



ТРУДЫ XXVI ВСЕРОССИЙСКОЙ
ОТКРЫТОЙ НАУЧНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Том II



РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН
ТРУДЫ XXVI ВСЕРОССИЙСКОЙ ОТКРЫТОЙ НАУЧНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ

Том II



Казань, 1–6 июля 2019 г.



Keysight Technologies является ведущим мировым производителем контрольно-измерительного оборудования и технологическим лидером, помогающим разработчикам, производителям и провайдерам услуг оптимизировать сети и ускорять продвижение электронных изделий на рынок при меньших затратах. Решения компании **Keysight** применяются везде, где есть электрические сигналы – от моделирования и проверки прототипов до производственного тестирования и оптимизации сетей и облачных сред. Заказчиками **Keysight** являются ведущие телекоммуникационные компании, аэрокосмические предприятия, представители автомобильной промышленности и энергетики, а также производители полупроводниковых приборов и бытовой электроники.

В России приборы **Keysight Technologies**, ранее производимые под маркой Hewlett-Packard/Agilent Technologies, используются уже более 50 лет и по праву считаются наиболее точным и надежным контрольно-измерительным оборудованием на рынке.

Информация о компании **Keysight Technologies** доступна в сети Интернет по адресу: www.keysight.ru

Генеральный директор ООО «Кейсайт Текнолоджиз» - **Смирнова Галина Владимировна**.



Контакты
Татарстан, г. Казань,
Особая экономическая зона Иннополис,
Лаишевский р-н, с. Усады, ул. Дорожная 42
8 (800) 707 57 45
info@komztest.ru
komztest.ru



С 2016 года было основано предприятие «**КОМЗ - ИЗМЕРЕНИЯ**», направленное на развитие высокоточного измерительного оборудования, произведенного на территории Российской Федерации. Уже в 2018 году компания представила первые продукты - линейку высокотехнологичных осциллографов АльфаТрек серии С7.

Подразделение «**КОМЗ - ИЗМЕРЕНИЯ**» является официальным контрактным партнером компании «Keysight Technologies» в России в части технологичных решений.

Сегодня, приборы «**КОМЗ - ИЗМЕРЕНИЯ**» можно приобрести как у производителя, так и у дистрибьюторской сети, широко представленной от Калининграда до Владивостока. Кроме того, для удобного обслуживания наших клиентов, компания открыла сервисный центр с новейшим оборудованием для возможности оперативного ремонта.

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
Научный совет ОФН РАН по распространению радиоволн
Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ

Казанский федеральный университет
Московский физико-технический институт
Российский новый университет

Российский фонд фундаментальных исследований
Национальный комитет URSI
Российская секция IEEE
Объединенное физическое общество РФ

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

**Труды XXVI Всероссийской открытой
научной конференции**

Казань, 1–6 июля 2019 г.

Том II



КАЗАНЬ
2019

УДК 537.86
ББК 32.841
P24



*Труды конференции изданы при поддержке
Российского фонда фундаментальных исследований
(проект № 19-02-20022)*

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Составитель и научный редактор

Д. С. Лукин

Председатель редакционной коллегии

О. Н. Шерстюков

Заместитель председателя редакционной коллегии

И. А. Насыров

Члены редакционной коллегии

А. Д. Акчурин;

Д. А. Когогин;

О. Ю. Панищев;

А. И. Сулимов

Технический секретарь

Р. Ш. Гагина

Распространение радиоволн: труды XXVI Всероссийской открытой научной
P24 конференции (Казань, 1–6 июля 2019 г.): в 2 т. — Казань: Изд-во Казан. ун-та, 2019. —
Т. II. — 608 с.

ISBN 978-5-00130-177-6 (т. II)

ISBN 978-5-00130-175-2

В труды включены доклады, отражающие результаты исследований в области распространения радиоволн от километрового до субмиллиметрового диапазонов в различных средах; распространения широкополсных сигналов в средах с дисперсией; результаты дистанционного зондирования космического пространства, ионосферы, атмосферы и земных покровов в радио, ИК и оптическом диапазонах; исследований нелинейных эффектов в ионосфере, возникающих при распространении радиоволн большой мощности: эффектов, проявляющихся в диапазоне радиочастот, связанных с атмосферным электричеством.

Представленные в трудах новые научные результаты в области распространения радиоволн могут быть полезны специалистам по радиофизике, геофизике, радиосвязи, радиолокации и радионавигации, а также студентам, аспирантам и докторантам соответствующих специальностей.

Доклады печатаются по оригиналам авторов.

**УДК 537.86
ББК 32.841**

ISBN 978-5-00130-177-6 (т. II)

ISBN 978-5-00130-175-2

© Научный совет ОФН РАН по распространению радиоволн, 2019

© Издательство Казанского университета, 2019

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

Председатель:

Лукин Д. С., проф., РосНОУ, Москва.

Сопредседатель:

Шерстюков О. Н., д.ф.-м.н., КФУ, Казань.

Заместители председателя:

Кутуза Б. Г., проф., ИРЭ РАН, Москва;

Крюковский А. С., проф., РосНОУ, Москва;

Насыров И. А., доц., КФУ, Казань.

Учёный секретарь:

Растягаев Д. В., доц., РосНОУ, Москва.

Члены программного комитета:

Акчурин А. Д., доц., КФУ, Казань.;

Андреева Е. С., доц., МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва;

Башкуев Ю. Б., д.ф.-м.н., ИФМ СО РАН, Улан-Удэ;

Белашов В. Ю., проф., КФУ, Казань;

Бисярин М. А., проф., С.-ПбГУ, Санкт-Петербург;

Булкин В. В., проф., МИ ВлГУ, Муром;

Данилкин Н. П., д.ф.-м.н., ИПГ им. Е. К. Федорова РАН, Москва;

Деминов М. Г., д.ф.-м.н., ИЗМИРАН им. Н. В. Пушкина РАН, Москва, Троицк;

Денисенко П. Ф., проф., ЮФУ, Ростов-на-Дону;

Дмитриев А. С., проф., ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва;

Жеребцов Г. А., академик РАН, ИСЗФ СО РАН, Иркутск;

Захаров А. И., проф., ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН. Фрязинский филиал, Фрязино;

Зернов Н. Н., проф., С.-ПбГУ, Санкт-Петербург;

Иванов В. А., проф., ПГТУ, Йошкар-Ола;

Иванов Д. В., чл.-корр. РАН, ПГТУ, Йошкар-Ола;

Классен В. И., проф., Радиоккомпания «Вектор», Чистополь;

Колесник С. А., доц., ТГУ, Томск;

Кудрин А. В., проф., ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород;

Кузнецов В. Д., чл.-корр. РАН, ИЗМИРАН им. Н. В. Пушкина РАН, Москва, Троицк;

Куркин В. И., д.ф.-м.н., ИСЗФ СО РАН, Иркутск;

Лапшин В. Б., проф., ИПГ им. Е. К. Федорова РАН, Москва;

Мареев Е. А., д.ф.-м.н., ИФП им. П. Л. Капицы РАН, Москва;

Матвиенко Г. Г., проф., ИОА им. В. Е. Зуева СО РАН, Томск;

Медведев А. В., д.ф.-м.н., ИСЗФ СО РАН, Иркутск;

Миронов В. Л., ИФ им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск;

Палкин Е. А., проф., РосНОУ, Москва;

Пермяков В. А., проф., МЭИ, Москва;

Ружин Ю. Я., проф., ИЗМИРАН им. Н. В. Пушкина РАН, Москва, Троицк;

Смирнов В. М., д.ф.-м.н., ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН. Фрязинский филиал, Фрязино;

Терещенко Е. Д., проф., ПГИ, Мурманск;

Фролов В. Л., д.ф.-м.н., ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород;

Черкашин Ю. Н., проф., ИЗМИРАН им. Н. В. Пушкина РАН, Москва, Троицк;

Чубинский Н. П., доц., МФТИ(ГУ), Долгопрудный, Московская обл.;

Шевцов Б. М., ИКИР ДВО РАН, Петропавловск-Камчатский;

Шустов Э. И., проф., ОАО «НПК НИИДАР», Москва;

Щукин Г. Г., проф., ВКА им. А. Ф. Можайского, Санкт-Петербург.

Содержание

Секция 5, посвященная памяти проф. А. М. Насырова. Распространение радиоволн и нелинейные эффекты в ионосфере.	11
Бахметьева Н. В., Григорьев Г. И., Толмачева А. В. Искусственные периодические неоднородности ионосферной плазмы и динамика мезосферы – нижней термосферы	12
Бахметьева Н. В., Грач С. М., Сергеев Е. Н., Шиндин А. В. Результаты диагностики нижней ионосферы Земли методом создания искусственных периодических неоднородностей в высоких, средних и низких широтах	16
Бахметьева Н. В., Вяхирев В. Д., Калинина Е. Е., Жемяков И. Н., Виноградов Г. Р. Вертикальные движения в нижней ионосфере и динамика ионосферной плазмы .	21
Благовещенская Н. Ф., Борисова Т. Д., Калишин А. С., Хаггстром И., Йоман Т. Искусственная плазменная турбулентность в верхней ионосфере на высоких широтах при воздействии мощными кв радиоволнами необыкновенной поляризации . .	25
Борисова Т. Д., Благовещенская Н. Ф., Калишин А. С., Хаггстром И. Характеристики ленгмюровской турбулентности высокоширотной ионосферы при воздействии мощного КВ-радиоизлучения на частотах, близких электронным гирорезонансам .	30
Зудин И. Ю., Айдакина Н. А., Гущин М. Е., Заборонкова Т. М., Коробков С. В., Стриковский А. В. Динамика и волноводные свойства мелкомасштабных неоднородностей замагниченной плазмы: лабораторное и численное моделирование	34
Ишин А. Б., Воейков С. В., Первалова Н. П. Реакция ионосферы на воздействие реактивных двигателей по данным сети GEONET станций GPS	38
Калишин А. С., Благовещенская Н. Ф., Борисова Т. Д., Йоман Т. Условия возбуждения и характеристики узкополосного искусственного радиоизлучения в высокоширотной ионосфере при воздействии мощным КВ радиоволнами необыкновенной поляризации	43
Когогин Д. А., Насыров И. А., Шиндин А. В., Максимов Д. С., Грач С. М., Дементьев В. О., Загретдинов Р. В. Структура и динамика возмущенной мощным радиоизлучением ионосферы на основе совместного анализа пятен искусственного оптического свечения и двумерных карт полного электронного содержания	47
Лебедев В. П., Кушнарв Д. С., Хахинов В. В. Результаты радиолокационных измерений в активном космическом эксперименте «Радар–Прогресс»	52
Лукьянова Р. Ю., Фролов В. Л. Генерация электрического тока в ионосфере при модификации её F2-области мощными КВ радиоволнами	56
Насыров И. А., Дементьев В. О., Когогин Д. А., Шиндин А. В., Грач С. М. Оценка статистической связи интенсивности искусственного оптического свечения с ионосферными параметрами по данным, полученным на стенде «Сура» в 2010–2016 гг.	60
Насыров И. А., Галиуллин А. А. Постановка эксперимента по детектированию сверхмелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей	64
Ружин Ю. Я., Кузнецов В. Д., Пластинин Ю. А. Явления, инициированные стендом СУРА по программе СУРА_МКС-2017	66
Рябов А. О., Фролов В. Л. Анализ взаимосвязи между потенциалом искусственного спутника земли и температурой электронов в верхней ионосфере	71
Рябов А. О., Фролов В. Л. Искусственные высыпания энергичных электронов в магнито–сопряженной области при стимуляции ионосферы Земли мощными КВ радиоволнами стенда Сура	75
Сергеев Е. Н., Зыков Е. Ю., Вертоградов Г. Г., Грач С. М., Шиндин А. В. Динамические и спектральные характеристики искусственного радиоизлучения и декаметровых неоднородностей при мощном КВ–воздействии на ионосферную плазму над стендом СУРА в области четвертой электронной гирогармоники	79

Сергеев Е. Н., Грач С. М., Шиндин А. В. Исследование процессов генерации, распространения и релаксации искусственных плазменных возмущений в ионосфере Земли с помощью коротких мощных радиоимпульсов	83
Терещенко Е. Д., Юрик Р. Ю., Черняков С. М. Проявление мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей в измерениях электронной плотности методами некогерентного рассеяния и радиопросвечивания	87
Троицкий А. В., Фролов В. Л., Востоков А. В., Ракуть И. В. Радиоизлучение ридберговских атомов верхней атмосферы Земли при модификации ионосферы мощными КВ радиоволнами	91
Фролов В. Л., Болотин И. А., Рябов А. О., Акчурин А. Д. Высыпания энергичных электронов из радиационного пояса Земли при модификации ионосферы мощным радиоизлучением стенда Сура	96
Фролов В. Л., Болотин И. А., Рябов А. О., Шорохова Е. А., Андреева Е. С., Падохин А. М. Высотные характеристики дактов плотности плазмы	100
Фролов В. Л., Болотин И. А., Першин А. В., Шерстюков Р. О. GPS–зондирование ионосферы Земли, возмущённой мощными КВ радиоволнами	104
Шиндин А. В., Сергеев Е. Н., Грач С. М., Милих Г. М., Бернхардт П. А., Сифринг К., Маккаррик М. Д. Исследование модификации профиля электронной концентрации ионосферы в поле мощных радиоволн с частотами вблизи 4-й электронной гирогармоники	108
Шиндин А. В., Грач С. М., Сергеев Е. Н., Бернхардт П. А., Носса Э. Предварительные результаты исследований искусственной ионосферной турбулентности на Низкоширотном нагревном стенде Аресибо в ноябре 2018 г.	112
Черногор Л. Ф., Гармаш К. П., Фролов В. Л. Крупномасштабные возмущения в нижней ионосфере, сопровождавшие воздействие на ионосферу радиоизлучением стенда Сура	116
Черногор Л. Ф., Гармаш К. П., Фролов В. Л. Вариации доплеровских спектров и амплитуд ВЧ радиоволн на наклонных радиотрассах, последовавших за воздействием на ионосферную плазму мощным радиоизлучением стенда «Сура»	120
Юсупов К. М., Бахметьева Н. В., Фролов В. Л., Маруяма Т., Акчурин А. Д., Шерстюков Р. О. Спорадический слой E при воздействии мощным КВ радиоизлучением	124
Секция 6. Физические проблемы радиолокации, радионавигации и радиосвязи	128
Андреев Ю. В. Энергетическая диаграмма направленности СШП хаотического ансамбля	129
Бельгибаев Р. Р., Рябова Н. В., Катков Е. В. Влияние поглощения во время солнечных вспышек класса M4.0, M7.3 и X2.0 на параметры систем когнитивной КВ связи	134
Елсуков А. А., Иванов Д. В. Адаптивный алгоритм CFAR для обнаружения радиосигнала в задачах зондирования ионосферы и каналов КВ связи	139
Филиппов М. Ю., Абунин А. А., Ходатаев Н. А. Оценка индекса солнечной активности F10.7 по данным помехового канала РЛС метрового диапазона	143
Илюшин Я. А., Падохин А. М. Систематические ошибки интерференционной рефлектометрии уровня моря по сигналам глобальных спутниковых радионавигационных систем, связанные с морским волнением	147
Илюшин Я. А. Лидарное зондирование тонких облачных слоёв: численное моделирование	151
Иванов А. А., Сахабутдинов А. Ж. Измерение мгновенных частот множества радиосигналов на основе технологии микроволновой радиофотоники	155
Иванов В. А., Рябова М. И., Овчинников В. В. Влияние однородных сред с линейно-меняющейся частотной дисперсией третьего и второго порядка на искажения ИХ канала с гауссовой АЧХ	160
Калинкевич А. А., Масюк В. М. Актуальность и возможности мониторинга арктической зоны РФ с геостационарной орбиты	164

Калинкевич А. А., Масюк В. М. Проблемы использования бистатической радиолокации на геостационарной орбите для мониторинга АЗРФ	168
Кислицын А. А., Иванов Д. В., Рябова М. И., Чернов А. А. Адаптивная коррекция частотной фазовой дисперсии, возникающей при трансионосферном распространении широкополосных радиосигналов	172
Колчев А. А., Егошин И. А., Недопекин А. Е., Шумаев В. В. Применение модели смеси вероятностных распределений при обнаружении радиофизических сигналов	177
Шумаев В. В., Чернов А. Г., Колчев А. А., Егошин И. А., Крауз П. В., Ржаницын В. П., Рогов Д. Д., Благовещенская Н. Ф., Недопекин А. Е. Оценка характеристик мод сигнала вблизи МНЧ для целей загоризонтной радиолокации	181
Баскаков А. И., Грачёв В. Г., Комаров А. А., Рубан А. В. Определение геометрических характеристик малоразмерных объектов космического мусора с помощью наземной многопозиционной РЛС	186
Лепёхина Т. А., Николаев В. И. Измерение радиометрических характеристик и калибровка космического РСА с помощью активного имитатора радиомишеней	190
Мещеряков А. А., Гулько В. Л., Луц О. Я. Пространственно-временная деполяризация радиоволн трехсантиметрового диапазона на закрытых трассах с препятствиями в виде леса	194
Морозов О. Г., Морозов Г. А., Фасхутдинов Л. М., Ильин Г. И. Синтез двойных кросс ЛЧМ-сигналов на основе технологий микроволновой фотоники	198
Овчинников В. В., Иванов В. А., Рябова Н. В. Влияние сезонности на диапазоны одномодового распространения коротковолновых сигналов	202
Сафиуллин А. С., Акчурин А. Д., Хасанов Д. Ф. Передающее устройство для короткоимпульсного ионозонда	206
Шумаев В. В., Чернов А. Г., Колчев А. А., Егошин И. А., Крауз П. В., Ржаницын В. П., Рогов Д. Д., Благовещенская Н. Ф., Недопекин А. Е. Результаты исследования суточного изменения коэффициента удлинения трасс по сигналам наклонного зондирования трасс российской сети ЛЧМ диагностики ионосферы	209
Скворцов И. В., Латыпов Р. Р., Бабаев Р. Ф., Насертдинов Р. Р. Энергетическая диаграмма направленности СШП хаотического ансамбля	214
Зуев А. В., Чернов А. А., Катков Е. В. Исследование вариаций полного электронного содержания территории Уральского федерального округа Российской Федерации по данным 2015, 2016 и 2017 годов	218
Секция 7. Дистанционное зондирование атмосферы и земных покровов, радиометеорология	222
Башкуев Ю. Б., Хаптанов В. Б., Дембелов М. Г. Георадарное исследование ледового покрова Баргузинского залива	223
Бубукин И. Т., Агафонов М. И., Ракуть И. В., Панкратов А. Л., Яблоков А. А., Троицкий А. В., Климова А. С., Горбунов Р. В. Особенности атмосферного поглощения в окнах прозрачности коротковолновой части миллиметрового диапазона по измерениям в районе Карадага	227
Ломухин Ю. Л., Бутуханов В. П. Явление Брюстера при обратном отражении	231
Демин Д. А., Терентьев М. В., Чубинский Н. П. Энергетическая диаграмма направленности СШП хаотического ансамбля	234
Чупин М. М., Мухаметзянов Ф. Ф., Попов М. А., Исаева А. Г., Макридин А. Т., Давыдов Ю. В., Латыпов Р. Р. Модернизация и современные методы обработки данных коэрцитивного спектрометра	238
Чурсин В. В., Кужевская И. В. Мезомасштабные циклоны Западной Сибири, их классификация и возможность обнаружения с помощью искусственного интеллекта	242
Дембелов М. Г., Башкуев Ю. Б., Мельчинов В. П. Тропосферная рефракция радиоволн на разных широтах Сибири	246

Денисенков Д. А., Жуков В. Ю., Кулешов Ю. В., Суворов С. С., Шукин Г. Г. Оптимизация условий наблюдения целей в многопараметрическом метеорологическом радиолокаторе	250
Егоров Д. П., Кутуза Б. Г. О точности определения влагосодержания при СВЧ-радиометрическом зондировании атмосферы в резонансной области поглощения водяного пара 18–27 ГГц	254
Федосеева Е. В., Ростокин И. Н., Ростокина Е. А., Шукин Г. Г. Исследование процессов формирования и развития опасных атмосферных метеоявлений, связанных с эволюцией конвективной облачности	258
Газимов Т. Ф., Волкова М. А. Использование данных метеорологических спутников для определения зон с атмосферной турбулентностью	263
Гулько В. Л., Мещеряков А. А. Экспериментальные исследования поляризационных характеристик рассеяния земной поверхности поляризационно модулированными зондирующими сигналами	267
Инюхин В. С., Лиев К. Б., Макитов В. С. Рассеяние и ослабление электромагнитного излучения сантиметрового диапазона в градовых облаках	271
Караваев Д. М., Кулешов Ю. В., Шукин Г. Г. Совершенствование метода определения тропосферной задержки с использованием микроволновой радиометрии	275
Хуторова О. Г., Дементьев В. В., Близоруков А. С., Хуторов В. Е. Дистанционное зондирование пространственной структуры водяного пара сетью приемников спутниковых навигационных систем	279
Хуторова О. Г., Тептин Г. М., Хуторов В. Е., Дементьев В. В., Корчагин Г. Е., Гизатулин И. Ф. Аппаратно-программный комплекс дистанционного зондирования атмосферы в г. Казани	282
Коломиец С. Ф., Горелик А. Г. Исследование микроструктуры рассеивающей среды при многоволновом зондировании	286
Колотков Г. А., Пенин С. Т. Оптимизация условий наблюдения целей в многопараметрическом метеорологическом радиолокаторе	290
Колотков Г. А., Пенин С. Т., Матина П. Н. Моделирование пространственного распространения цезия-137 в почвах юго-востока Томской области с использованием ГИС	294
Коротышкин Д. В., Шерстюков О. Н., Валиуллин Ф. С. Оптимизация условий наблюдения целей в многопараметрическом метеорологическом радиолокаторе	298
Куликов Ю. Ю., Андриянов А. Ф., Демин В. И., Демкин В. М., Кириллов А. С., Козелов Б. В., Рыскин В. Г., Шишаев В. А. Вариации полярного мезосферного озона во время стратосферного потепления зимой 2018-2019	302
Львова М. В., Тарабукин И. А. Анализ синоптических процессов в атмосфере с использованием информации доплеровских метеорологических радиолокаторов	306
Родионова Н. В. Использование радарных данных SENTINEL-1 для идентификации талых/мерзлых почв в нескольких районах арктической зоны России в 2017-2018 годах	310
Ростокин И. Н., Федосеева Е. В., Ростокина Е. А. Многочастотный микроволновый радиометрический метод обнаружения и контроля опасных атмосферных метеоявлений, устойчивый к изменяющимся условиям измерений	315
Рудаменко Р. А., Марчук В. Н., Бажанов А. С., Арнаутов Ю. В., Местертон А. П. Анализ результатов полевых испытаний аналога высокочастотного георадара для радиолокационного комплекса лунохода	320
Нургалиев Д. К., Шерстюков О. Н., Рябченко Е. Ю., Данилов Е. В., Смоляков А. Д., Муртазина Л. Ш. Многоуровневая архитектура радиосети для комплекса сбора сейсмических данных	324
Шерстюков О. Н., Рябченко Е. Ю., Данилов Е. В., Смоляков А. Д., Муртазина Л. Ш. Сенсорная сеть на основе радиоканала субгигагерцового диапазона	328

Саворский В. П., Кутуза Б. Г., Ермаков Д. М., Панова О. Ю., Смирнов М. Т., Данилычев М. В., Чернушич А. П. Эффективность учета горизонтальных статистических зависимостей при восстановлении температурно-влажностных профилей атмосферы по СВЧ спектрам	332
Смирнов М. Т., Ермаков Д. М., Саворский В. П., Чернушич А. П. Особенности восстановления профиля влажности атмосферы по спектральным СВЧ радиометрическим измерениям в диапазоне 18 – 27,2 ГГц	336
Секция 8. Математическое моделирование проблем электродинамики и распространения радиоволн	340
Астафьев А. М., Ременец Г. Ф. Оценка влияния перевозбуждения нормальных волн в задаче определения южной границы высыпания ультра-энергичных релятивистских электронов	341
Бисярин М. А., Брянцев Д. М. Распространение модовых групп большой мощности в цилиндрическом диэлектрическом волноводе	345
Бова Ю. И., Крюковский А. С., Михалёва Е. В. Метод локальной асимптотики определения параметров краевой катастрофы, описывающий совместную фокусировку геометрооптических и дифракционных волн	350
Бова Ю. И., Крюковский А. С., Кутуза Б. Г., Лукин Д. С. Влияние ионосферы Земли на поляризационные характеристики радиоволны в высокочастотном диапазоне	354
Чикляев Н. А. Разработка модели делителя мощности для СВЧ-установки по санитарной обработке древесины	359
Филареева И. Д. Разработка математической модели антенны для СВЧ-установки по санитарной обработке древесины	364
Астафьев А. М., Ременец Г. Ф. Моделирование влияния неоднородностей ионосферы на напряженность поля коротких радиоволн	368
Hung Luu Quang, Khiem Nguyen Khac, Binh Truong Thanh The characteristics of the band-pass filter from the various parameters of the substrate	372
Hung Luu Quang, Van Nguyen Thanh, Thinh Bui Dinh Compact directional coupler implemented on compact structures	377
Потехин А. П., Ильин Н. В. Инвариантная форма тензора диэлектрической проницаемости холодной ионосферной плазмы во временной области	382
Качушкин М. Н. Изучение свойств сфокусированных акустических апертур	386
Khiem Nguyen Khac, Son Nguyen Ngoc, Huong Ngo Xuan Comparison of the miniaturization efficiency of the coupler using the bends of quarter-wave segments	391
Khiem Nguyen Khac, Tan Pham Huu, Nhung Djinh Thi Compact directional coupler with three loops on compact structures	396
Кудрин А. В., Петров Е. Ю. Распространение импульсных электромагнитных сигналов, возбуждаемых нитевидным током, в нелинейной среде без дисперсии	401
Лапшина И. Р., Карпов А. В., Сулимов А. И. Имитационное моделирование FBS метеорных следов	405
Ломухин Ю. Л. Эффект возбуждения встречных волн в поглощающих однородных граничащих средах	409
Мочалов В. А., Мочалова А. В. Применение глубокого обучения для распознавания ионограмм	413
Нагуслаева И. В., Бороноев В. В. Анализ структуры вейвлет-спектров квазипериодических сигналов КНЧ диапазона природного происхождения	418
Моисеева Н. М., Моисеев А. В. Отражение оптических сигналов на границе неоднородного кирального слоя с дисперсией	422
Носиков И. А., Клименко М. В., Бессараб П. Ф. Глобальная оптимизация как способ исключения проблемы задания начальных условий при модельном расчете радиотрасс	426

Палкин Е. А., Петрович А. А. Дифракционно-лучевая теория распространения коротких радиоволн в описании эффекта полупрозрачности ионосферных слоёв	430
Пекина А. Э., Масленникова Ю. С., Бочкарев В. В. Моделирование количества геомагнитных бурь с использованием нелинейной пуассоновской регрессии	435
Прокопович И. В., Попов А. В. Аналитическая модель георадарного зондирования	439
Гарбацевич В. А., Морозов П. А., Морозов Ф. П., Прокопович И. В., Попов А. В. Расчет и моделирование цилиндрической щелевой антенны для задач радиолокационного каротажа	443
Сарычев В. Т. Миражи и реальность в преобразованиях Лоренца	447
Светличный В. А., Смирнова О. В. Моделирование характеристик распространения УКВ в различных радиометеорологических условиях на основе метода нормальных волн	453
Сулимов А. И., Карпов А. В. Численное моделирование частотных характеристик радиоотражений от метеорных следов	457
Захаров В. Е., Татарина К. В. Исследование изменения амплитуды нормальных мод коротких волн при распространении в ионосфере	461
Виноградов А. Г., Теохаров А. Н. Корреляция флуктуаций фазы волны, распространяющейся в анизотропной турбулентной атмосфере	465
Виноградов А. Г., Теохаров А. Н. Модель подобия диэлектрической проницаемости в турбулентной атмосфере с анизотропными неоднородностями	469
Юшков В. В., Рудаменко Р. А., Постникова Т. Н., Юшкова О. В. Моделирование экспериментов бистатической локации луны	473
Юшков В. В., Кибардина И. Н., Юшкова О. В. Моделирование электрофизических свойств грунта Луны	477
Захаров В. Е., Татарина К. В. Исследование изменения поляризационных характеристик коротких волн вдоль лучевых траекторий в ионосфере	481
Секция 9. Нелинейные волновые структуры в комплексных сплошных средах, включая атмосферу, гидросферу и космическую плазму	485
Белашова Е. С., Харшиладзе О. А., Белашов В. Ю. Нелинейная динамика уединенных волновых структур в комплексных сплошных средах	486
Белашов В. Ю., Харшиладзе О. А., Рogaва Дж. Л. Взаимодействие многомерных NLS-солитонов в неоднородной и нестационарной среде	491
Черкашин Ю. Н., Кочетков Ю. Г. Применение метода гауссовых пучков в задачах распространения коротких волн в плавно-неоднородных средах	495
Черкашин Ю. Н., Еременко В. А., Чумаков С. О. Радиофизические свойства солитонов с фазовыми искажениями на начальном фронте	497
Турьшев Л. Н., Светашев А. С., Дорошко Н. В., Ермолович Ю. Г. Численное моделирование процессов распространения солнечного излучения в земной атмосфере и водной среде природных водоемов	501
Еременко В. А., Манаенкова Н. И. О взаимодействии солитонов в средах с насыщающейся и пороговой нелинейностью	505
Белашов В. Ю., Харшиладзе О. А., Рogaва Дж. Л. Моделирование взаимодействия вихревых структур	509
Белашов В. Ю., Харшиладзе О. А. Модифицированный метод контурной динамики для моделирования вихревых структур	513
Попель С. И., Копнин С. И., Дубинский А. Ю. Пылевая плазма над участками лунной поверхности, обогащенными водородом	517
Ружин Ю. Я., Смирнов В. М. Предвосходные аномалии ПЭС зимней ионосферы средних широт	521
Захарова О. Н., Ильина О. В. Модернизация контрольно-измерительной машины «КИМ-АЛЬФА»	525

Насыров И. А., Когогин Д. А., Шербоев М. А., Загретдинов Р. В. Исследование ионосферных волновых возмущений, генерируемых солнечным терминатором, по данным сети ГНСС–станций, расположенных в Приволжском федеральном округе . . .	527
Секция 10. Атмосферное электричество	531
Алексеева Н. Г. Влияние солнечного затмения 29 марта 2006 год на ионосферу, дегазацию земли и сейсмическую активность Кавказа	532
Нагуслаева И. Б., Башкуев Ю. Б., Аюров Д. Б. Особенности вариаций ОНЧ радиошума в сейсмоактивной байкальской рифтовой системе	537
Панюков А. В., Богушов А. К. Обработка результатов мониторинга грозовой активности	541
Грунская Л. В., Исакевич В. В., Исакевич Д. В. О главных компонентах вариаций вертикальной составляющей электрического поля Земли в инфранизкочастотном диапазоне	545
Караштин А. Н., Шлюгаев Ю. В., Караштина О. С., Микрюков П. А. Субмикросекундное импульсное радиоизлучение грозового облака	549
Крашенинников А. В., Соловьёв С. П., Рыбнов Ю. С., Соловьёв А. В. Вариации атмосферного давления и электрического поля во время полярных сияний	553
Кудринская Т. В., Куповых Г. В., Аджиев А. Х., Зайнетдинов Б. Г., Соколенко Л. Г. Эффекты солнечной активности в вариациях электрического поля приземной атмосферы	557
Куповых Г. В., Клово А. Г., Тимошенко Д. В. Вариации атмосферного электрического поля в приземном слое	561
Михайловский Ю. П., Синькевич А. А., Зайнетдинов Б. Г., Попов В. Б. Особенности контроля грозовой активности различными радиофизическими средствами (радиолокатор, гронопеленгационные системы, наземные флюксметры)	566
Нагорский П. М., Морозов В. Н., Пустовалов К. Н., Оглезнева М. В. Вариации концентрации лёгких ионов в приземном слое атмосферы при прохождении конвективной облачности	571
Нагорский П. М., Пустовалов К. Н., Корольков В. А. Анализ в фазовом пространстве отклика приземного электрического поля на прохождение облаков основных форм	576
Новиков В. А., Сорокин В. М., Яценко А. К. Формирование электрического поля в атмосфере ионизирующим излучением солнечной вспышки и его воздействие на сейсмическую активность	580
Синькевич А. А., Yang J., Торопова М. Л., Попов В. Б., Старых Д. С. Формирование электрических разрядов в кучево-дождевом облаке с водяным смерчем	584
Сорокин В. М., Яценко А. К. Возмущение глобальной электрической цепи над зонами сейсмической и метеорологической активности	588
Тарабукина Л. Д., Козлов В. И., Иннокентьев Д. Е. Оценка параметров молний в течение развития грозы в Якутии	592
Колесник С. А., Колмаков А. А., Цюпа И. Ю. Грозовая активность в Западносибирском регионе и ее влияние на электромагнитный фон КНЧ–диапазона	596
Авторский указатель	600

СЕКЦИЯ 5

посвящённая памяти

проф. А. М. Насырова

Распространение радиоволн
и нелинейные эффекты в ионосфере

Том II, с. 12–16

УДК: 551.510.535+ 550.388.2

ИСКУССТВЕННЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ И ДИНАМИКА МЕЗОСФЕРЫ – НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЫ

Н. В. Бахметьева, Г. И. Григорьев, А. В. Толмачева

Научно-исследовательский радиофизический институт Нижегородский государственный университет, 603950, г. Нижний Новгород, ул. Большая Печерская, 25/12а

E-mail: nv_bakhm@nirfi.unn.ru

Аннотация. В работе представлены результаты исследования динамики верхней атмосферы Земли в интервале высот 60–120 км на основе измерений характеристик сигналов, рассеянных искусственными периодическими неоднородностями ионосферной плазмы. Неоднородности создаются мощным радиоизлучением нагревного стенда СУРА. Эксперименты проводились в годы высокой и низкой солнечной активности, при геомагнитных возмущениях и в спокойных условиях, в условиях распространения перемещающихся ионосферных возмущений и атмосферных волн, развитой турбулентности, при существовании полупрозрачных и экранирующих спорадических слоев *E*, в заходно-восходный период, в условиях солнечного затмения и в равноденствии. Изучены высотно-временные вариации скорости вертикального движения плазмы, температуры и плотности нейтральной компоненты, в которых значительную роль играют атмосферные волны. Определен интервал изменения высоты турбопаузы.

Ключевые слова: ионосфера; плазма; нагрев; искусственные периодические неоднородности; вертикальные движения; скорость.

ARTIFICIAL PERIODIC IRREGULARITIES OF IONOSPHERIC PLASMA AND DYNAMICS OF THE MESOSPHERE AND THE LOWER THERMOSPHERE

N. V. Bakhmetieva, G. I. Grigoriev, A. V. Tolmacheva

Abstract. The paper presents results of a study of the dynamics of the Earth's upper atmosphere in the altitude range of 60–120 km based on measurements of characteristics of signals scattered by artificial periodic irregularities of the ionospheric plasma. Irregularities are created by the powerful radio emission of the SURA heating facility. The experiments were carried out in the years of the high and the low solar activities, under geomagnetic disturbances and in quiet conditions, under conditions of propagation of travelling ionospheric disturbances and atmospheric waves, the developed turbulence, during the existence of transparent and blanketing sporadic E layers, during the sunset-sunrise period, under solar eclipse condition and in equinox. The altitude-time variations of the vertical plasma velocity, the temperature and density of the neutral atmosphere, in which atmospheric waves play a significant role, have been studied. The interval of change of the turbopause height is determined.

Keywords: ionosphere, plasma, artificial periodic irregularities, temperature, density, vertical plasma velocity, atmospheric wave.

Введение

Постоянный интерес к проблеме динамики земной атмосферы на ионосферных высотах и распространения атмосферных волн во многом обусловлен влиянием, которое они оказывают на работу радиосистем навигации и радиолокации. Модернизация измерительной техники и развитие новых методов измерений стимулируют исследования в этом направлении. Одним из методов исследования атмосферной динамики, позволяющим получить данные о высотно-временных вариациях параметров нейтральной компоненты, таких как температура и плотность, является метод, использующий возмущение ионосферы мощным радиоизлучением нагревного стенда для определения характеристик регулярной, то есть естественной, среды распространения волн. Волны возбуждаются, как правило, в нижней атмосфере. Их природными источниками являются

грозы, ураганы, метеорологические штормы, землетрясения, орографические особенности местности. Эти волны переносят энергию и импульс в верхние слои атмосферы — в мезосферу и нижнюю термосферу. Заходно-восходные явления в ионосфере, солнечные и лунные затмения вызывают волновые возмущения электронной концентрации. Источниками волн искусственного происхождения служат наземные взрывы, запуски ракет и космических аппаратов, нагрев электронной компоненты ионосферы высокочастотным радиоизлучением. В работе приведены результаты исследований атмосферной динамики и волновых движений в нижней ионосфере на основе определения параметров ее нейтральной компоненты методом, основанным на резонансном рассеянии радиоволн на искусственных периодических неоднородностях (ИПН) ионосферной плазмы, создаваемых мощным КВ радиоизлучением нагревного стенда СУРА.

Метод исследования атмосферной динамики

Метод исследования ионосферы с помощью создания ИПН и методика определения характеристик нейтральной атмосферы подробно изложены в монографиях [1,2]. Неоднородности создаются в поле стоячей волны, образующейся при отражении от ионосферы мощной радиоволны, излучаемой в зенит синфазно работающими передатчиками стенда СУРА (56.1°N; 46.1°E). При зондировании ИПН пробными радиоволнами, которые излучаются в импульсном режиме также передатчиками нагревного стенда на стадии релаксации неоднородностей, рассеянный ими сигнал принимается антенной системой и приемной установкой, расположенной на расстоянии 1 км от нагревного стенда. Регистрируются квадратурные компоненты рассеянного сигнала, по которым стандартным образом определяются его амплитуда и фаза. На основе измерений амплитуды и фазы сигнала, рассеянного неоднородностями, определяются важнейшие характеристики нейтральной составляющей атмосферы Земли в нижней ионосфере — скорость вертикального движения, которая на указанных высотах совпадает со скоростью плазмы, температура и плотность, высота турбопаузы [1–3]. На высотах нижней части E-слоя (90–120 км) процесс релаксации ИПН после прекращения воздействия на ионосферу происходит под действием амбиполярной диффузии. Диффузионное время релаксации неоднородностей τ определяется выражением

$$\tau = \frac{1}{K^2 D} = \frac{M_i \nu_{im}}{\kappa (T_{e0} + T_{i0}) K^2},$$

где κ — постоянная Больцмана, $K = 4\pi/\lambda_0$ — волновое число стоячей волны, $\lambda = \lambda_0/n$ — длина волны в среде, D — коэффициент амбиполярной диффузии, M_i — молекулярная масса ионов, T_{e0} и T_{i0} — фоновые (невозмущенные) температуры электронов и ионов, в нижней части E-слоя равные T — температуре нейтралов, ν_{im} — частота столкновений ионов с молекулами. Приведенное выражение для τ лежит в основе определения большинства параметров нижней ионосферы.

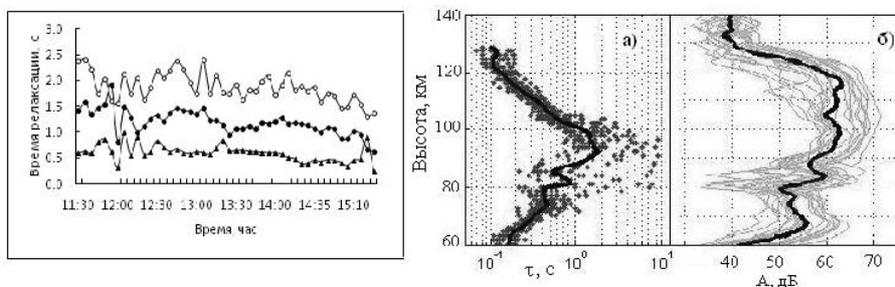


Рис. 1. Зависимость времени релаксации рассеянного сигнала от времени на трех действующих высотах для 28.09.2018: кружки — высота 100 км, точки — высота 105 км, треугольники — высота 112 км (левая панель). Хорошо видны волновые движения с периодом от 15 минут до часа. Высотные профили времени релаксации а) и амплитуды б) рассеянного сигнала (правая панель). Кривые соответствуют усредненным за 5 минут значениям характеристик на каждой высоте

На рис. 1 на высотном профиле τ в интервале 100–120 км время релаксации отвечает диффузионному закону, ниже 95 км начинается влияние турбулентной диффузии, и время релаксации уменьшается по сравнению с диффузионным временем. На высоте 85 км локальный рост амплитуды и времени релаксации объясняется влиянием спорадического слоя E . На высотах D -области амплитуда и время релаксации изменяются в соответствии с температурной зависимостью коэффициента отлипания электронов [1, 2]. Характер изменений τ определяет соответствующие изменения в температуре и плотности нейтральной компоненты.

Вариации температуры и плотности нейтральной компоненты

Приведенное выше выражение для времени релаксации сигнала, рассеянного неоднородностями, является основой для определения температуры T и плотности ρ нейтральной компоненты в нижней части области E до высоты 120–130 км. Методика определения этих параметров подробно описана в [1, 2]. В большинстве экспериментов наблюдались волновые вариации температуры и плотности, часто имевшие нестабильный характер [3]. Естественно было предположить, что подобного рода возмущения могут быть обусловлены распространением внутренних гравитационных волн. На рис. 2 приведены зависимости температуры и плотности нейтральной компоненты от времени для двух высот в дневные часы 28.09.2018; каждая точка соответствует усреднению первичных данных по интервалу времени 5 минут. Хорошо видны ярко выраженные волновые движения с периодом от 15 минут до двух часов и более, наблюдается сложная картина временных вариаций температуры с размахом колебаний от 20 до 100 К.

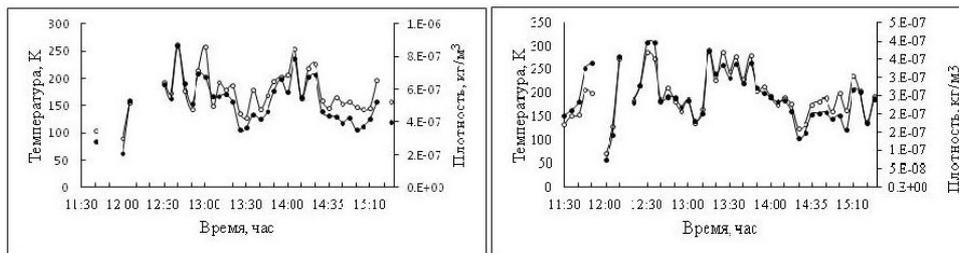


Рис. 2. Зависимость температуры (кружки) и плотности (точки) нейтральной компоненты от времени 28.09.2018 на высоте 100 км (левая панель) и 105 км (правая панель).

Процесс релаксации ИПН в E -слое является диффузионным выше области развитой атмосферной турбулентности, то есть выше высоты турбопаузы, вблизи которой турбулентное перемешивание сменяется диффузионным разделением газов. Примеры изменений во времени высоты турбопаузы, определяемой по отклонению τ от диффузионного закона, для двух дней наблюдений представлены на рис. 3.

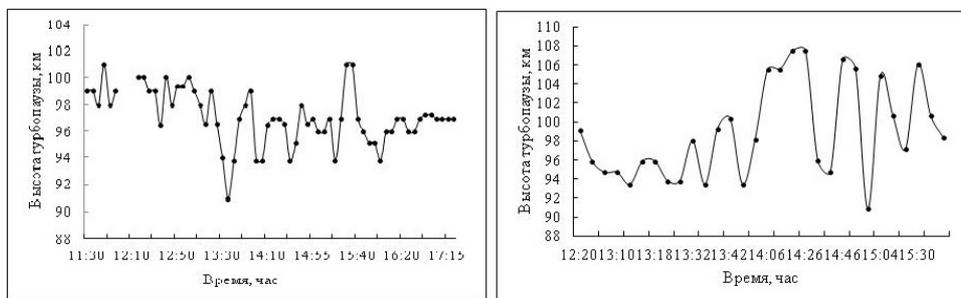


Рис. 3. Зависимость высоты турбопаузы от времени по наблюдениям в послеполуденные часы 28.09.2018 (левая панель) и 27.09.2017. Уровень турбопаузы изменяется в интервале высот 92–108 км, обнаруживая как сравнительно быстрые, так и более медленные вариации.

Вариации скорости вертикального движения плазмы

Скорость вертикального движения плазмы V определяется по изменению фазы рассеянного сигнала как $V = \frac{\lambda}{4\pi} \cdot \frac{d\varphi}{dt} = \frac{c}{4\pi f n} \cdot \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}$, где f — частота мощной и пробной радиоволн, n — показатель преломления. Вертикальная скорость испытывает значительные вариации по высоте и во времени. Многолетние измерения скорости методом ИПН показали, что значительный вклад в ее величину дают внутренние гравитационных волны. Подробные сведения об измерениях вертикальной скорости содержатся в докладе Н. В. Бахметьевой и др. «Вертикальные движения в нижней ионосфере и динамика ионосферной плазмы», представленном на данной конференции и в работах [3, 4]. На рис. 4 приведен пример реакции вертикальной скорости плазмы и температуры нейтральной компоненты на частное солнечное затмение. Наблюдаются глубокие вариации параметров в максимальной фазе затмения.

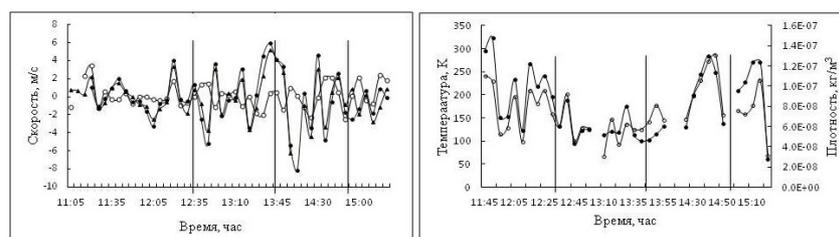


Рис. 4. Скорость вертикального движения плазмы, во время частного затмения Солнца 20.03.2015 на трех высотах (левая панель) — точки соответствуют значениям скорости на высоте 100 км, кружки — 110 км, треугольники — 115 км. Фазы затмения — начало, максимальная фаза и окончание показаны вертикальными линиями. Температура (кружки) и плотность (точки) нейтральной компоненты на высоте 100 км во время даны на правой панели.

Выводы

Результаты длительных измерений параметров нейтральной компоненты и скорости вертикального движения плазмы в мезосфере и нижней термосфере методом ИПН убедительно продемонстрировали существенное влияние на них атмосферных волн, наиболее интенсивных во время природных возмущений. Амплитуда волн может достигать 50–100 К в температуре и до 12–15 м/с в вертикальной скорости. Такие волны могут оказывать значительное влияние на результаты измерения полного электронного содержания в ионосфере. Уровень турбопаузы в осенние месяцы занимал интервал высот 90–108 км

Благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФИ по проекту № 18–05–00293 (проведение экспериментов на стенде СУРА в 2018–2019 гг. и обработка экспериментальных данных) и Минобрнауки по проекту 5.8092.2017/8.9 (анализ и обобщение результатов).

Список литературы

1. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Толмачева А. В., Бахметьева Н. В. Исследование ионосферы с помощью ИПН. — Н. Новгород: ИПФ РАН, 1999. — 156 с.
2. Belikov V. V., Benediktov E. A., Tolmacheva A. V., Bakhmet'eva N. V. Ionospheric Research by Means of Artificial Periodic Irregularities — Copernicus GmbH, Katlenburg-Lindau, Germany, 2002. — 160 p.
3. Bakhmet'eva N. V., Grigoriev G. I., Tolmacheva A. V., Kalinina E. E. Atmospheric Turbulence and Internal Gravity Waves Examined by the Method of Artificial Periodic Irregularities // Russian Journal of Physical Chemistry B. — 2018. — Vol. 12, No. 3. — P. 510-521.
4. Бахметьева Н. В., Вяхирев В. Д., Калинина Е. Е., Комраков Г. П. Нижняя ионосфера Земли во время частных солнечных затмений по наблюдениям вблизи Нижнего Новгорода // Геомагнетизм и аэрномия. — 2017. — Т. 57, № 1. — С. 64–78.

Том II, с. 16–20

УДК: 550.388.2 + 533.9.08

РЕЗУЛЬТАТЫ ДИАГНОСТИКИ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ МЕТОДОМ СОЗДАНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ВЫСОКИХ, СРЕДНИХ И НИЗКИХ ШИРОТАХ

Н. В. Бахметьева¹, С. М. Грач², Е. Н. Сергеев², А. В. Шиндин²

¹Научно-исследовательский радиофизический институт Нижегородский государственный университет, 603950, г. Нижний Новгород, ул. Большая Печерская, 25/12а

E-mail: nv_bakhm@nirfi.unn.ru

²Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 630950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Аннотация. В работе представлены результаты экспериментов по воздействию на ионосферу мощным высокочастотным радиоизлучением нагревных стенов, по возмущению нижней ионосферы с созданием искусственных периодических неоднородностей (ИПН) ионосферной плазмы. Задачей экспериментов являлось развитие метода исследования ионосферы с помощью ИПН на трех нагревных стенодах, расположенных в зонах высоких (HAARP), средних (СУРА) и низких (Аресибо) широт.

Ключевые слова: ионосфера, плазма, нагрев, искусственные периодические неоднородности

RESULTS OF DIAGNOSTICS OF THE EARTH LOWER IONOSPHERE BY THE CREATION OF ARTIFICIAL PERIODIC IRREGULARITIES IN HIGH, MIDDLE AND LOW LATITUDES

N. V. Bakhmetieva, S. M. Grach, E. N. Sergeev, A. V. Shindin

Abstract. The paper presents the results of experiments on the impact on the ionosphere by high-power high-frequency radio emission from heating facilities on disturbance of the lower ionosphere with the creation of artificial periodic inhomogeneities (API) of the ionospheric plasma. The objective of the experiments was to develop the method of studying of the ionosphere using APIs on three heating facilities located in high (HAARP), medium (SURA) and low latitude (Arecibo) zones.

Keywords: ionosphere, plasma, heating, artificial periodic inhomogeneities

Введение

Метод исследования ионосферы Земли на основе создания искусственных периодических неоднородностей ионосферной плазмы (ИПН) при возмущении ее мощным КВ радиоизлучением разработан и активно развивается в НИРФИ ННГУ на базе стенода СУРА. Метод основан на возмущении ионосферы мощным высокочастотным радиоизлучением и создании ИПН в поле стоячей волны, образующейся при отражении от ионосферы мощной радиоволны, излучаемой в зенит синфазно работающими передатчиками стенода. Механизмы образования неоднородностей отличаются в разных областях ионосферы. В *D*-области главную роль в образовании ИПН играет температурная зависимость коэффициента прилипания электронов к нейтральным молекулам, в *E*-слое — диффузионное перераспределение плазмы под действием избыточного давления электронного газа, в области *F* плазма перераспределяется под воздействием стрикционной силы. Неоднородности рассеивают пробные радиоволны, и при выполнении условия брэгговского рассеяния приемная установка принимает сигнал, интенсивность которого обусловлена синфазным сложением волн, рассеянных каждой неоднородностью [1]. Рассеяние пробных радиоволн на ИПН обладает резонансными свойствами, то есть принятый сигнал имеет значительную амплитуду при равенстве частот и поляризаций мощной и пробной радиоволн. В процессе проведения исследований ионосферы методом ИПН оказалось, что его применение позволяет изучать как

ионизованную, так и нейтральную компоненты атмосферы. Были разработаны способы определения многих параметров ионосферы и нейтральной атмосферы на высотах от области D до F -слоя [1]. Это обстоятельство стимулировало интерес к распространению метода, основанного на создании ИПН, на другие нагревные стенды, в том числе, расположенные в высоких и низких широтах. Явление образования в ионосферной плазме искусственной периодической структуры удалось зарегистрировать на нагревных стендах в Аресибо, HIPAS, EISCAT и HAARP [2–8]. В последние годы в большинстве экспериментов на стенде СУРА ставилась задача определения параметров ионосферы и нейтральной атмосферы по измерению характеристик сигналов, рассеянных неоднородностями. Решение этой задачи требует определенной методики эксперимента, когда локация ИПН производится на стадии их разрушения (релаксации). Процесс образования неоднородностей гораздо менее изучен. На стенде СУРА такие эксперименты нами проводились, их результаты частично представлены в [7–9], на нагревных стендах HAARP и Аресибо они проведены нами впервые.

Методика проведения экспериментов

Эксперименты проводились в течение многих лет на стенде СУРА (56.15°N ; 46.11°E), в мае-июне 2014 г. на авроральном стенде HAARP (62.65°N ; 145.25°W) и в ноябре 2018 г. на низкоширотном нагревном стенде в Аресибо (18.34°N ; 66.45°W). Возмущение в виде искусственной периодической структуры ионосферной плазмы создавалось излучением в зенит мощной радиоволны необыкновенной либо обыкновенной поляризации на частотах от 4 до 6 МГц в квазинепрерывном режиме с «врезками», впервые в экспериментах с ИПН реализованном нами на стенде СУРА [9]. Это позволяло проводить диагностику нижней ионосферы как во время развития ИПН, так и при их релаксации по окончании нагрева. Этот режим отличается от обычного непрерывного нагрева тем, что для создания ИПН воздействие на ионосферу осуществляется длинными импульсами с одновременным зондированием короткими диагностическими импульсами в паузах между импульсами воздействия. В экспериментах на стендах HAARP и Аресибо схема излучения представляла собой следующую последовательность режимов: 10 с — воздействие на ионосферу импульсами длительностью 70 мс с периодом повторения 100 мс и зондированием диагностическими импульсами длительностью 20–50 мкс с периодом повторения 100 мс в паузах между импульсами воздействия; далее в паузе длительностью 20 с излучались только диагностические импульсы длительностью 20–50 мкс с периодом повторения 20 мс. На стенде СУРА в течение 1 минуты использовались импульсы воздействия на ионосферу для создания ИПН длительностью 24 мс с паузой между ними 16 мс, во время которой с задержкой 12 мс излучался диагностический импульс длительностью 30 мкс. В течение следующих 2 минут излучались диагностические импульсы длительностью 30 мкс с частотой повторения 40 мс. Эффективные мощности излучения в режиме нагрева составляли 70–120 МВт на стенде СУРА, около 100 МВт на стенде в Аресибо и порядка 1.7–0.8 ГВт на стенде HAARP. На стенде СУРА для создания ИПН применялись частоты 4.7, 4.785 и 5.6 МГц радиоволн необыкновенной и обыкновенной поляризации (X - и O -моды), на стенде HAARP — $f = 4.1, 4.3, 5.250$ и 5.925 МГц, X -мода и на стенде в Аресибо — 5.095 МГц, O - и X -моды. Регистрация рассеянных сигналов осуществлялась в приемных пунктах, расположенных на расстоянии 1 км от стенда СУРА, на расстоянии 11 км от стенда HAARP, на расстоянии 35 км от стенда в Аресибо. Одновременно с регистрацией ИПН в каждом пункте наблюдений работали ионозонды. Зондирование периодической структуры на стадии ее релаксации осуществлялась переводом нагревного стенда в импульсный режим с излучением импульсов длительностью 20–50 мкс той же частоты и поляризации, что и при нагреве. По изменению во времени амплитуды и фазы сигнала, обратно рассеянного ИПН, в интервале высот 50–120 км определялись время релаксации неоднородностей и скорость вертикального движения плазмы. Время релаксации рассеянного сигнала служит основой для определения целого ряда параметров ионосферы и нейтральной атмосферы [1].

Основные результаты наблюдения ИПН на разных нагревных стендах

Искусственные периодические неоднородности регистрировались при возмущении ионосферы радиоволнами обеих поляризаций. Как правило, при нагреве необыкновенной волной наблюдается более интенсивный рассеянный сигнал. На стенде СУРА ИПН при воздействии на ионосферу наблюдаются практически всегда в D -области, E - и F -слоях. Рассеянный сигнал в нижней ионосфере значительно усиливается спорадическим слоем E (рис. 1). При работе стенда НААРП ИПН наблюдались в E - и F -слоях и эпизодически в области D (рис. 2). На стенде НААРП и СУРА наблюдалось «расслоение» амплитуды рассеянного сигнала в области D [7]. На стенде в Аресибо и эпизодически на стендах СУРА и НААРП во время квазинепрерывного нагрева рассеянный сигнал мог занимать всю область высот от E - до F -слоя (рис. 3). В целом же развитие и релаксация неоднородностей, создаваемых радиоизлучением разных нагревных стендов, происходили схожим образом. На ионограммах, полученных ионозондами, расположенными вблизи стенда СУРА и стенда в Аресибо, во время воздействия на ионосферу наблюдались рассеянные сигналы вблизи частоты мощной волны [8].

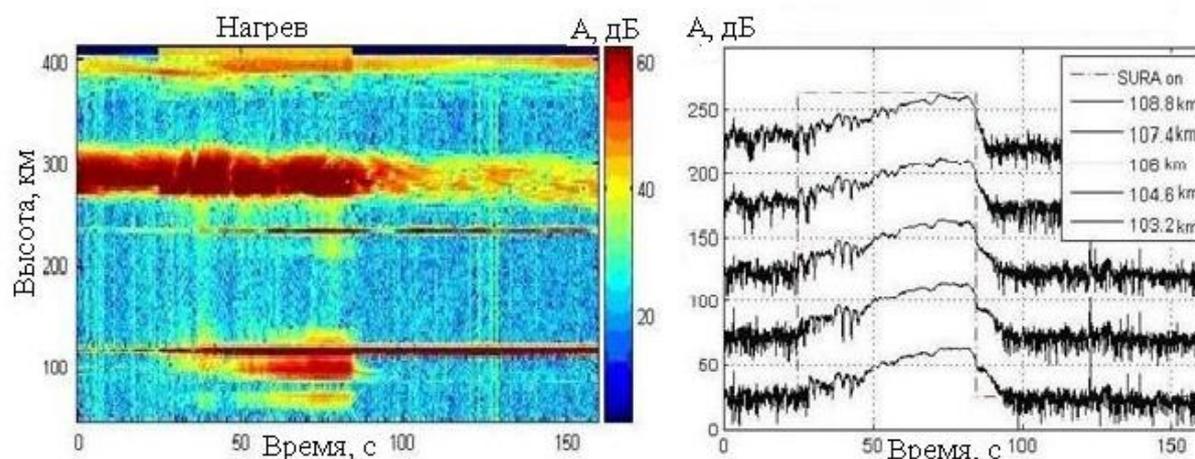


Рис. 1. Развитие и релаксация ИПН 16.07.2006, СУРА, частота 4.785 МГц, X -мода,; амплитуда рассеянного сигнала, слой E_s на высоте 120 км — левая панель, развитие и релаксация рассеянного сигнала на пяти высотах E -области — правая панель.

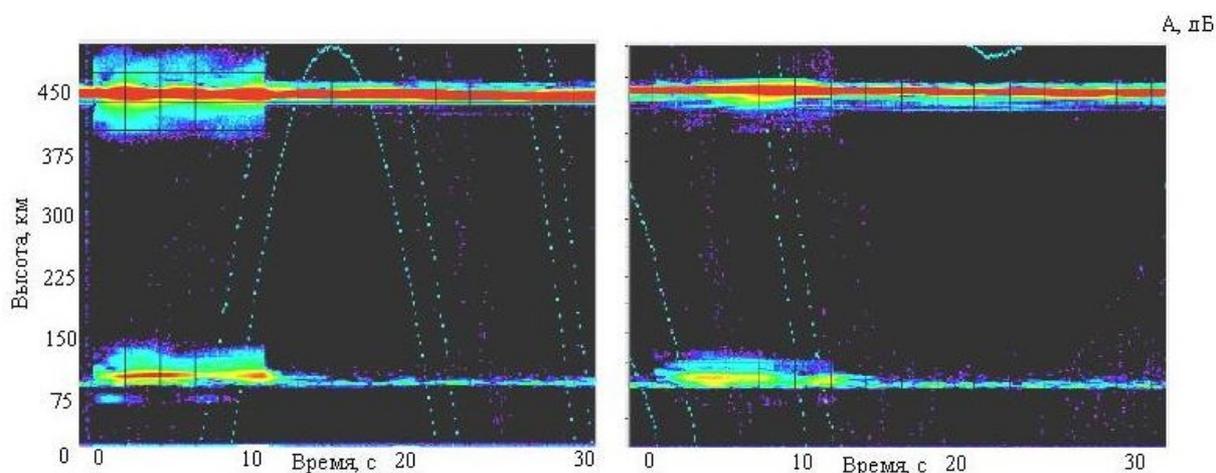


Рис. 2. Развитие и релаксация ИПН 05.06.2014 НААРП, частота 5.925 МГц, X -мода, слабый сигнал в области D на левой панели.

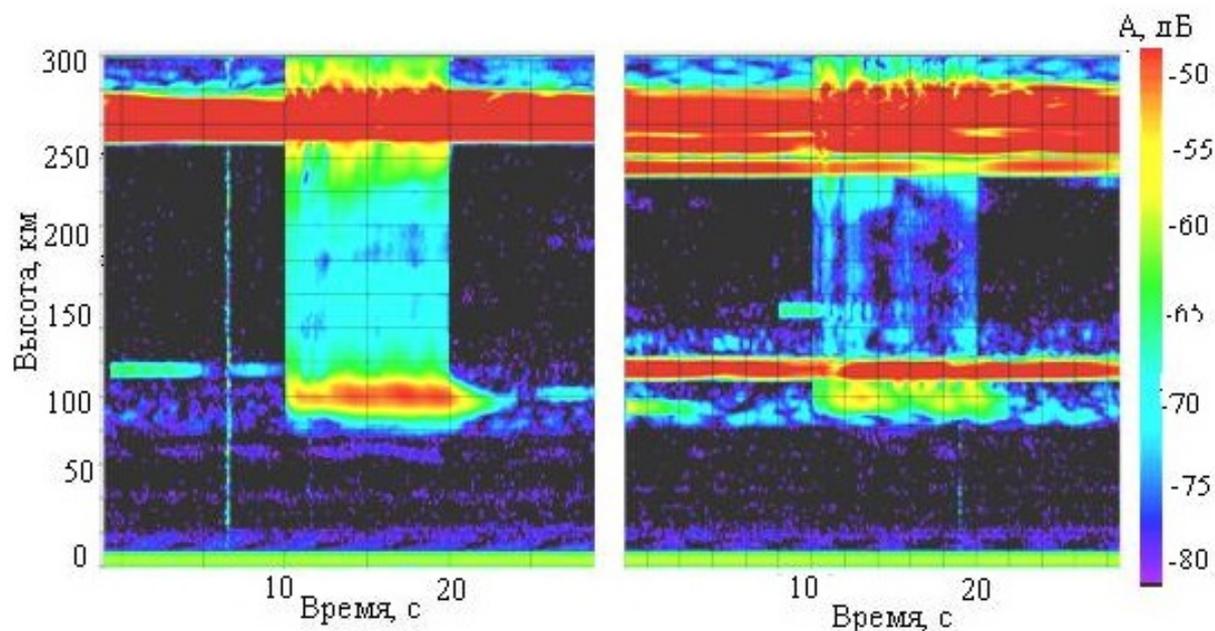


Рис. 3. Развитие и релаксация ИПН 07.11.2018 Аресибо, частота 5,095 МГц, X-мода. Видны рассеянные сигнала в *E*- и *F*-областях, на левой панели занимающие практически весь высотный интервал между этими областями. На правой панели на высоте 130 км виден интенсивный спорадический слой *E* с критической частотой около 4,5 МГц, в результате значительная часть мощности нагревной волны отразилась от него.

Особенности развития и релаксации ИПН — основные выводы

1. В целом результаты измерений времен развития и релаксации ИПН в *D*-, *E*- и *F*-областях ионосферы по результатам экспериментов на стендах HAARP и Аресибо были аналогичны тем, которые получены на стенде СУРА.
2. Сигналы, рассеянные ИПН в области *D*, регистрировались с высоты 50 км (HAARP), на стенде СУРА обычно не ниже 60–65 км, в Аресибо регистрировались эпизодически.
3. Наблюдались значительные колебания рассеянного сигнала, особенно при развитии неоднородностей, обусловленные быстрыми процессами в ионосфере.
4. Развитие и релаксация неоднородностей в области *E* соответствует диффузионному механизму. Характерные времена развития и релаксации составили 1–1.5 с.
5. Иногда наблюдалась длительная (до нескольких секунд) релаксация рассеянного сигнала при создании ИПН на всех трех нагревных стендах — СУРА, HAARP, Аресибо.
6. В некоторых случаях имела место асимметрия процессов развития и релаксации, иногда время развития ИПН составляло доли секунды, а время релаксации — 1–3 секунды.
7. Наблюдалось «расслоение» в амплитуде рассеянного сигнала в области *D* (в высотном профиле времени релаксации «расслоения» отсутствует), которое зависит от вида профиля электронной концентрации — СУРА и HAARP. Возможно, это проявление слоя *C* ионосферы.
8. Развитие ИПН во время квазинепрерывного нагрева происходило в интервале высот от *E*-до *F*-области, наиболее выраженное по наблюдениям в Аресибо.
9. При эффективной мощности излучения аврорального стенда HAARP, более чем в 10 раз превышающей эффективную мощность стендов СУРА и Аресибо принципиальных различий в процессах развития и релаксации неоднородностей не наблюдалось.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-05-00293) и Минобрнауки (проект 5.8092.2017/8.9).

Список литературы

1. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Толмачева А. В., Бахметьева Н. В. Исследование ионосферы с помощью ИПН. — Н. Новгород: ИПФ РАН, 1999. — 156 с.
2. Djuth F. T., Groves K. M., Elder J. H., Shinn E. R., Quinn J. M., Villasenor J., Wong A. Y. Measurements of artificial periodic inhomogeneities at HIPAS observatory // *J. Geophys. Res.* — 1997. — Vol. 102, No A11. — P. 24023–24035.
3. Rietveld M. T., Turunen E., Matveinen H., Goncharov N. P., Pollari P. Artificial periodic irregularities in the auroral ionosphere // *Ann. Geophys.* — 1996. — No 14. — P. 1437–1453.
4. Vierinen J., Kero A., Rietveld M. T. High latitude artificial periodic irregularity observations with the upgraded EISCAT heating facility // *JASTP* — 2013. — Vol. 105–106. — P. 253–261.
5. Nyssel D. L., McCarrick M. J., Fallen C. T., and Vierinen J. First artificial periodic inhomogeneity experiments at HAARP // *GRL* — 2015. — P. 42,1297–1033. - doi:10.1002/2015GRL0636064.
6. Грач С. М., Сергеев Е. Н., Бахметьева Н. В., Шиндин А. В., Милих Г. Результаты исследований искусственной плазменной турбулентности в экспериментах на нагревном стенде HAARP (май-июнь 2014 г.) // Десятая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе», 16-20 февраля 2015 г., ИКИ РАН. Труды конференции. — 2015. — С. 73–74.
7. Bakhmetieva N. V., Grach S. M., Sergeev E. N., Shindin A. V. et al. // Artificial periodic irregularities in the high-latitude ionosphere excited by the HAARP facility *Radio Sci.* — 2016. — Vol. 51. — P. 999–1009.
8. Бахметьева Н. В., Грач С. М., Сергеев Е. Н., Шиндин А. В. Особенности и результаты диагностики нижней ионосферы Земли методом создания искусственных периодических неоднородностей в высоких, средних и низких широтах // Четырнадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе», 11-15 февраля; 2019 г., ИКИ РАН. Труды конференции. — 2019. — С. 115.
9. Бахметьева Н. В., Беликович В. В. Воздействие на ионосферу Земли мощным коротковолновым радиоизлучением: искусственные периодические неоднородности и спорадический слой // *Известия вузов. Радиофизика.* — 2007. — Т. 50, № 8. — С. 695–708.

Том II, с. 21–25

УДК: 550.388.2+ 550.837.65

ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ДВИЖЕНИЯ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ И ДИНАМИКА ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Н. В. Бахметьева, В. Д. Вяхирев, Е. Е. Калинина, И. Н. Жемяков, Г. Р. Виноградов

*Научно-исследовательский радиофизический институт,
Нижегородский государственный университет,
603950, г. Нижний Новгород, ул. Большая Печерская, 25/12а
E-mail: nv_bakhm@nirfi.unn.ru*

Аннотация. Приведены результаты измерения скорости вертикального движения плазмы в нижней ионосфере методом резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях, создаваемых мощным КВ радиоизлучением нагревного стенда СУРА. Получены высотные профили и временные зависимости вертикальной скорости в разных природных условиях, обсуждаются влияние на них атмосферных волн.

Ключевые слова: ионосфера; плазма; нагрев; искусственные периодические неоднородности; вертикальные движения; скорость

VERTICAL MOTIONS IN THE LOWER IONOSPHERE AND DYNAMICS OF THE IONOSPHERIC PLASMA

N. V. Bakhmetieva, V. D. Yakhirev, E. E. Kalinina, I. N. Jemiakov, G. R. Vinogradov

Abstract. The results of a measuring of the velocity of the vertical plasma motion in the lower ionosphere by the method of the resonant scattering of radio waves on artificial periodic irregularities created by powerful HF radio emission by the SURA heating facility are presented. Altitude profiles and temporal dependences of the vertical velocity are obtained; the effect of atmospheric waves on them is discussed.

Keywords: ionosphere; plasma; heating; artificial periodic inhomogeneities; vertical movement; velocity

Введение

В работе представлены результаты исследования атмосферной динамики в интервале высот 60–130 км на основе измерений скорости вертикального движения плазмы. Вертикальные движения в ионосфере Земли являются наименее изученным видом движений и относятся к одному из важнейших аспектов физики атмосферы. Измерения вертикальной скорости проводились в течение многих лет на нагревном стенде СУРА (56,15 N; 46,11 E) методом резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях (ИПН) ионосферной плазмы. Метод основан на возмущении ионосферы мощным высокочастотным радиоизлучением и создании ИПН в поле стоячей волны, образующейся при отражении от ионосферы мощной радиоволны, излучаемой в зенит синфазно работающими передатчиками стенда. Рассеяние пробных радиоволн на этих неоднородностях обладает резонансными свойствами, то есть сигнал, рассеянный неоднородностями, имеет значительную амплитуду при равенстве частот и поляризаций мощной и пробной радиоволн. Разрушение (релаксация) неоднородностей после окончания нагрева происходит под действием амбиполярной диффузии в области E и вследствие температурной зависимости коэффициента и отлипания электронов в области D [1]. Цифровая регистрация квадратурных компонент рассеянного сигнала позволяет – обнаруживать быстрые флуктуации с интервалом 15 с, а измерение фазы рассеянного сигнала – определять скорость вертикального движения плазмы.

Основные результаты исследования ионосферной динамики

На высотах 50–120 км плазма является пассивной примесью, вследствие чего она увлекается движением нейтрального газа. При этом скорость вертикального движения плазмы равна скорости нейтральной среды [2]. Скорость вертикального движения плазмы V определяется по

изменению фазы рассеянного сигнала как $V = (\lambda/4\pi)(d\varphi/dt) = (c/4\pi fn)(\Delta\varphi/\Delta t)$, где f — частота мощной и пробной радиоволн. В [1] обоснована оценка возможной систематической погрешности определения скорости, которая для необыкновенной компоненты пробной волны, используемой для создания и локации ИПН пробными радиоволнами, в обычных ионосферных условиях не превышает $\Delta V \approx 0.05$ м/с. В работах [1, 3] показано, что в движущейся среде на высотах нижней ионосферы создаваемые неоднородности в процессе их релаксации увлекаются движением нейтрального газа за время меньше миллисекунды, поэтому измерение фазы рассеянного сигнала дает скорость вертикального движения нейтральной компоненты ионосферы на указанных высотах. Рассмотрим высотно-временные вариации характеристик сигнала, рассеянного ИПН.

На рис. 1 представлены высотные профили времени релаксации и амплитуды сигнала, рассеянного неоднородностями, а также профиль вертикальной скорости.

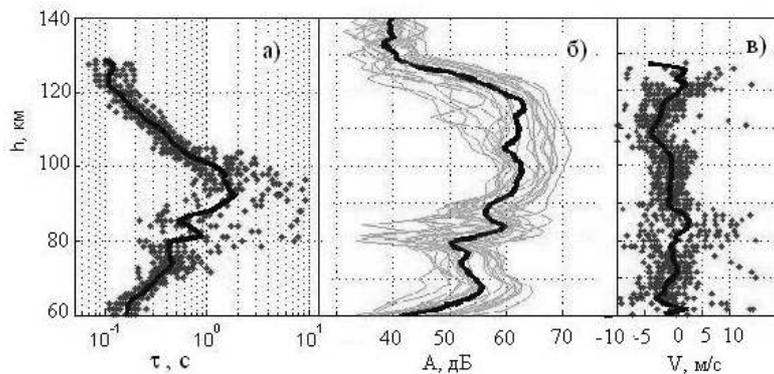


Рис. 1. Высотные профили характеристик рассеянного сигнала 30.09.2016: времени релаксации τ — а) и амплитуды A — б), а также скорости вертикального движения плазмы V — в) в сеансе 13:54-13:58. Кривые соответствуют усредненным за 5 минут значениям характеристик на каждой высоте. На высотах слоя E_s (90–100 км) имеет место переход скорости через нулевое значение. В большинстве случаев смена направления скорости соответствует высоте максимума спорадического слоя E , что означает образование слоя E_s непосредственно над пунктом наблюдения в результате перераспределения заряженных частиц в магнитном поле Земли.

В данном примере диффузионному закону релаксации отвечает интервал высот 100–120 км. Величины времен релаксации находятся в хорошем согласии с диффузионной зависимостью $\tau(h)$. Ниже 100 км начинает влиять атмосферная турбулентность, при этом время релаксации рассеянного сигнала уменьшается по сравнению с диффузионным временем. На высоте 85 км локальный рост амплитуды и времени релаксации рассеянного сигнала обеспечивается аномально низким спорадическим слоем E . На высотах D -области амплитуда и время релаксации изменяются с высотой в полном соответствии с температурной зависимостью коэффициента отлипания электронов [1]. В данном примере видно, что в течение 5 минут направление скорости вертикального движения постоянно меняется, при этом значения скорости преимущественно захватывают интервал от -5 м/с до $+5$ м/с, хотя в целом они могут достигать и 10 м/с.

На рис. 2 приведены высотные профили скорости, полученные 28.09.2018 с 13:00 до 14:00. Профили построены с интервалом наблюдений 5 минут, пределы изменения скорости от -10 м/с до $+10$ м/с соответствуют каждой паре вертикальных линий, а проходящая между ними вертикаль соответствует значению $V = 0$. На рис. 3 отражена постоянная смена направления скорости с высотой, более глубокие вариации в области D и в нижней части области E выше 85 км. Область высот выше 85 км характеризуется развитой атмосферной турбулентностью. Отсутствие данных в интервале высот 76–85 км обусловлено ростом атомарного кислорода, препятствующего образованию ИПН в области D [1].

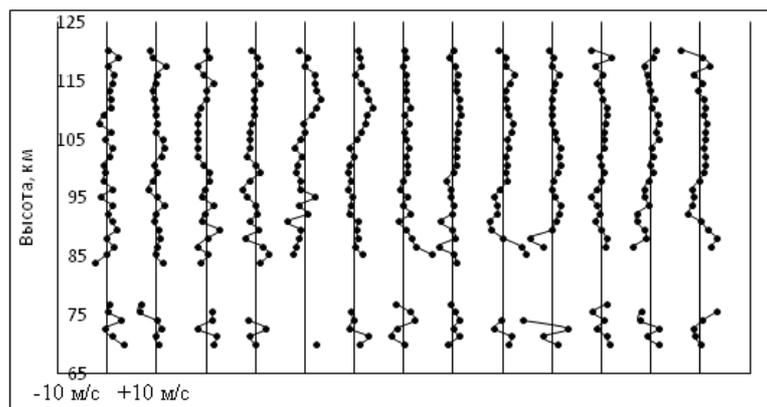


Рис. 2. Высотные профили скорости вертикального движения плазмы 28.09.2018 за часовой период наблюдений с 13:00 до 14:00. Профили построены за каждые 5 минут.

Вертикальная скорость испытывает значительные вариации во времени. На рис. 3 показана зависимость от времени усредненных за 5 минут значений вертикальной скорости 28.09.2018 для трех высот области D – 66 км, 76 км и 85 км и трех высот области E – 100 км, 105 км и 112 км. Размах вариаций средней скорости составил от -6 до $+6$ м/с в области D и от -3 до $+3.5$ м/с в области E . Видны волнообразные вариации скорости с постоянной сменой направления и периодом от 5 минут до часа в области D и до 3 часов в области E , что свидетельствует об интенсивной динамике исследуемой области высот.

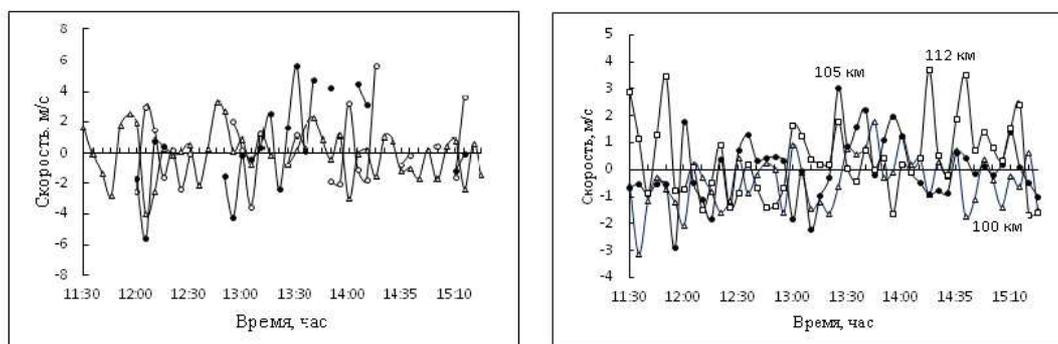


Рис. 3. Зависимость усредненных за 5 минут значений скорости вертикального движения плазмы для трех высот D -области 28.09.2018 – 66 км, 76 км и 85 км (левая панель) и трех высот области E – 100 км, 105 км и 112 км (правая панель).

Вариации вертикальной скорости с течением времени обусловлены рядом причин, одной из которых является постоянное существование в нижней ионосфере волновых процессов различной природы, в том числе внутренних гравитационных волн. Модели циркуляции средней атмосферы дают на высотах 80–100 км значения скоростей вертикальных движений до нескольких см/с. Сравнительно большие значения вертикальной скорости, измеренные методом ИПН, отражают существенную роль атмосферных волн в динамике нижней ионосферы. Во временной зависимости вертикальной скорости проявляются волновые движения с периодом от 5–10 минут до 4–5 часов [1].

Выводы

По результатам измерений скорости вертикального движения плазмы, выполненных методом ИПН на стенде СУРА, можно сделать следующие выводы о динамике нижней ионосферы.

1. Основными особенностями динамики вертикальной скорости в нижней ионосфере являются: быстрые временные вариации — изменение величины, а часто и направления скорости в течение 15 с, то есть за время одного измерения; величина скорости во время одного измерения может достигать 10 м/с и более; имеет место изменение величины и направления скорости с высотой, отмечаются волнообразные временные вариации.

2. Вертикальная скорость имеет переменное направление, изменяясь обычно в пределах от -10 м/с (движение вверх) до $+10$ м/с (движение вниз). Усредненные за пятиминутный интервал времени значения скорости, как правило, изменяются от -5 м/с до $+5$ м/с. Большие по сравнению с моделями атмосферной циркуляции значения скорости свидетельствуют о значительном влиянии атмосферных волн [1, 4–6].

3. В большинстве случаев смена направления скорости соответствует высоте максимума спорадического слоя E , что означает образование слоя E_s непосредственно над пунктом наблюдения в результате перераспределения заряженных частиц в магнитном поле Земли [1, 4–6].

4. Изменения вертикальной скорости во времени часто имеют волнообразный характер и происходят с периодичностью, характерной для внутренних гравитационных волн. Наиболее выраженными являются периоды 15, 30 и 60 минут. При длительных многочасовых измерениях проявляются волны с периодом до 4–5 часов [1]. Вертикальный масштаб волн составил 5–15 км в измерениях последних лет [4, 5].

5. В периоды развития неустойчивостей среды наблюдается корреляция вариаций вертикальной скорости и температуры нейтральной компоненты [4].

6. Во время затмений Солнца и в заходно-восходные часы имеют место значительные вариации скорости по высоте и во времени, обусловленные прохождением «терминаторных» волн [6, 7].

7. Ниже высоты турбопаузы в области перехода от диффузионного разделения газов к турбулентному перемешиванию время релаксации неоднородностей перестает подчиняться диффузионному закону и определяется турбулентной диффузией, что позволяет определить скорость турбулентного движения среды, которая в отдельных случаях может достигать нескольких м/с.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФИ по проекту № 18–05–00293 (проведение экспериментов на стенде СУРА в 2018–2019 гг. и обработка экспериментальных данных) и Минобрнауки по проекту 5.8092.2017/8.9 (анализ и обобщение результатов).

Список литературы

1. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Толмачева А. В., Бахметьева Н. В. Исследование ионосферы с помощью ИПН. – Н. Новгород: ИПФ РАН, 1999. 156 с.
2. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. – М.: Наука, 1974. – 256 с.
3. Беликович В. В., Мареев Е. А. О рассеянии радиоволн на искусственных квазипериодических неоднородностях ионосферной плазмы // Известия вузов. Радиофизика. – 1987. – Т. 30, № 7. – С. 852–856.
4. Bakhmet'eva N. V., Grigoriev G. I., Tolmacheva A. V., Kalinina E. E. Atmospheric Turbulence and Internal Gravity Waves Examined by the Method of Artificial Periodic Irregularities // Russian Journal of Physical Chemistry B. – 2018. – V. 12, No. 3. – P. 510–521.
5. Бахметьева Н. В., Григорьев Г. И., Жемяков И. Н. Волновые явления в нижней ионосфере в вариациях параметров нейтральной компоненты // Труды XXII Научной конференции по радиофизике. – ННГУ им. Н. И. Лобачевского. – 2018. – С. 117–120.
6. Бахметьева Н. В., Вяхирев В. Д., Калинина Е. Е., Комраков Г. П. Нижняя ионосфера Земли во время частных солнечных затмений по наблюдениям вблизи Нижнего Новгорода // Геомагнетизм и аэрономия. – 2017. – Т. 57, № 1. – С. 64–78.
7. Бахметьева Н. В., Бубукина В. Н., Вяхирев В. Д., Калинина Е. Е., Комраков Г. П. Реакция нижней ионосферы на частные солнечные затмения 1 августа 2008 г. и 20 марта 2015 г. по наблюдениям рассеяния радиоволн неоднородностями ионосферной плазмы // Известия вузов. Радиофизика. – 2016. – Т. 59, № 10. – С. 1–14.

Том II, с. 25–29

УДК: 533.951 + 537.868

ИСКУССТВЕННАЯ ПЛАЗМЕННАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В ВЕРХНЕЙ ИОНОСФЕРЕ НА ВЫСОКИХ ШИРОТАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫМИ КВ РАДИОВОЛНАМИ НЕОБЫКНОВЕННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Н. Ф. Благовещенская¹, Т. Д. Борисова¹, А. С. Калишин¹, И. Хаггстрем², Т. Йоман³

¹ Арктический и антарктический научно-исследовательский институт,
199397, г. Санкт-Петербург, ул. Беринга, 38

E-mail: nataly@aari.nw.ru, borisova@aari.ru, askalishin@aari.ru

² Европейская научная ассоциация EISCAT, Vox 812, SE-98128, г. Кируна, Швеция

E-mail: ingemar.haggstrom@eiscat.se

³ Лейсестерский университет, г. Лейсестер, LE1 7RH, Великобритания

E-mail: uxo@leicester.ac.uk

Аннотация. Представлены результаты экспериментальных исследований времени развития и пороговых мощностей возбуждения ленгмюровской и ионно-акустической турбулентностей в высокоширотной верхней ионосфере при воздействии мощными КВ радиоволнами необыкновенной поляризации (комплекс EISCAT/Heating в г. Тромсе, Норвегия). Выполнено сравнение характеристик турбулентностей, вызванных воздействием волны накачки необыкновенной и обыкновенной поляризации.

Ключевые слова: мощная КВ радиоволна; необыкновенная поляризация; высокоширотная ионосфера; параметрическая распадная неустойчивость; турбулентность; плазменная волна; EISCAT

ARTIFICIAL PLASMA TURBULENCE IN THE HIGH LATITUDE UPPER IONOSPHERE INDUCED BY EXTRAORDINARY POLARIZED POWERFUL HF RADIO WAVES

M. A. Blagoveshchenskaya, T. D. Borisova, A. S. Kalishin, I. Häggström, T. Yeoman

Abstract. Experimental results concerning the evolution in time and thresholds of excitation of the Langmuir and ion-acoustic turbulences in the high latitude upper ionosphere induced by the extraordinary polarized HF pump waves from the EISCAT/Heating facility at Tromsø, Norway, are presented. The comparison between the turbulence features under the action of HF pump waves with the extraordinary and ordinary polarization is made.

Keywords: powerful HF radio wave; extraordinary polarization; high latitude ionosphere; parametric decay instability; turbulence; plasma wave; EISCAT

Введение

Для модификации верхней ионосферы (F -область) традиционно на всех нагревных комплексах мира используются мощные КВ радиоволны обыкновенной поляризации на частотах нагрева f_H , ниже критической частоты слоя F^2 ($f_H < f_oF^2$). При включении КВ нагревного комплекса мощная электромагнитная (EM) волна обыкновенной поляризации (O -мода) вблизи высоты отражения трансформируется в высокочастотную ленгмюровскую (L) и низкочастотную ионно-акустическую (IA) плазменные волны, $EM \rightarrow L + IA$. Этот процесс происходит в первые ~ 100 мс нагрева и называется параметрической распадной неустойчивостью (parametric decay instability, PDI) [1]. Радар некогерентного рассеяния радиоволн (НР), пространственно совмещенный с КВ нагревным комплексом, позволяет непосредственно идентифицировать возбуждение ленгмюровских и ионно-акустических плазменных волн по появлению плазменных линий на частоте нагрева (HF-induced plasma lines, HFPL) и усиленных нагревом ионных линий (HF-enhanced ion lines, HEIL) в спектрах сигналов НР на первом 5 с шаге измерений [1].

Мощная КВ радиоволна необыкновенной поляризации (X -мода) отражается на высоте, где локальная частота плазмы $f_X^2 = f_H(f_H - f_{ce})$, что ниже как высоты отражения КВ радиоволны O -поляризации ($f_O^2 = f_H^2$), так и высоты верхнего гибридного резонанса ($f_{UH}^2 = f_H^2 - f_{ce}^2$). Вследствие этого возбуждение мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей (МИИН) не возможно. Для возбуждения PDI необходимо, чтобы волновой вектор и электрическое поле волны накачки в области отражения были ориентированы параллельно локальному магнитному полю. Это реализуется только для O -волны, в то время как электрическое поле в области отражения волны накачки необыкновенной поляризации (X -мода) ориентировано перпендикулярно магнитному полю.

Тем не менее результаты многочисленных экспериментов, выполненных специалистами ААНИИ на КВ нагревном комплексе EISCAT/Heating в 2009 – 2016 гг., убедительно продемонстрировали, что мощная КВ радиоволна необыкновенной поляризации, инжектируемая в высокоширотную F -область ионосферы в магнитный зенит вызывает генерацию разнообразных искусственных ионосферных возмущений, которые могут превосходить по интенсивности возмущения при O -нагреве [2–4]. В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований характеристик и поведения ленгмюровской и ионно-акустической турбулентностей в высокоширотной F -области ионосферы при воздействии мощными КВ радиоволнами необыкновенной поляризации (комплекс EISCAT/Heating в г. Тромсе, Норвегия), а также выполнено сравнение характеристик турбулентностей при O - и X -нагреве.

Характеристика экспериментов

Для модификации высокоширотной F -области ионосферы мощными КВ радиоволнами использовался КВ нагревной комплекс EISCAT/Heating (69.6° N, 19.2° E, $L = 6.2^\circ$, $I = 78^\circ$), расположенный в г. Тромсе, северная Норвегия [5]. Эксперименты проводились в 2011 – 2016 гг. в дневные и вечерние часы с использованием фазированной антенной решетки с шириной диаграммы направленности порядка 5 – 6° на уровне половинной мощности. Мощная КВ радиоволна излучалась на частотах $f_H = 5.5 - 8.0$ МГц в магнитный зенит (диаграмма направленности антенны комплекса EISCAT/Heating была наклонена на 12° от вертикали к югу). Эффективная мощность излучения составляла $P_{эф} = 460 - 750$ МВт.

В качестве основных диагностических средств эффектов воздействия использовался EISCAT радар некогерентного рассеяния радиоволн (НР) на частоте 930 МГц, расположенный в непосредственной близости от нагревного комплекса, и когерентный КВ радар CUTLASS (SuperDARN) [6] в Финляндии (63° N, 27° E), находящийся примерно на 1000 км южнее КВ нагревного комплекса в Тромсе. Измерения с помощью радара НР выполнялись в диапазоне высот от 90 до 700 км с разрешением по времени 5 с и разрешением по высоте 1.5 или 3 км. Измерения выполнялись в направлении магнитного поля в Тромсе (магнитный зенит). CUTLASS излучал на узконаправленную антенну с шириной луча примерно 3.3°, ориентированную на искусственно возмущенную область ионосферы над Тромсе.

Результаты наблюдений и их анализ

Как показали результаты многочисленных экспериментов ААНИИ, выполненных на КВ нагревном комплексе EISCAT/Heating в широком диапазоне частот нагрева от 5.423 до 7.953 МГц, возбуждение PDI происходило не только при O -нагреве, но и при воздействии на высокоширотную ионосферу мощной КВ радиоволны X -поляризации. Рассмотрим эволюцию во времени после включения комплекса EISCAT/Heating усиленных нагревом плазменных и ионно-акустических линий в спектрах радара НР, полученных с 5 с разрешением по времени и 3 км разрешением по высоте. Отметим, что EISCAT радар НР на частоте 930 МГц измеряет только сдвинутую вниз по частоте HFPL (downshifted plasma line). В качестве примера на рис. 1 приведено поведение интенсивностей плазменных линий (HFPL), а также сдвинутых вверх (upshifted) и вниз (downshifted) по частоте ионных линий (HFIL_{UP} и HFIL_{DOWN}) на трех фиксированных высотах 21 февраля 2013 г., начиная за 30 с до включения нагревного комплекса и в течение первых двух минут O - и X -нагрева на частоте 7.1 МГц. В период эксперимента волна накачки

излучалась в магнитный зенит циклами 10 мин нагрев, 5 мин пауза с первой минуты каждого часа. Эффективная мощность излучения составляла 530 МВт.

Из рис. 1 ясно видно, что начало O -нагрева ($T_0 = 13:01$ UT) сопровождается резким возрастанием интенсивностей HFPL, HFIL_{UP} и HFIL_{DOWN} которые достигают максимума на первом 5 с шаге измерений радара HP, а затем постепенно ослабевают. Это объясняется тем, что при обычно используемых мощностях $P_{эфф} = 100 - 250$ МВт полностью развившиеся МИИН блокируют дальнейшее развитие PDI. Однако при высоких значениях $P_{эфф}$ ($P_{эфф} > 350 - 400$ МВт) возможно возобновление возбуждения плазменных и ионных линий [7]. Такая ситуация наблюдалась при O -нагреве, когда HFIL_{UP} и HFIL_{DOWN} появились на высоте 202 км (см. рис. 1). При X -нагреве развитие HFPL принципиально отличалось от O -нагрева. Из рис. 1 видно, что эффекты включений ($T_0 = 13:16$ UT) в поведении усиленных нагревом плазменных и ионных линий не наблюдались. HFPL, HFIL_{UP} и HFIL_{DOWN} появлялись только через 15 – 20 с после включения, затем их интенсивность постепенно возрастала, достигая максимальных значений через 50 – 70 с после включения нагревного комплекса. Следует отметить, что при X -нагреве возбуждение PDI происходило в течение всего цикла нагрева и сопровождалось генерацией МИИН. Более того, в отличие от O -нагрева, PDI начинала возбуждаться только тогда, когда МИИН уже сформировались.

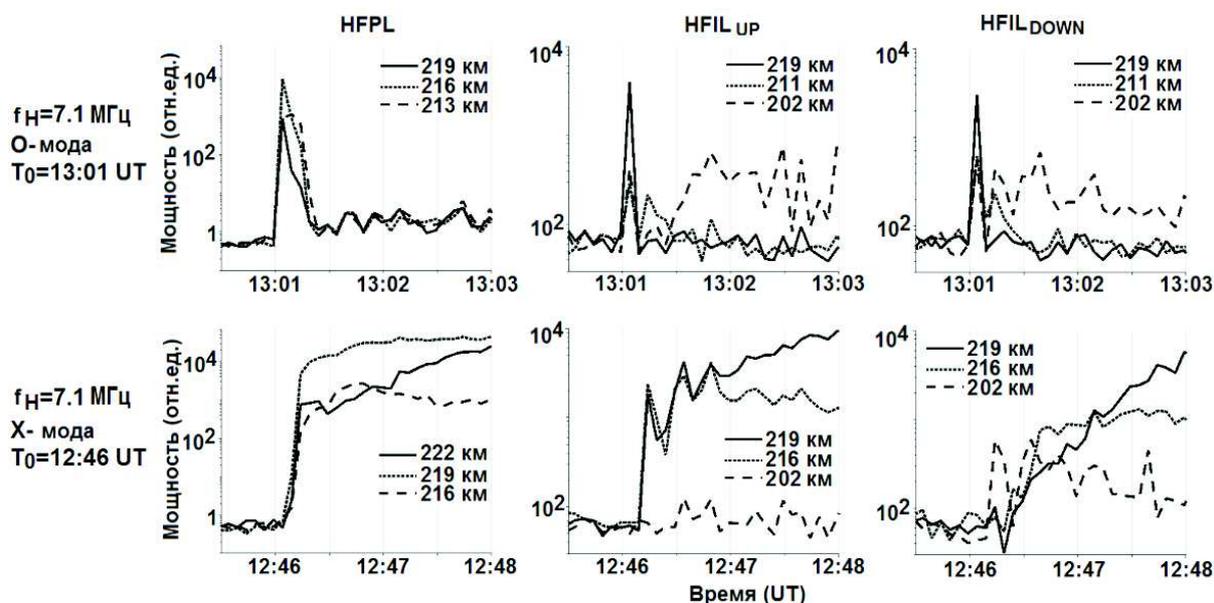


Рис. 1. Поведение HFPL, HFIL_{UP} и HFIL_{DOWN} 21 февраля 2013 г. при O - (верхняя панель) и X - (нижняя панель) нагреве на частоте 7.1 МГц за 30 с до включения нагревного комплекса и в течение первых двух минут нагрева.

Далее рассмотрим влияние эффективной мощности излучения на поведение усиленных нагревом плазменных и ионных линий в период эксперимента 20 октября 2012 г.

В период эксперимента мощная КВ радиоволна излучалась в магнитный зенит на частоте 7.953 МГц циклами 10 мин нагрев, 5 мин пауза, начиная с первой минуты часа при альтернативном изменении поляризации от цикла к циклу. В течение каждого O - и X - цикла нагрева происходило ступенчатое изменение $P_{эфф}$ в последовательности 10, 30, 50, 70, 100, 100, 70, 50, 30, 10% от максимальной эффективной мощности излучения, которая составляла 560 МВт. При X -нагреве усиленные плазменные и ионные линии появляются при 30% мощности, что составляет 168 МВт (см. рис. 2). Возбуждение непрерывных плазменных и ионных линий при O -нагреве происходило при значительно более высоких эффективных мощностях излучения (70% от $P_{эфф\max}$, что составляет 392 МВт).

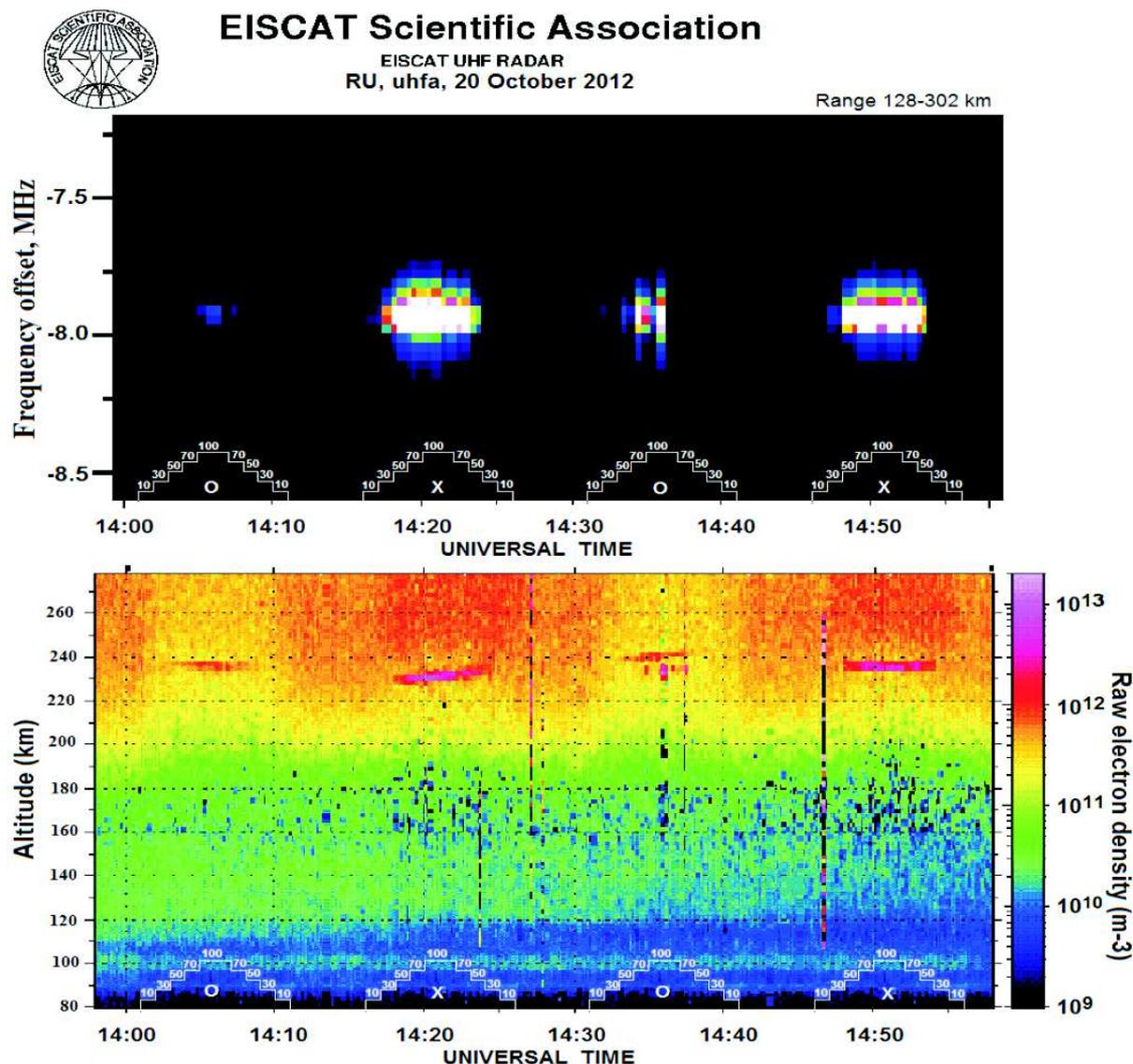


Рис. 2. Поведение интенсивностей плазменных и ионных линий (обозначенных как “raw electron density”) с 5 с временем интегрирования 20 октября 2012 г. с 14 до 15 UT при O - и X -нагреве на частоте 7.953 МГц при ступенчатом изменении эффективной мощности излучения в каждом 10-мин цикле нагрева.

Заключение

Установлено, что при X -нагреве высокоширотной F -области ионосферы появление усиленных нагревом плазменных и ионных линий имеет временную задержку 15 – 20 с относительно начала нагрева. Затем их интенсивность постепенно возрастала, достигая максимальных значений через 50 – 70 с после включения нагревного комплекса. Следует отметить, что при X -нагреве возбуждение параметрической распаднй неустойчивости (PDI) происходило в течение всего цикла нагрева и сопровождалось генерацией МИИН.

Обнаружено принципиальное различие в развитии ленгмюровской и ионно-акустической турбулентностей при O - и X -нагреве высокоширотной F -области ионосферы. При O -нагреве включение нагревного комплекса сопровождалось кратковременными всплесками интенсивностей усиленных нагревом ионных и плазменных линий, свидетельствующих о возбуждении «классической» PDI. Показано, что в рассматриваемых экспериментах, выполненных при высо-

ких эффективных мощностях излучения, при O -нагреве возможно возобновление возбуждения плазменных и ионных линий.

Определены пороги возбуждения ленгмюровской и ионно-акустической турбулентностей при X -нагреве высокоширотной F -области ионосферы, которые составляют 168 МВт (для эксперимента на частоте нагрева 7.953 МГц). В тех же самых фоновых геофизических условиях возобновление генерации плазменных и ионных линий при O -нагреве требует существенно более высоких значений $P_{эфф} = 392$ МВт.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Европейской научной Ассоциации EISCAT. Система радаров CUTLASS в Финляндии и Исландии поддерживается Финским метеорологическим институтом и Шведским институтом космической физики. Т.К. Yeoman поддержан грантом NERC NE/K011766/1.

Список литературы

1. Stubbe P. Review of ionospheric modification experiments at Tromsø // *J. Atmos. Terr. Phys.* — 1996. — Vol. 58. — P. 349–368.
2. Blagoveshchenskaya N. F., Borisova T. D., Yeoman T. et al. Artificial field-aligned irregularities in the high-latitude F region of the ionosphere induced by an X-mode HF heater wave // *Geophys. Res. Lett.* — 2011. — Vol. 38. — doi: 10.1029/2011GL046724.
3. Blagoveshchenskaya N. F., Borisova T. D., Kosch M. et al. Optical and Ionospheric Phenomena at EISCAT under Continuous X-mode HF Pumping // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* — 2014. — Vol. 119. — P. 10483–10498.
4. Blagoveshchenskaya N. F., Borisova T. D., Yeoman T. K. et al. Modification of the high latitude ionosphere F region by X-mode powerful HF radio waves: Experimental results from multi-instrument diagnostics // *J. Atmos. Sol.–Terr. Phys.* — 2015. — Vol. 135. — P. 50–63.
5. Rietveld M. T., Senior A., Markkanen J., Westman A. New capabilities of the upgraded EISCAT high-power HF facility // *Radio Sci.* — 2016. — Vol. 51. — P. 1533–1546.
6. Lester M., Chapman P. J., Cowley S. W. H. et al. Stereo CUTLASS: A new capability for the SuperDARN radars // *Ann. Geophys.* — 2004. — Vol. 22. — P. 459–473.
7. Dhillon R. S., Robinson T. R. Observations of time dependence and aspect sensitivity of regions of enhanced UHF backscatter associated with RF heating // *Ann. Geophys.* — 2005. — Vol. 23. — P. 75–85.

Том II, с. 30-33

УДК: 533.951 + 537.868

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВЫСОКОШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОГО КВ-РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ЧАСТОТАХ, БЛИЗКИХ ЭЛЕКТРОННЫМ ГИРОРЕЗОНАНСАМ

Т. Д. Борисова¹, Н. Ф. Благовещенская¹, А. С. Калишин¹, И. Хаггстром²

¹ Арктический и антарктический научно-исследовательский институт,
199397, г. Санкт-Петербург, ул. Беринга, 38

E-mail: nataly@aari.nw.ru, borisova@aari.ru, askalishin@aari.ru

² Европейская научная ассоциация EISCAT, Box 812, SE-98128, г. Кируна, Швеция

E-mail: ingemar.haggstrom@eiscat.se

Аннотация. Приведены результаты экспериментальных наблюдений особенностей генерации параметрических распадных неустойчивостей в F-области высокоширотной ионосферы, возбуждаемых мощными КВ радиоволнами обыкновенной поляризации, излучаемых нагревным комплексом EISCAT/Heating на частотах вблизи четвертой гирогармоники электронов. По данным радара некогерентного рассеяния обнаружено возбуждение усиленных нагревом ионных линий в нижней и верхней F-области высокоширотной ионосферы.

Ключевые слова: ионосфера; нагревные эксперименты; радар некогерентного рассеяния; инициированные нагревом плазменные и усиленные ионные линии

PARAMETERS OF THE LANGMUIR TURBULENCE OBSERVED IN THE HIGH LATITUDE IONOSPHERE AT PUMP FREQUENCIES NEAR ELECTRON GYROHARMONICS

T. D. Borisova, N. F. Blagoveshchenskaya, A. S. Kalishin, I. Häggström

Abstract. We present experimental results of observations the generation of parametric decay instabilities in the high-latitude ionosphere F-region, excited by the ordinary polarized powerful HF radio waves radiated by EISCAT/Heating facility at frequencies f_H in the vicinity of fourth electron gyroharmonics. The analysis of the EISCAT UHF radar data has demonstrated the excitations of HF-enhanced ion lines in the lower and upper F-regions of the high-latitude ionosphere.

Keywords: ionosphere; heating experiments; incoherent scatter radar; HF-induced plasma lines; HF-enhanced ion lines

Введение

При модификации ионосферы мощными КВ радиоволнами обыкновенной (O-мода) поляризации в областях резонансного взаимодействия формируются различного вида неустойчивости, которые вызывают существенные изменения параметров и характеристик поведения ионосферной плазмы [1].

В работе [2] представлены результаты наблюдений в верхней F-области ионосферы усиленных нагревом спектров ионных линий. Эксперименты проводились при пошаговом изменении частоты волны накачки O-моды поляризации в области четвертой гирогармоники электронов. Возбуждение усиленных нагревом ионных линий (англ. HF-enhanced ion lines, HFIL) [2] объясняют распространением волны накачки (на частоте f_H) на высоты верхней F-области вне «радиоокна» вследствие трансформации в L-моду при условии, что частота отсечки L-моды ниже частоты волны накачки.

В экспериментах при модификации F -области высокоширотной ионосферы мощными КВ радиоволнами нагревного комплекса EISCAT/Heating, проведенных сотрудниками ААНИИ в феврале 2013 г., было зарегистрировано явление генерации HFIL как на высотах вблизи отражения волны накачки в нижней F -области ионосферы, так и на высотах верхней F -области.

В настоящей работе по данным радара некогерентного рассеяния радиоволн (НР) в Тромсе (на частоте 930 МГц) рассматриваются условия и возможный механизм возбуждения HFIL в верхней F области ионосферы ленгмюровскими волнами на частотах, смещенных от частоты накачки f_H на 0.4 – 0.45 МГц в сторону увеличения.

Характеристика проведенных экспериментов

Эксперименты по модификации F -области высокоширотной ионосферы в феврале 2013 г. проводились при использовании нагревного комплекса EISCAT/Heating. Мощные КВ радиоволны обыкновенной поляризации (O -мода) излучались в направлении магнитного зенита на фиксированной частоте $f_H = 5.423$ МГц или при ступенчатом изменении f_H вблизи четвертой гирогармоники электронов в диапазоне частот 5.3 – 5.6 МГц. Согласно модели магнитного поля Земли в феврале 2013 г. четвертый гирорезонанс электронов $4f_{ce} = 5.423$ МГц формировался на высоте ~ 232 км. Исследования процессов возбуждения инициированных нагревом плазменных и усиленных ионных линий выполнены по данным радара НР EISCAT (930 МГц) г. Тромсе, пространственно совмещенного с нагревным стендом. Первичные (raw) данные измерений радара были обработаны с помощью унифицированного комплекса программ GUISDAP [3]. В качестве дополнительных диагностических средств использовались когерентный КВ радар CUTLASS (Ханкасалми, Финляндия, луч 5, ориентированный на искусственно возмущенную область ионосферы над Тромсё), ионзонд вертикального зондирования ионосферы и аппаратура EISCAT по регистрации искусственного радиоизлучения ионосферы в полосе ± 100 кГц относительно частоты нагрева.

Результаты наблюдений

Анализ данных радара НР позволил установить систематически повторяющееся в циклах нагрева (в течение 6 дней) явление генерации усиленных нагревом ионных линий как на высотах вблизи отражения волны накачки HFIL в нижней F -области ионосферы, так и на высотах верхней F -области. Одновременно в высокочастотном канале измерений радара регистрировалось возбуждение максимумов инициированных нагревом плазменных линий (англ., HF-induced plasma lines, HFPL), на частотах накачки f_H и на частотах f_{out} , смещенных от f_H на 0.4–0.45 МГц. Отметим, что в высокочастотном канале измерений EISCAT (930 МГц) регистрировались только плазменные волны, направленные «от» радара (англ. downshifted plasma line). В традиционном рассмотрении данных радара это соответствует отрицательным значениям частоты.

В [4] выполнены исследования характеристик и условий возбуждения плазменных линий в длительные периоды времени (больше минуты) в экспериментах по модификации ионосферы мощными КВ радиоволнами нагревного комплекса EISCAT/Heating на частотах волны накачки f_H вблизи гармоник гирорезонансов электронов ($f_H = \sim n \cdot f_{ce}$, $n = 4, 5$). Возбуждение максимумов мощности плазменных линий S_{PL} на смещенных частотах объяснялось такими механизмами как дисперсионные свойства ленгмюровской волны в плазме при учете конечной температуры электронов и/или – взаимодействием волн Бернштейна, ионосферных плазменных и верхнегибридных волн, возбуждаемых вследствие трансформации волны накачки вблизи высоты отражения [4, 5].

На рис. 1, в качестве примера, показаны высотно-временные распределения «сырых» значений плотности электронов N_{raw} данных наблюдений радара НР 24 февраля 2013 г. в период с 11:30 до 14:15 UT при воздействии на ионосферу КВ радиоволнами на частоте $f_H = 5.423$ МГц. Измерения выполнены в диапазоне высот 180 – 278 км с разрешением по высоте порядка 1.5 км (циклы нагрева отмечены на оси времени). Значения N_{raw} характеризуют мощность обратно рассеянных сигналов радара. Возрастания N_{raw} относительно фона в периоды нагревных

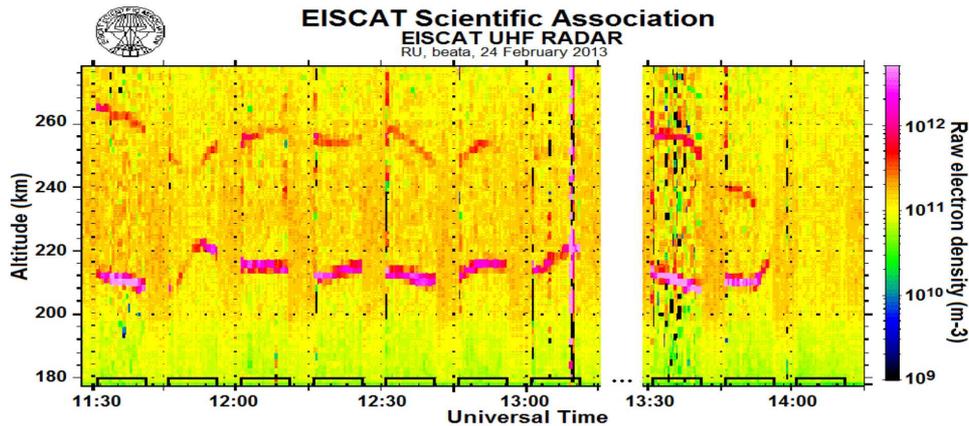


Рис. 1. Данные наблюдений радара EISCAT (930 МГц) высотного-временного распределения $N_{raw}(h, t)$ в период эксперимента 24 февраля 2013 г. по модификации F -области высокоширотной ионосферы КВ радиоволнами на частоте $f_H = 5.423$ МГц O -моды поляризации.

циклов указывают на возбуждение усиленных нагревом ионных линий, HFIL [6]. Данные N_{raw} на рис. 1 демонстрируют, что не только в моменты включений стенда, но и в течение всей длительности нагревных циклов, наблюдались усиления мощностей ионных линий на высотах нижней и верхней ионосферы слоя F , что является проявлением параметрических распадных неустойчивостей [7]. В период эксперимента критическая частота слоя $F2$ составляла $sim 5.3-5.8$ МГц. Волна накачки отражалась в нижней части F -слоя ионосферы ниже гирорезонанса.

Обсуждение

Анализ данных в высокочастотном канале измерений радара НР в феврале 2013 г. продемонстрировали возбуждение максимумов плазменных линий S_{PL} как вблизи частоты накачки, так и на частоте f_{out} , смещенной от f_H на 0.4–0.45 МГц. Отметим, что вблизи частоты f_{out} , максимумы S_{PL} наблюдались одновременно и на высотах вблизи отражения волны накачки, на высотах выше максимума слоя $F2$.

На рис. 2а приведены примеры спектров мощности плазменных линий $S_{PL}(f)$, для различных моментов времени нагревных циклов 24 февраля 2013 г. на фиксированных высотах с максимальными значениями мощностей S_{PL} . Рис. 2(а1) демонстрирует спектры $S_{PL}(f)$ около высоты отражения волны накачки $h_{отр}$ и рис. 2(а2) — в верхней ионосфере — выше максимума слоя $F2$. Измерения $S_{PL}(f)$ выполнены через 2–5 минут после начала нагревных циклов. Спектры на высоте $h_{отр}$ имеют максимумы: около частоты накачки f_H и на частоте f_{out} , смещенной от f_H на 0.4–0.45 МГц. Отметим, для частоты $f_H = 5.423$ МГц, согласно [4], характерно возбуждение максимумов S_{PL} на двух смещенных частотах f_{out} одновременно, и амплитуда S_{PL} около $f_H = 5.423$ МГц, как правило, много меньше, чем S_{PL} на f_{out} . Максимумы S_{PL} на частотах, близких к f_{out} , на высотах верхней F -области показаны на рис. 2(а2).

Рассмотрим схему взаимного расположения высот отражения в ионосфере 24 февраля 2013 г. КВ радиоволны на частоте f_H и плазменной волны на f_{out} . Рис. 2(б) представляет высотные профили распределения ленгмюровских частот $f_L(h)$, измеренных радаром НР 24.02.2013 в паузу нагрева (11:30 UT); $f_{pe}(h)$ фоновых плазменных частот электронов ионосферы, пересчитанных из f_L с учетом дисперсионного уравнения плазменных частот волн Ленгмюра [5] для фоновых условий температуры электронов $T = 1700$ К; $f_{L3500}(h)$ — ленгмюровских частот, рассчитанные по f_{pe} для периода нагрева ($T_e = 3500$ К); верхних гибридных частот $f_{UH}(h)$ и четвертой гармоники гирочастоты электронов $4f_{ce}(h)$. На рис. 2(б) отмечены частоты: f_H и f_{out} , смещенной от f_H на 0.4–0.45 МГц. Горизонтальными линиями показаны высота отражения $h_{отр}$ (с учетом излучения частоты накачки f_H в направлении магнитного зенита), высота верхнего гибридного резонанса h_{UH} и высота отражения волны ленгмюра $h_{отрL}$ на смещенной частоте f_{out} в верхней области ионосферного слоя F .

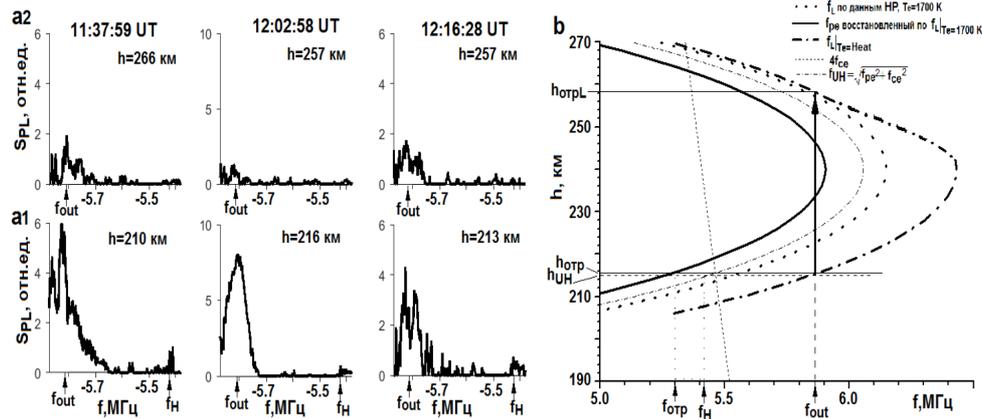


Рис. 2. Данные наблюдений радара EISCAT (930 МГц) высотного-временного распределения $N_{raw}(h, t)$ в период эксперимента 24 февраля 2013 г. по модификации F -области высокоширотной ионосферы КВ радиоволнами на частоте $f_H = 5.423$ МГц O -моды поляризации.

Проведенный совместный анализ высот возбуждения в верхней F -области ионосферы усиленных нагревом ионных линий (рис. 1), высот генерации плазменных линий на смещенных частотах f_{out} (рис. 2(a2)) и высот отражения $h_{отрL}$ ленгмюровских волн на частотах f_{out} (рис. 2(b)), выявил близость высот, с точностью измерений данных радара — 3 км. Можно предположить, что волна ленгмюра с частотой f_{out} на высоте отражения выше максимума F слоя, возбуждает параметрические неустойчивости [8], ответственные за возникновение усиленных нагревом ионных линий в верхней F -области ионосферы в эксперименте 24 февраля 2013 г.

Заключение

Рассмотрены данные экспериментальных наблюдений генерации усиленных нагревом ионных линий в верхней F -области высокоширотной ионосферы в периоды работы нагревного комплекса EISCAT/Heating в феврале 2013 г. на частотах вблизи четвертой гирогармоники электронов. В циклах нагрева одновременно регистрировались максимумы плазменных волн на частоте накачки f_H и на частотах, смещенных в сторону увеличения на 0.4–0.45 МГц, возбуждаемых на высотах отражения и на высотах верхней F -области ионосферы. Рассматривается возможность объяснения генерации усиленных нагревом ионных линий в верхней области слоя F возбуждением параметрической распадной неустойчивости ленгмюровской волной на частоте, смещенной от f_H на 0.4–0.45 МГц, генерируемой на высоте отражения ниже максимума F -слоя, и распространяющейся в верхнюю область F -слоя высокоширотной ионосферы.

Список литературы

1. Гуревич А. В. Нелинейные явления в ионосфере // УФН. — 2007. — Т. 177. № 1. — С. 1145–1177.
2. Rexer T., Gustavsson B., Leyser T., et al. First Observations of Recurring HF-Enhanced Topside Ion Line Spectra Near the Fourth Gyroharmonic // JGR – Space Physics. — 2018. — Vol. 123. No 10. — P. 8649–8663.
3. Lehtinen M. S., Huuskonen A. The accuracy of incoherent scatter measurements: error estimates valid for high signal levels // J. Atmos. Terr. Phys. — 1996. — Vol. 58. No. 1-4. — P. 453–463.
4. Борисова Т. Д., Благовещенская Н. Ф., Рьетвельд М. Т., Хаггстром И. Смещенные плазменные линии в нагревных экспериментах в высокоширотной ионосфере на частотах волны накачки вблизи гармоник гирорезонансов электронов // Изв. вузов. Радиофизика. — 2018. — Т. 61. № 10. — С. 810–830.
5. Stubbe P. Review of ionospheric modification experiments at Tromsø // J. Atmos. Terr. Phys. — 1996. — Vol. 58. No 1-4. — P. 349–368.
6. DuBois D. F., Rose H. A., Russell D. Excitation of strong Langmuir turbulence in plasmas near critical density: Application to HF heating of the ionosphere // JGR. — 1990. — Vol. 95. A12. — P. 21,221–21,272.
7. Robinson T. R. The heating of the high latitude ionosphere by high power radio wave // Phys. Rep. — 1989. — Vol. 179. No 2-3. — P. 79–209.
8. Mishin E., Hagfors T., Kofman W. On origin of outshifted plasma lines during HF modification experiments // JGR. — 1997. — Vol. 102. No A12. — P. 27,265–27,269.

Том II, с. 34–37

УДК: 533.9.01

ДИНАМИКА И ВОЛНОВОДНЫЕ СВОЙСТВА МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ: ЛАБОРАТОРНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

И. Ю. Зудин¹, Н. А. Айдакина¹, М. Е. Гушин¹, Т. М. Заборонкова², С. В. Коробков¹,
А. В. Стриковский¹

¹ИПФ РАН, 603950, г. Нижний Новгород. БОКС - 120, ул. Ульянова, 46

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

²НГТУ им. Р. Е. Алексеева, 603950, г. Нижний Новгород, ул. Минина, 24

Аннотация. Мелкомасштабные неоднородности концентрации плазмы, развивающиеся при высокочастотном нагреве ионосферы, обладают необычными динамическими свойствами и могут играть роль специфических волноводных структур для низкочастотного излучения. Создана численная двумерная FDTD модель, позволяющая исследовать взаимодействие ОНЧ волн с системами мелкомасштабных плазменных неоднородностей, периодических или случайных. Лабораторные эксперименты, моделирующие динамику систем мелкомасштабных неоднородностей замагниченной плазмы и их влияние на распространение низкочастотных волн, проводятся на крупномасштабном стенде «Крот».

Ключевые слова: искусственные ионосферные неоднородности; плазменный волновод; лабораторное моделирование; численное моделирование.

THE DYNAMICS AND DUCTING PROPERTIES OF SMALL-SCALE MAGNETOPLASMA IRREGULARITIES: LABORATORY MODELING AND NUMERICAL SIMULATION

I. Y. Zudin, N. A. Aidakina, M. E. Gushchin, T. M. Zaboronkova, S. V. Korobkov,
A. V. Strikovskiy

Abstract. Small-scale plasma density irregularities, which develop under HF heating of the ionosphere, possess unusual dynamic properties, and can play the role of specific ducting structures for low-frequency waves. A numerical two-dimensional FDTD model has been created that allows one to investigate the interaction of VLF waves with systems of small-scale plasma irregularities, periodic and randomized. Laboratory experiments that simulate the dynamics of systems of small-scale magnetoplasma irregularities and their influence on the propagation of low-frequency waves are performed on a large-scale KROT device.

Keywords: artificial ionospheric irregularities; plasma waveguide; laboratory modeling; numerical simulation.

Введение

Нагрев ионосферной плазмы излучением мощных радиопередатчиков приводит к развитию искусственной ионосферной турбулентности, сопровождающейся формированием неоднородностей концентрации электронов, вытянутых вдоль геомагнитного поля, которые имеют достаточно сложную поперечную структуру. Во-первых, интерес представляет динамика развития и релаксации неоднородностей в процессе нагрева. Во-вторых, неоднородности концентрации ионосферной плазмы являются специфическими волноводами для электромагнитного излучения. В частности, волноводные эффекты могут быть использованы для повышения эффективности вывода низкочастотных волн, излучаемых с Земли, во внешнюю ионосферу и магнитосферу [1, 2]. В настоящее время коллективом авторов проводятся работы по моделированию динамики систем неоднородностей, формируемых при высокочастотном нагреве плазмы в условиях, характерных для ионосферных экспериментов, а также по изучению влияния неоднородностей замагниченной плазмы на распространение низкочастотных волн. Волноводные эффекты исследуются методами

численного моделирования, а также на упрощенных теоретических моделях. Динамика мелко-масштабных неоднородностей, развивающихся при нагреве замагниченной плазмы, исследуется в лабораторных экспериментах на плазменном стенде “Крот”, в том числе при просвечивании системы неоднородностей пробными низкочастотными волнами.

Численное моделирование распространения ОНЧ волн вдоль плазменных неоднородностей

В основе численной модели лежит система уравнений Максвелла, дополненная уравнением, описывающим поляризационный отклик электронов. Влияние излучения на среду не учитывается: возмущения концентрации плазмы полагаются заданными, периодическими или случайными. Для решения уравнений электродинамики используется метод конечных разностей во временной области (FDTD). Достоинством данного подхода является ясность и простота реализации, возможность моделирования распространения как импульсных, так и монохроматических сигналов. Численные эксперименты проводятся в двумерной геометрии.

В ходе численного моделирования ранее удалось обнаружить специфический режим волнового распространения низкочастотных волн вдоль системы неоднородностей с пониженной концентрацией плазмы [3]. Оказалось, что если размеры неоднородностей и расстояние между ними сопоставимы с масштабом локализации полей собственных мод отдельных неоднородностей, то перекачка энергии из одной неоднородности в другую за счет взаимодействия мод соседних неоднородностей делает всю их систему единой волноведущей структурой. Более богатая картина была обнаружена в численных экспериментах с неоднородностями повышенной концентрации плазмы, выполненных для условий внешней ионосферы. Моделирование проводилось для систем неоднородностей с шириной от 100 м до нескольких километров со средней величиной возмущений концентрации плазмы 10 – 20% на высоте 700 км при частоте ОНЧ излучения 18 кГц [1]. Установлено, что “широкие” неоднородности с поперечным размером более 2 км представляют собой изолированные волноводы для ОНЧ волн. “Узкие” неоднородности шириной менее 300 м не играют роли самостоятельных волноведущих структур. В тоже же время, группы таких неоднородностей, с точки зрения волноводных свойств, могут быть заменены эффективными “широкими” неоднородностями со сглаженным профилем (рис. 1). Режим связанных волноводов со взаимной перекачкой ОНЧ энергии характерен для неоднородностей промежуточного масштаба с шириной порядка 1 км.

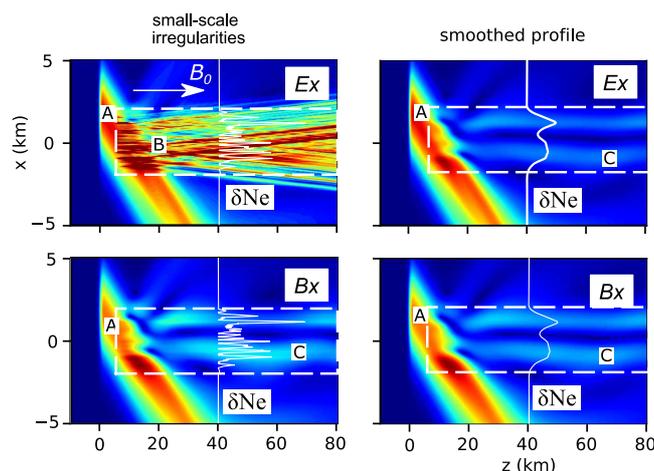


Рис. 1. Амплитуды E_x и B_x компонент ОНЧ волн в присутствии системы мелкомасштабных неоднородностей, а также неоднородностей со сглаженным профилем. Границы системы неоднородностей выделены пунктиром, профиль концентрации плазмы вынесен на рисунок. Буквами обозначены: «А» — падающая ОНЧ волна, «В» — волны резонансного конуса излучения, «С» — волны, распространяющиеся вдоль систем неоднородностей.

Лабораторное моделирование

Лабораторные эксперименты проводятся на крупномасштабном стенде “Крот” (рис. 2), созданном для моделирования физических явлений в плазме ближнего космоса. Установка позволяет создавать столб квазиоднородной замагниченной плазмы длиной около 4 м и диаметром до 1.5 м. Внешнее магнитное поле создается с помощью соленоида, установленного внутри вакуумной камеры. Большие размеры установки позволяют исключить влияние стенок камеры на исследуемые плазменные процессы. Стенд оснащен набором контактных диагностик для измерений параметров плазмы и электромагнитного поля. Зонды и антенны размещаются на подвижных штангах либо на двухкоординатной подвижной платформе. Измерения выполняются в спокойной распадающейся плазме после выключения плазмозадающих ВЧ генераторов.

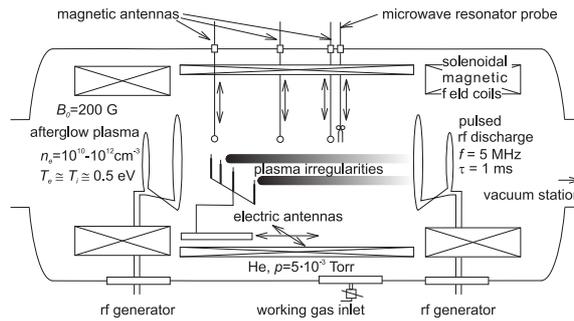


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

В модельных экспериментах системы неоднородностей концентрации замагниченной плазмы создаются посредством высокочастотного нагрева электронов гребенкой электрических либо магнитных (рамочных) антенн с последующей термодиффузией плазмы. Пример создаваемой таким образом системы из трех неоднородностей с пониженной концентрацией электронов приведен на рис. 3а. Формирование мелкомасштабных неоднородностей концентрации плазмы происходит в режиме униполярной диффузии, в котором электроны покидают нагретую область вдоль, а ионы поперек внешнего магнитного поля; замыкание электрического тока происходит по фоновой плазме с образованием областей обеднения плотности. Динамика развития и релаксации системы из нескольких неоднородностей отличается от динамики отдельной неоднородности. Взаимодействие нескольких одновременно развивающихся неоднородностей происходит через токи короткого замыкания, возбуждаемые в окрестности каждой из неоднородностей [4, 5].

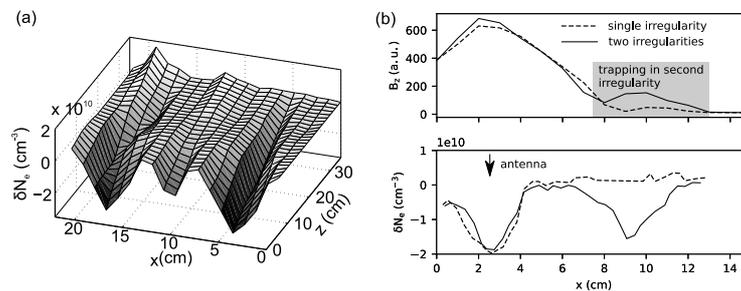


Рис. 3. (а) Пространственная структура системы из трех тепловых неоднородностей концентрации плазмы. Концентрация и температура фоновой плазмы составляют $N_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 0.5 \text{ эВ}$ соответственно, индукция магнитного поля составляет $B_0 = 200 \text{ Гс}$. В качестве рабочего газа используется гелий при давлении $p = 2 \cdot 10^{-3} \text{ торр}$. (б) Демонстрация эффекта перекачки энергии излучения между неоднородностями концентрации плазмы. Верхняя панель — поперечный профиль амплитуды волны ($f = 160 \text{ МГц}$), нижняя панель — поперечный профиль концентрации. Положение излучающей антенны отмечено стрелкой.

На стенде “Крот” начаты лабораторные исследования волноводных свойств систем неоднородностей концентрации в диапазоне частот свистовых волн. Эксперименты проводятся как с пробными волнами, просвечивающими неоднородности, так и с излучением антенн, используемых для нагрева плазмы. Эффект перекачки электромагнитной энергии между двумя неоднородностями демонстрируется на рис. 3b. Одиночная неоднородность обеспечивает волноводный захват излучения; при наличии двух неоднородностей часть энергии, закачиваемой в неоднородность, уходит во второй канал.

Заключение

Для исследования эффектов волноводного распространения низкочастотного излучения вдоль систем мелкомасштабных неоднородностей концентрации замагниченной плазмы создана двумерная численная модель, основанная на уравнениях электродинамики холодной плазмы с неподвижными ионами. В численном моделировании обнаружено несколько специфических режимов волноводного распространения излучения свистового диапазона при параметрах, характерных для активных ионосферных экспериментов. На плазменном стенде “Крот” отработывается методика создания систем тепловых мелкомасштабных неоднородностей концентрации с помощью гребенок антенн, запитываемых высокочастотными радиоимпульсами. В модельных лабораторных экспериментах изучены режимы развития и релаксации таких систем неоднородностей в сравнении с динамикой уединенных неоднородностей. Продемонстрированы некоторые эффекты взаимодействия излучения с системами мелкомасштабных неоднородностей, включая перекачку электромагнитной энергии между связанными плазменными волноводами.

Благодарности

Эксперименты проведены на Уникальной научной установке “Комплекс крупномасштабных геофизических стендов ИПФРАН” (УНУ ККГС). Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18–02–00622 А).

Список литературы

1. VLF electromagnetic field structures in ionosphere disturbed by Sura RF heating facility / V. O. Rapoport, V. L. Frolov, S. V. Polyakov et al. // [Journal of Geophysical Research \(Space Physics\)](#). — 2010. — Vol. 115. — P. A10322.
2. Тонкая структура дактов плотности, формируемых при активном радиочастотном воздействии на лабораторную и космическую плазмы / В. Л. Фролов, В. О. Рапопорт, Е. А. Шорохова и др. // *Письма в ЖЭТФ*. — 2015. — Т. 101. — С. 342–346.
3. Численное моделирование волн свистового диапазона в замагниченной плазме с мелкомасштабными неоднородностями / И. Ю. Зудин, Н. А. Айдакина, М. Е. Гуцин и др. // *Физика плазмы*. — 2017. — Т. 43. — С. 1018–1028.
4. Laboratory study of interaction of magnetoplasma irregularities produced by several radio-frequency heating sources / N. Aidakina, M. Gushchin, I. Zudin et al. // [Physics of Plasmas](#). — 2018. — Vol. 25, no. 7. — P. 072114.
5. Density irregularities, currents, and magnetic fields generated by pulsed local rf heating of a magnetoplasma: Disturbances in rf antenna vicinity / N. Aidakina, M. Gushchin, I. Zudin et al. // [Physics of Plasmas](#). — 2018. — Vol. 25, no. 12. — P. 122104.

Том II, с. 38–42

УДК: 533.9.08+537.868

РЕАКЦИЯ ИОНОСФЕРЫ НА ВОЗДЕЙСТВИЕ РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ ПО ДАННЫМ СЕТИ GEONET СТАНЦИЙ GPS

А. Б. Ишин¹, С. В. Воейков², Н. П. Первалова²

¹Иркутский национальный исследовательский технический университет,
664074, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 83

E-mail: ishin@iszf.irk.ru

²Институт солнечно-земной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 126а

E-mail: serg3108@iszf.irk.ru

Аннотация. Настоящее исследование посвящено оценке использования плотной японской сети GEONET для обнаружения ионосферных откликов на локальные слабые воздействия реактивных двигателей ТГК «Прогресс» на примере события 4 мая 2006 г. Анализ рядов ПЭС показывает, что в области воздействия двигателей возникает отрицательное возмущение. Амплитуда возмущения составила порядка 0.05 TECU. Амплитуда возмущения уменьшается при удалении от области воздействия, и на расстоянии 60–70 километров становится меньше амплитуды фоновых колебаний. Длительность наблюдаемых возмущений не превышает 8 минут.

Ключевые слова: ГНСС, активные эксперименты в ионосфере, МКС

IONOSPHERE REACTION TO THE IMPACT OF JET ENGINES ACCORDING TO GEONET NETWORK OF GPS STATIONS

A. B. Ishin, S. V. Voeykov, N. P. Perevalova

Abstract. The present study evaluating the use of dense GEONET Japanese network to detect ionospheric response to the weak impact of the jet engines of the spacecraft “Progress” using the example of May 4, 2006. Analysis of the TEC series shows that a negative disturbance occurs in the affected area. The amplitude of the disturbance was about 0.05 TECU. The amplitude of the disturbance decreases with distance from the area of impact, and at a distance of 60–70 kilometers becomes less than the amplitude of the background variations. The duration of the observed disturbance does not exceed 8 minutes.

Keywords: GNSS, active experiments in the ionosphere, International Space Station

Введение

В течение нескольких лет с помощью инструментов Института солнечно-земной физики СО РАН проводились эксперименты «Радар-Прогресс» по регистрации и определению параметров ионосферных откликов на воздействие реактивных двигателей транспортно-грузовых кораблей (ТГК) «Прогресс». Локальное воздействие на ионосферу производили двигатели ТГК «Прогресс» как при коррекции орбиты МКС, так и после отстыковки. В качестве одного из инструментов выступала сеть SibNet [1] постоянно действующих двухчастотных приемников глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС), принадлежащая ИСЗФ СО РАН. В результате проведения экспериментов был получен ряд интересных результатов по данным различных инструментов [2, 3]. В частности, по данным сети SibNet в результате анализа двухчастотных измерений было установлено, что в области воздействия сближающе-корректирующих двигателей (СКД) ТГК наблюдаются отрицательные возмущения в полном электронном содержании (ПЭС) [4]. Указанные результаты были получены при анализе откликов на воздействия СКД на ионосферу в Прибайкальском регионе. К сожалению, плотность сети SibNet недостаточна для анализа масштабов и динамики наблюдаемых возмущений. Для проведения более подробного анализа было бы целесообразно использовать данные плотных сетей станций, таких как GEONET в Японии и Новой Зеландии. Плотная сеть станций, а, следовательно, и многократное просвечивание области воздействия могли бы позволить установить возможные пространственные особенности возникающих неоднородностей и ракурсные зависимости их наблюдений.

Настоящее исследование посвящено оценке использования плотной японской сети GEONET для обнаружения и определения параметров ионосферных откликов на локальные слабые воздействия реактивных двигателей ТГК «Прогресс».

Описание эксперимента

Для анализа был выбран эксперимент 4 мая 2006 г. В этот день производилась одноимпульсная коррекция орбиты МКС. Тяга обеспечивалась включением 8 двигателей причаливания и ориентации (ДПО) ТГК «Прогресс» пристыкованного к агрегатному отсеку российского сегмента. Участок траектории МКС с работающими ДПО ТГК «Прогресс» проходил от северной Монголии до Татарского пролива (рис. 1). На момент эксперимента в составе сети GEONET функционировало более 1200 станций, из которых более 160 находилось на острове Хоккайдо. Работа двигателей завершилась в 180 километрах на северо-запад от острова Хоккайдо (рис. 1), что позволяло надеяться на просвечивание области воздействия рядом лучей «спутник-ИСЗ».

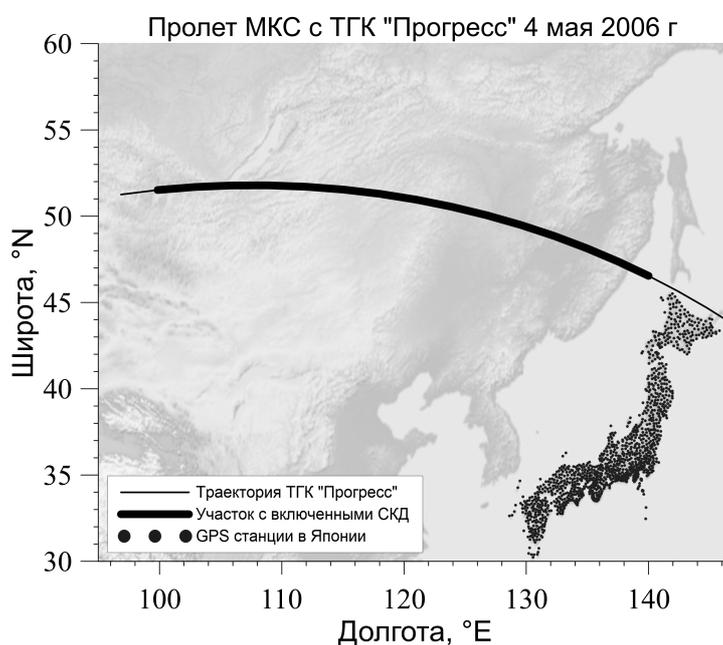


Рис. 1. Геометрия эксперимента.

В день эксперимента наблюдалась умеренная магнитная буря. Индекс K_p достигал значение 5–, индекс D_{st} опускался до -40 , максимальное значение A_e составляло 881 (рис. 2). Включение двигателей было произведено в момент начала указанного геомагнитного возмущения.

Результаты эксперимента

В качестве оцениваемого параметра использовалось ПЭС, полученное приемниками GPS сети GEONET. Для удаления долговременного тренда ряды ПЭС фильтровались в диапазоне периодов 2–10 минут. Затем для каждого момента времени (т. е. 1 раз в 30 секунд) были построены карты вариаций ПЭС, где цветом ионосферной точки обозначено текущее значение. Указанные карты позволяют наглядно пространственную представить динамику развития возникающих неоднородностей (рис. 3).

Как можно видеть (рис. 3) в области воздействия реактивных струй ДПО наблюдается отрицательное возмущение в ПЭС. Указанное возмущение регистрируется в течение 6 минут (панели б, в, г, д). При этом максимальное расстояние от траектории, на котором регистрируется возмущение, не превышает 0.6° , что составляет около 67 км.

Более подробно были проанализированы ряды ПЭС для ионосферных точек, расположенных наиболее близко к области воздействия (рис. 4а).

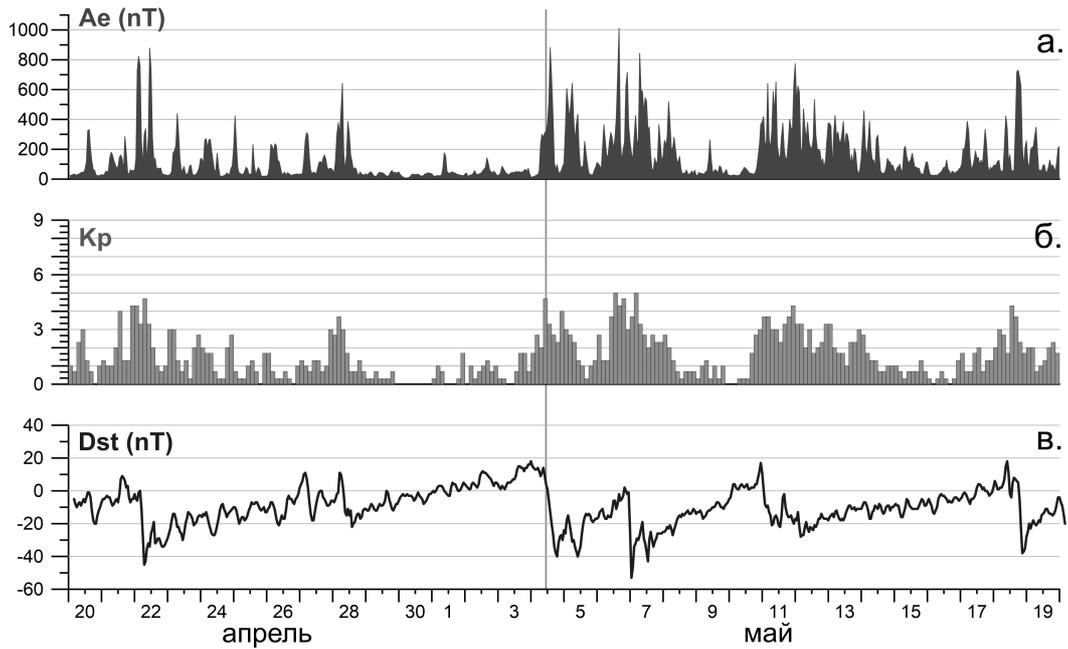


Рис. 2. Геомагнитные индексы. Вертикальной линией обозначен момент воздействия.

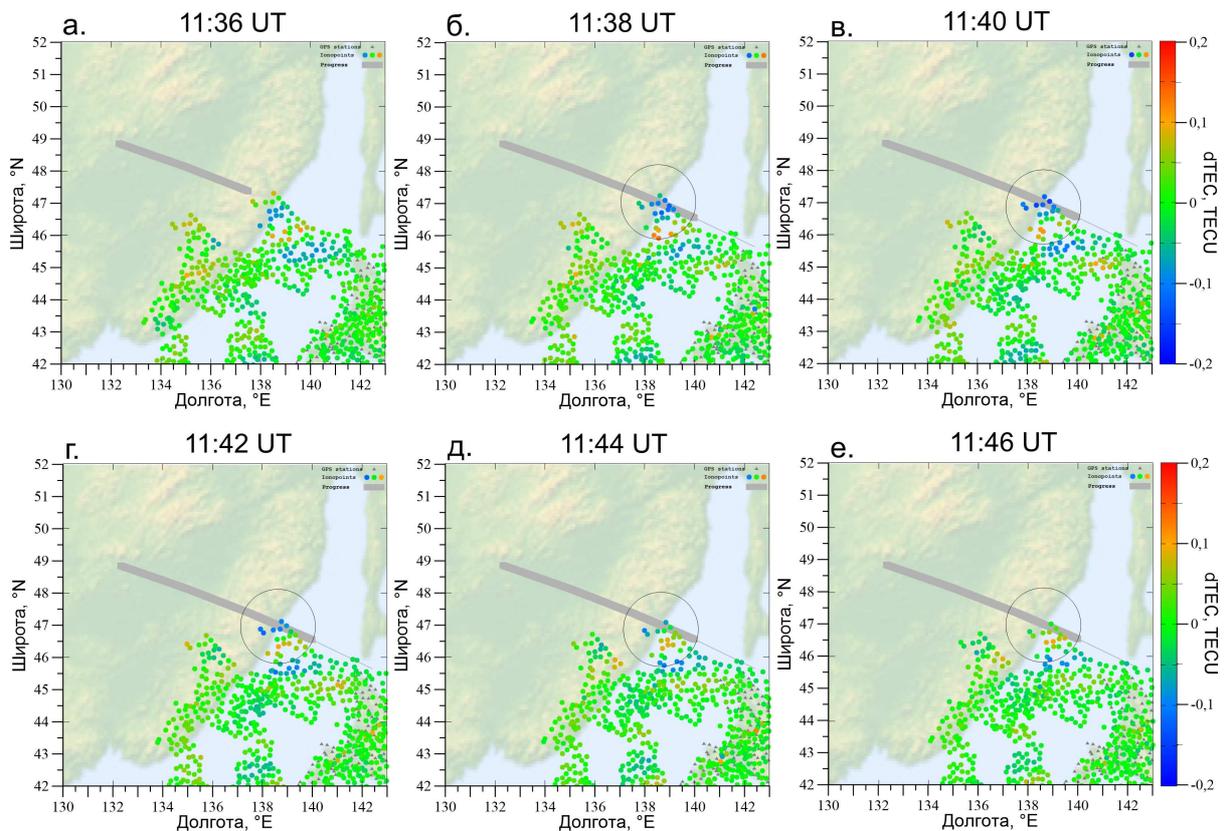


Рис. 3. Расположение траектории МКС (серая линия) и ионосферных точек (цветные точки). Положение МКС во время включения ДПО обозначено толстой серой линией. Цветом точки обозначено текущее мгновенное значение вариаций ПЭС.

Кратковременное падение ПЭС наблюдается на всех рядах данных близлежащих лучей «ИСЗ-приемник» (рис. 4б). К сожалению, регистрация ионосферных параметров 1 раз в 30 секунд не позволяет детально анализировать динамику развития возмущения. Однако, даже по этим данным отчетливо видно, что после воздействия наблюдается отрицательное возмущение на всех рядах ПЭС амплитудой до 0.03–0.04 TECU. Так же возникающее возмущение хорошо проявляется в данных производной рядов ПЭС (рис. 4в). Величина отрицательного выброса производной ПЭС составляет порядка 0.2 TECU/мин, что значительно (~ 5 раз) больше средних соседних значений. Стоит отметить, что ряды вариаций и производной ПЭС имеют колебания с периодом 18–20 минут. На лучах «ИСЗ-приемник», удалённых более чем на 1° от области воздействия так же регистрировались указанные колебания. Однако на удаленных лучах не наблюдалось ни аналогичного скачка в рядах вариаций ПЭС, ни выброса в рядах производных ПЭС. Следовательно, можно с уверенностью сделать вывод, что наблюдаемые эффекты связаны с воздействием ДПО ТК «Прогресс».

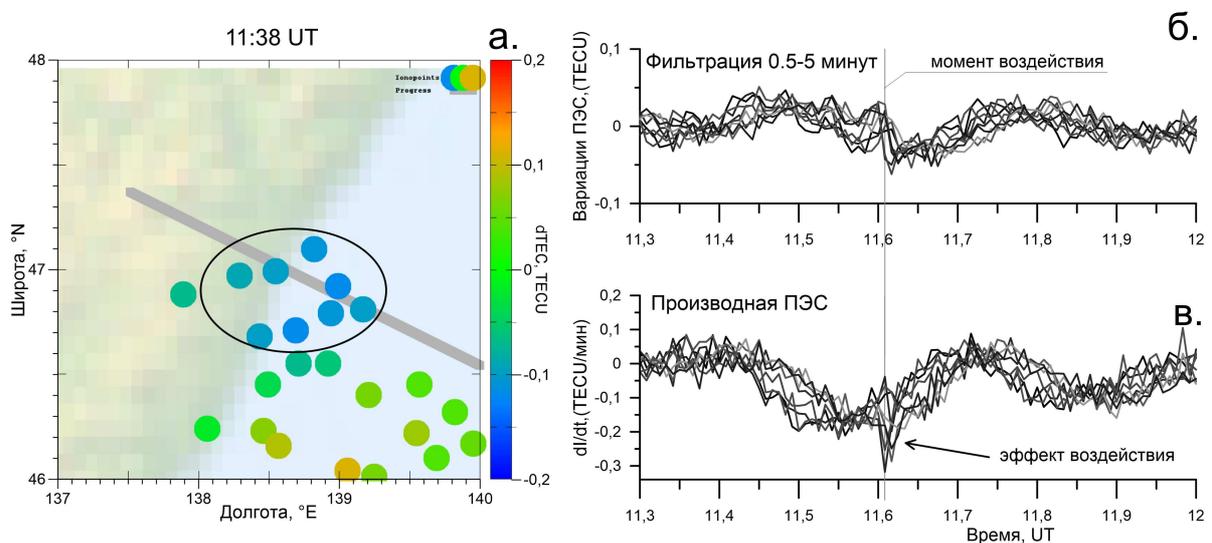


Рис. 4. Ионосферные точки для наиболее близких лучей «приемник-ИСЗ» (выделены овалом на панели а), и соответствующие этим лучам ряды вариаций ПЭС отфильтрованные в диапазоне 0.5–5 минут (панель б) и производная ПЭС (панель в).

Выводы

Анализ рядов ПЭС, полученных приемниками плотной японской сети GEONET, показывает, что в области воздействия ДПО ТК возникает отрицательное возмущение. Амплитуда возмущения при данных ракурсных условиях оценивается в величину 0.05 TECU. При этом надо понимать, что само воздействие носило крайне локальный характер. Интегральный характер величины ПЭС позволяет сделать вывод, что изменение электронной концентрации было существенным. Оценка амплитуды изменения электронной концентрации была бы возможна при одновременном просвечивании области возмущения под разными углами. К сожалению, в данном эксперименте возмущенная область просвечивалась лучами только одного спутника GPS.

Высокая плотность сети GEONET позволила оценить пространственные поперечные масштабы неоднородности. Амплитуда возмущения уменьшается при удалении от области воздействия, и на расстоянии 60–70 километров становится меньше амплитуды фоновых колебаний. Длительность же наблюдаемых возмущений не превышает 8 минут.

Указанные результаты согласуются с ранее полученными по данным сети SibNet экспериментальными результатами.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19–05–00889).

Список литературы

1. Ишин А. Б., Перевалова Н. П., Воейков С. В., Хахинов В. В. Первые результаты регистрации ионосферных возмущений по данным сети SibNet приемников ГНСС в активных космических экспериментах // Солнечно-земная физика. — 2017. — Т. 3, № 4. — С. 82–92.
2. Еселевич М. В., Хахинов В. В., Клунко Е. В. Параметры оптических сигналов на телескопе АЗЕ-33ИК, зарегистрированных в активном космическом эксперименте «Радар-Прогресс» // Солнечно-земная физика. — 2016. — Т. 2, № 3. — С. 24–32.
3. Клунко Е. В., Еселевич М. В., Тергоев В. И. Наблюдения ТГК «Прогресс» на оптическом телескопе АЗЕ-33ИК // Солнечно-земная физика. — 2016. — Т. 2, № 3. — С. 17–23.
4. Ишин А. Б., Перевалова Н. П., Воейков С. В., Хахинов В. В. Комплексный анализ реакции ионосферы на работу двигательных установок ТГК «Прогресс» по данным ГНСС-приемников в Байкальском регионе // Солнечно-земная физика. — 2017. — Т. 3, № 4. — С. 93–103.

Том II, с. 43–46

УДК: 533.951 + 537.868

УСЛОВИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ХАРАКТЕРИСТИКИ УЗКОПОЛОСНОГО ИСКУССТВЕННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В ВЫСОКОШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫМ КВ РАДИОВОЛНАМИ НЕОБЫКНОВЕННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

А. С. Калишин¹, Н. Ф. Благовещенская¹, Т. Д. Борисова¹, Т. Йоман²

¹Арктический и антарктический научно-исследовательский институт,
199397, г. Санкт-Петербург, ул. Беринга, 38

E-mail: askalishin@aari.ru, nataly@aari.nw.ru, borisova@aari.ru

²Лейсестерский университет, г. Лейсестер, LE1 7RH, Великобритания
E-mail: yxo@leicester.ac.uk

Аннотация. Представлены результаты экспериментальных исследований характеристик узкополосного искусственного радиоизлучения ионосферы (УИРИ) при воздействии на высокоширотную верхнюю ионосферу мощных КВ радиоволн необыкновенной поляризации нагревного комплекса EISCAT/Heating в г. Тромсе, Норвегия. Выполнен анализ условий возбуждения и спектральных характеристик УИРИ в зависимости от частоты нагрева и угла излучения волны накачки.

Ключевые слова: мощная КВ радиоволна; высокоширотная ионосфера; узкополосное искусственное радиоизлучение ионосферы; поляризация; спектральная характеристика; EISCAT/Heating

EXCITATION CONDITIONS AND FEATURES OF NARROWBAND STIMULATED ELECTROMAGNETIC EMISSION IN THE HIGH LATITUDE IONOSPHERE INDUCED BY THE EXTRAORDINARY POLARIZED POWERFUL HF RADIO WAVES

A. S. Kalishin, N. F. Blagoveshchenskaya, T. D. Borisova, T. Yeoman

Abstract. We present experimental results concerning the investigations of the features of the narrowband stimulated electromagnetic emission (NSEE) in the high latitude upper ionosphere induced by the extraordinary polarized powerful HF radio waves from the EISCAT/Heating facility at Tromsø, Norway. The analysis of the generation conditions and spectral features of the NSEE depending on the heater frequency and the HF pump wave radiation angle is made.

Keywords: powerful HF radio wave; high latitude ionosphere; narrowband stimulated electromagnetic emission; polarization; spectral feature; EISCAT/Heating

Введение

Одним из основных явлений, обнаруженных в экспериментах по модификации ионосферы мощными КВ радиоволнами является искусственное радиоизлучение ионосферы (ИРИ). ИРИ генерируется при воздействии мощными КВ радиоволнами обыкновенной (*O*-мода) поляризации на *F*-область ионосферы, наблюдается в полосе частот до $\pm(100 - 200)$ кГц относительно частоты нагрева и регистрируется в непосредственной близости от нагревного стенда. Более трех десятилетий на всех КВ нагревных комплексах мира успешно проводятся исследования спектральных и динамических характеристик ИРИ [1].

Недавно на нагревном комплексе HAARP было обнаружено узкополосное искусственное радиоизлучение ионосферы (УИРИ) [2]. Интенсивные спектральные компоненты в спектре УИРИ регистрировались при *O*-нагреве в полосе частот ± 1 кГц относительно частоты нагрева в непосредственной близости от комплекса HAARP. Обнаруженные спектральные компоненты в спектре УИРИ ассоциировались с ионно-акустическими волнами (IA), электростатическими ионными циклотронными волнами (EIC) и ионными бернштейновскими волнами (IB) [3].

Многочисленные эксперименты, выполненные специалистами ААНИИ на нагревном комплексе EISCAT/Heating, позволили впервые обнаружить УИРИ при воздействии мощной КВ

радиоволны необыкновенной (X -мода) поляризации на высокоширотную F -область ионосферы, которое регистрировалось на удалении более 1000 км от нагревного комплекса [4]. При этом в спектре УИРИ регистрировались компоненты, обусловленные возбуждением электростатических ионных циклотронных волн (EIC) и их гармоник (IB) [5]. В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований условий генерации и спектральных характеристик УИРИ при X -нагреве высокоширотной F -области ионосферы при различных углах излучения мощной КВ радиоволны, а также выполнено сравнение поведения УИРИ и мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей (МИИН).

Характеристика экспериментов

Эксперименты по воздействию на ионосферу мощного КВ радиоизлучения проводились на нагревном комплексе EISCAT/Heating, расположенном в г.Тромсе, Норвегия (69.6° N , 19.2° E , $L = 6.2^\circ$, $I = 78^\circ$) с 2011 по 2016 гг. Волна накачки излучалась на частотах $f_H = 5.5 - 8.0$ МГц, эффективная мощность излучения составляла $P_{\text{эфф}} = 460 - 750$ МВт. В ряде экспериментов мощная КВ радиоволна излучалась под различными углами: в магнитный зенит (диаграмма направленности антенны комплекса EISCAT/Heating была наклонена на 12° от вертикали к югу), в вертикальном направлении (0°) и промежуточных между ними направлениях (наклон диаграммы направленности на 4 или 6° от вертикали к югу).

Узкополосное искусственное радиоизлучение ионосферы (УИРИ) регистрировалось на обсерватории ААНИИ НИС «Горьковская» под г.С.-Петербург (60.28° N , 29.3° E) на удалении 1200 км от комплекса EISCAT/Heating. Регистрация нагревных сигналов проводилась с использованием анализатора спектра декаметрового диапазона на базе приемника ICOMIC-R75. Прием осуществлялся на двойную горизонтальную ромбическую антенну. Для анализа результатов использовались результаты наблюдений с помощью КВ радара CUTLASS (SuperDARN).

Результаты наблюдений и их анализ

В экспериментах, выполненных сотрудниками ААНИИ на комплексе EISCAT/Heating, впервые было обнаружено узкополосное искусственное радиоизлучение ионосферы (УИРИ) при нагреве F -области высокоширотной ионосферы мощной КВ волной X -поляризации. Дискретные спектральные компоненты в спектре УИРИ регистрировались при -нагреве в полосе частот ± 1 кГц относительно частоты нагрева на расстоянии порядка 1200 км от нагревного комплекса. Возбуждение различных компонент в спектре УИРИ связано с генерацией ионных гирогармонических структур [2]. Механизм их генерации может быть связан с развитием параметрической неустойчивости, при которой мощная электромагнитная волна в области отражения трансформируется в высокочастотную электронную Бернштейновскую (ЕВ) и низкочастотную ионную Бернштейновскую (IB) плазменные волны.

Анализ условий возбуждения и особенностей поведения спектральных компонент в спектре УИРИ показал их зависимость от соотношения между частотой волны накачки f_H и гармониками гирочастоты электронов nf . Наибольшее количество спектральных компонент в спектре УИРИ возбуждалось при X -нагреве на частотах ниже гармоник электронных гирорезонансов. Рассмотрим результаты исследования зависимости спектральных характеристик УИРИ при -нагреве высокоширотной F -области ионосферы от угла излучения мощной КВ радиоволны эксперимента на примере эксперимента 28 октября 2013 г. Комплекс EISCAT/Heating излучал мощную КВ радиоволну обыкновенной (O -мода) или необыкновенной (X -мода) поляризации на частоте $f_H = 7.953$ кГц циклами 20 минут нагрев / 10 минут пауза при различных углах излучения — в магнитный зенит (диаграмма направленности наклонена на 12° к югу от вертикали) и под углом 6° (промежуточное положение между излучением в магнитный зенит и вертикальным). В период эксперимента значения критической частоты слоя $F2$ в Тромсе изменялись в незначительных пределах $f_oF2 = 9.2 - 8.8$ МГц. Частота нагрева $f_H = 7.953$ МГц была ниже шестой гирогармоники электронов на ~ 150 кГц.

На рис. 1 показаны динамические спектры нагревного сигнала в полосе частот ± 250 Гц относительно частоты нагрева, зарегистрированные на НИС

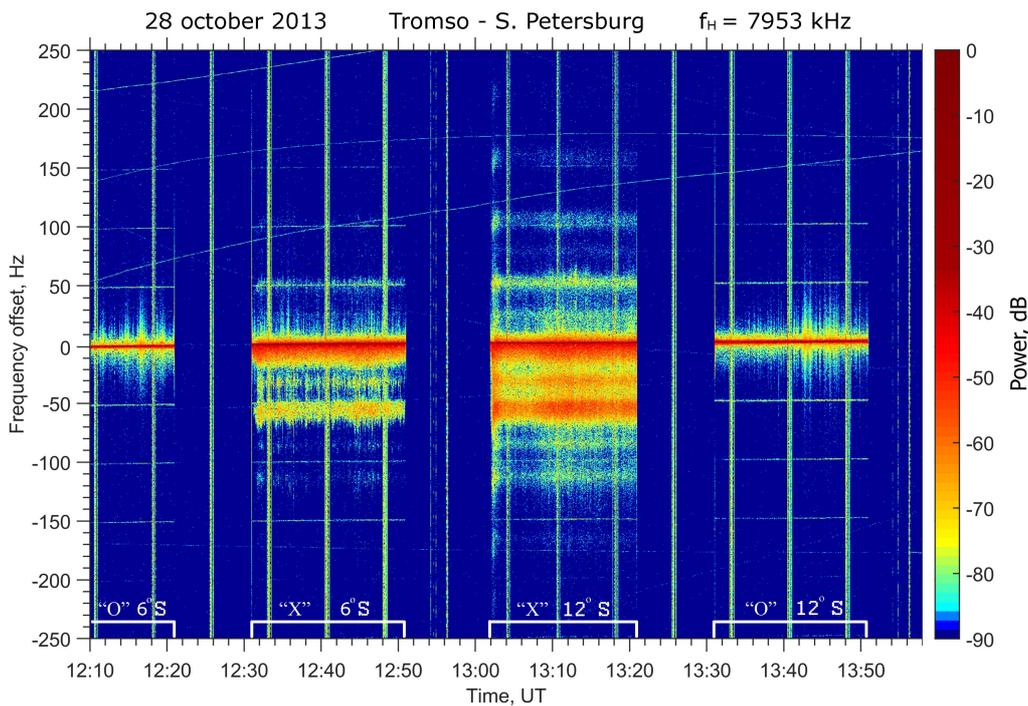


Рис. 1. Спектрограмма нагревного сигнала зарегистрированная 28 октября 2013 г. на расстоянии 1200 км от комплекса EISCAT/Heating на частоте 7.953 МГц.

«Горьковская» под С.-Петербургом при альтернативном O/X -нагреве 28 октября 2013 г. на частоте 7.953 кГц при различных углах излучения волны накачки. Мощная спектральная компонента на нулевой частоте соответствует частоте волны накачки. Во всех циклах нагрева кроме компонент УИРИ и спектральной компоненты волны накачки наблюдались слабые сетевые гармоники с частотами, кратными 50 Гц. Как видно из рис. 1, спектральные компоненты в УИРИ возбуждалось только при излучении волны накачки на X -поляризации. При излучении в магнитный зенит ($12^\circ S$) с 13:02 до 13:21 UT интенсивные дискретные спектральные компоненты УИРИ наблюдались как при отрицательных, так и положительных отстройках от нулевой частоты и были разнесены друг относительно друга примерно на gyro-частоту ионов атомарного кислорода O^+ (f_{ci}). Следует отметить, что спектральные компоненты регистрировались как на целочисленных ионных ги-

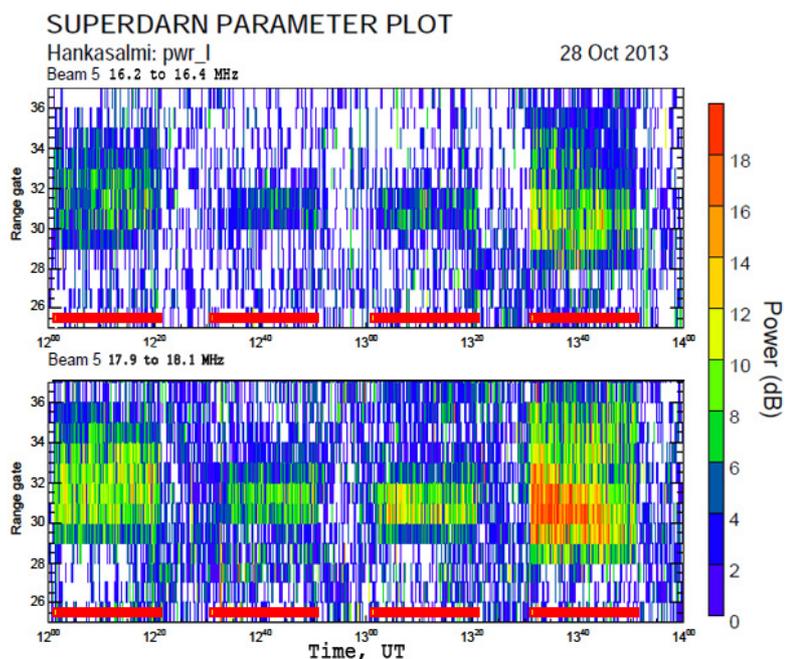


Рис. 2. Данные наблюдений КВ доплеровского радара CUTLASS 28 октября 2013 г. Циклы нагрева отмечены красными прямоугольниками.

рогармониках nf_{ci} , где $n = 1, 2, 3$ и т. д., так и при $n = 0.5, 1.5$. Интенсивность спектральных компонент постепенно затухала с увеличением номера гармоники. Частота основного спектрального максимума ($n = 1$) в области отрицательных отстроек составляла $-(54 \div 57)$ Гц, а его интенсивность была на 31 – 46 дБ ниже уровня волны накачки. Интенсивность основной спектральной компоненты при положительных отстройках частоты была на 52 – 64 дБ ниже уровня волны накачки, а ее частоты изменялись в пределах $+(51 \div 54)$ Гц. В цикле X -нагрева с 12:31 до 12:51 UT при излучении волны накачки под углом 6° S регистрировалось существенно меньше дискретных спектральных компонент. Интенсивность главных спектральных максимумов была ниже в среднем на 13 – 14 дБ, чем при излучении волны накачки в магнитный зенит. Наиболее выраженными были спектральные компоненты на f_{ci} и $0.5f_{ci}$.

Было выполнено сопоставление поведения УИРИ с данными регистрации рассеянных на мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностях сигналов с помощью радара CUTLASS (SuperDARN) в Ханкасалми (Финляндия). CUTLASS работал одновременно на трех частотах 16 и 18 МГц, что обеспечивало рассеяние сигналов от МИИН с поперечными к магнитному полю масштабами $l_{\perp} \approx 9.3$ и 8.3 м соответственно (см. рис. 2). Результаты наблюдений радара CUTLASS свидетельствуют, что МИИН возбуждались как при O -, так и при X -нагреве высокоширотной F -области ионосферы. При этом интенсивность МИИН была существенно выше при излучении мощной КВ радиоволны O - или X -поляризации в направлении магнитного зенита (12° S).

Заключение

Установлено, что на большом удалении от КВ нагревного комплекса (~ 1200 км) УИРИ возбуждается при X -нагреве высокоширотной F -области ионосферы. Наибольшее количество спектральных компонент в спектре УИРИ возбуждалось при -нагреве на частотах ниже гармоник электронных гирорезонансов. Обнаружен эффект магнитного зенита в поведении УИРИ. Интенсивность и количество дискретных компонент в спектре УИРИ были максимальными при излучении мощной КВ радиоволны X -поляризации в направлении магнитного поля.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Европейской научной Ассоциации EISCAT. Система радаров CUTLASS в Финляндии и Исландии поддерживается Финским метеорологическим институтом и Шведским институтом космической физики. Т. К. Yeoman поддержан грантом NERC NE/K011766/1.

Список литературы

1. Фролов В. Л. Искусственная турбулентность среднеширотной ионосферы. — Н. Новгород: Изд-во ННГУ им. Н. И. Лобачевского, 2017. — 468 с.
2. Bernhardt P. A., Selcher C. A., and Kowtha S. Electron and ion Bernstein waves excited in the ionosphere by high power EM waves at the second harmonic of the electron cyclotron frequency // J. Geophys. Res. Lett. — 2011. — Vol. 38.
3. Samimi A., Scales W. A., Fu H., et al., Ion gyroharmonic structures in stimulated radiation during second electron gyroharmonic heating: 1. Theory // J. Geophys. Res.: Space Phys. — 2013. — Vol. 118. — P. 502–514.
4. Blagoveshchenskaya N. F., Borisova T. D., Yeoman T. K., et al. Modification of the high latitude ionosphere F region by X-mode powerful HF radio waves: Experimental results from multi-instrument diagnostics // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. — 2015. — Vol. 135. — P. 50–63.
5. Blagoveshchenskaya N. F., Borisova T. D., Kalishin A. S., et al. Comparison of the Effects Induced by the Ordinary (O-Mode) and Extraordinary (X-Mode) Polarized Powerful HF Radio Waves in the High-Latitude Ionospheric F Region // Cosmic Research. — 2018. — Vol. 56, No 1. — P. 11 – 25.

Том II, с. 47–51

УДК: 537.87:523

СТРУКТУРА И ДИНАМИКА ВОЗМУЩЕННОЙ МОЩНЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ ИОНОСФЕРЫ НА ОСНОВЕ СОВМЕСТНОГО АНАЛИЗА ПЯТЕН ИСКУССТВЕННОГО ОПТИЧЕСКОГО СВЕЧЕНИЯ И ДВУМЕРНЫХ КАРТ ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ

Д. А. Когогин¹, И. А. Насыров¹, А. В. Шиндин², Д. С. Максимов¹, С. М. Грач²,
В. О. Дементьев¹, Р. В. Загретдинов¹

¹ Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

E-mail: dkogogin@kpfu.ru

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского,

630950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

E-mail: shindin@rf.unn.ru

Аннотация. В работе выполнена предварительная обработка экспериментальных данных за 29 августа 2016 года, полученных в ходе проведения совместных измерений искусственных вариаций полного электронного содержания ионосферы на сети из 20-ти ГНСС-станций, расположенных в радиусе 400 км от стенда «Сура» в основном в восточном и юго-восточном направлениях и оптического свечения в красной линии атомарного кислорода ($\lambda=630$ нм), стимулированных мощным радиоизлучением стенда «Сура». Проведено прямое сопоставление между изображениями искусственного оптического свечения и картами ПЭС, получена динамическая пространственно-временная картина изменения ПЭС в той области ионосферы, где происходит генерация плазменных волн, способных ускорить электроны до потенциала возбуждения оптических уровней.

Ключевые слова: ионосфера; ГНСС; ПЭС; карты ПЭС; искусственные ионосферные неоднородности; мощное коротковолновое радиоизлучение; стенд «Сура»; возмущенная область ионосферы; искусственное оптическое свечение

THE STRUCTURE AND DYNAMICS OF THE HF-PUMPED IONOSPHERE BASED ON A JOINT ANALYSIS OF THE ARTIFICIAL AIRGLOW SPOTS AND TWO-DIMENSIONAL MAPS OF THE TOTAL ELECTRON CONTENT

D. A. Kogogin, I. A. Nasyrov, A. V. Shindin, D. S. Maksimov, S. M. Grach, V. O. Dementiev,
R. V. Zagretdinov

Abstract. The paper carried out preliminary processing of experimental data for August 29, 2016, obtained during joint measurements of artificial variations in the total electron content of the ionosphere on a network of 20 GNSS stations located within a radius of 400 km from the «Sura» facility, mainly in eastern and southeastern directions and artificial airglow in the red line of atomic oxygen ($\lambda=630$ nm), stimulated by powerful radio emission from the «Sura» facility. A direct comparison between the images of artificial airglow spots and TEC maps has been made. Dynamic spatial-temporal picture of the TEC variations in the heating region where plasma waves are generated, capable of accelerating electrons to the excitation potential of optical levels, has been obtained.

Keywords: ionosphere; GNSS; TEC; TEC maps; artificial ionospheric irregularities; powerful radio waves; Sura facility; HF-pumped ionosphere; artificial emission; artificial airglow patches

Введение

При воздействии на ионосферу мощным коротковолновым радиоизлучением в области отражения образуются неоднородности электронной концентрации с размерами от десятков сантиметров до десятков километров [1]. Диагностика крупномасштабной (с размерами поперёк геомагнитного поля $l_{\perp} \gtrsim 0,5$ км) структуры возмущённой мощной радиоволной области ионосферы

осуществляется с помощью просвечивания ионосферы декаметровым радиоизлучением космических радиостанций, просвечивания возмущённой области УКВ сигналами низкоорбитальных и геостационарных спутников, а так же навигационных спутников [2–4], с помощью спутниковой радиотомографии [5, 6], измерений электронной плотности *in situ* при пролёте космических аппаратов и геофизических ракет через возмущённую область и над ней (см. [1] и цитированную там литературу), измерений искусственного оптического свечения ионосферы [7–10].

С момента развёртывания в 80-х годах прошлого столетия навигационных систем второго поколения (GPS и ГЛОНАСС), обеспечивающих глобальный охват, все большее развитие, особенно в геофизических исследованиях околоземного космического пространства в естественных условиях, приобретает метод двухчастотного радиопросвечивания исследуемой области сигналами таких систем. При распространении через ионосферу у таких сигналов появляется дополнительный набег фазы, обусловленный дисперсией радиоволн в ионосферной плазме и линейно связанный с полным электронным содержанием (ПЭС) на траектории распространения. С 2007 года началось активное использование спутников системы GPS для определения полного электронного содержания в ионосфере во время экспериментов по воздействию на ионосферу мощным коротковолновым радиоизлучением. Такие исследования проводились на стендах HAARP и «Сура» [4, 11–13]. В этом случае навигационные спутники пересекают диаграмму направленности антенных систем (ДН) нагревных стендов, тем самым осуществляют радиосканирование искусственных ионосферных неоднородностей, стимулированных воздействием волны накачки. Время сканирования возмущённой области ионосферы определяется скоростью перемещения точки пересечения радиотрассы спутник – наземный приёмный пункт с модифицированной областью ионосферы (т. н. подионосферной точки), и, в зависимости от ширины главного лепестка ДН нагревного стенда, для среднеорбитальных спутниковых навигационных систем составляет ~ 25–50 мин.

В настоящий момент данные приема ГНСС-сигналов так же используются для построения региональных и глобальных карт ПЭС [6, 14]. Однако, подавляющая часть данных, полученных как нашими соотечественниками, так и зарубежными учеными, в которых для анализа результатов были использованы двумерные карты вариаций ПЭС, были зарегистрированы для таких регионов, как Япония, США, Западная Европа, обладающих плотной сетью ГНСС станций [14, 15]. Источниками возмущения ионосферной плазмы в этих экспериментах выступали как естественные процессы (движение СТ, геомагнитные бури и литосферные процессы) [14–16], так и антропогенные (ракетные запуски) [17]. Однако детализированные карты ПЭС с хорошим пространственно-временным разрешением, показывающие распределение электронной концентрации в области ионосферы, облучаемой пучками мощных радиоволн, до сих пор не получены. В первую очередь это связано с техническими сложностями в постановке таких экспериментов. Стенды HAARP, EISCAT расположены в приполярных областях, где пролёты навигационных спутников редки и нет плотной сети ГНСС станций. Стенд Аресибо запущен после реконструкции только в 2016 г. и расположен в регионе, где также отсутствует густая сеть ГНСС станций. В экспериментах на стенде «Сура» до недавнего времени такой эксперимент нельзя было провести, также и в силу малого количества ГНСС станций. Однако учитывая существенное увеличение количества ГНСС-станций в последние годы на территории РФ и расположение стенда «Сура» в средних широтах, решение этой задачи становится возможным. Описанию предварительных результатов такого анализа, а также сопоставлению, полученных карт ПЭС с изображениями пятен искусственного свечения, и посвящена данная работа.

Описание эксперимента и полученные результаты

Эксперимент проведён на стенде «Сура» (р/п Васильсурск, Нижегородская область, географические координаты: 56.15° с.ш., 46.10° в.д., магнитное склонение ~ 71.5°) 29 августа 2016 г. В интервале 18:52:00 – 19:46:00 UTC воздействие на ионосферу осуществлялось в импульсном режиме с периодом 6 мин и длительностью импульса 3 мин. ДН стенда была ориентирована в Зенит. Частота воздействия 4.35 МГц. Эффективная излучаемая мощность $P_{eff} \approx 65$ МВт. В течение данного интервала регистрировалось искусственное оптическое свечение в двух пунк-

тах. Подробный анализ данного экспериментального дня с точки зрения оптических измерений представлен в работе [18].

Экспериментальные данные двухчастотного радиозондирования ионосферы сигналами навигационных спутников были получены на сети из 20-ти ГНСС-станций, расположенных в радиусе 400 км от станда «Сура» в основном в восточном и юго-восточном направлениях. Схема расположения ГНСС-станций в эксперименте 29 августа 2016 г. представлена на рис. 1.

29 августа 2016 года диаграмму направленности антенной системы (ДН) станда «Сура» пересекало практически одновременно сразу два спутника: GPS G23 (интервал времени пролёта 19:58 – 20:21 UTC); ГЛОНАСС R08 (интервал времени пролёта 19:49 – 20:12 UTC). Для увеличения количества лучей спутник-приёмник и соответственно точек на ПЭС картах, были взяты ещё 3 спутника (GPS G03; GPS G09; GPS G22) подионосферные точки которых проходили через рассматриваемую область в интересующий нас интервал времени и углы места которых имели приемлемые значения. Это позволило увеличить пространственный охват ПЭС карт и повысить их пространственное разрешение.

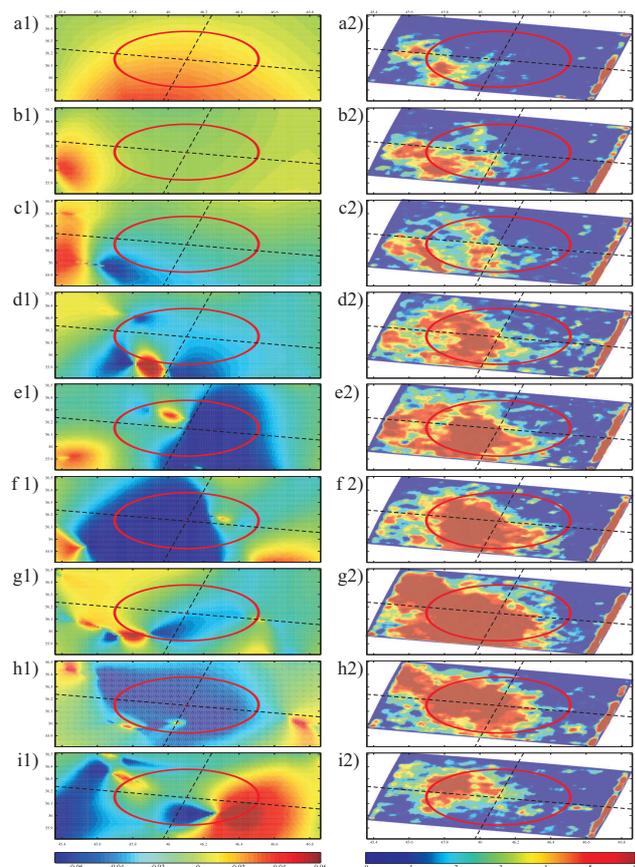


Рис. 2. Эксперимент 29 августа 2016 г. Левые панели – карты ПЭС; правые панели – проекция портретов ночного неба с выделенной областью искусственного свечения в линии 630 нм.

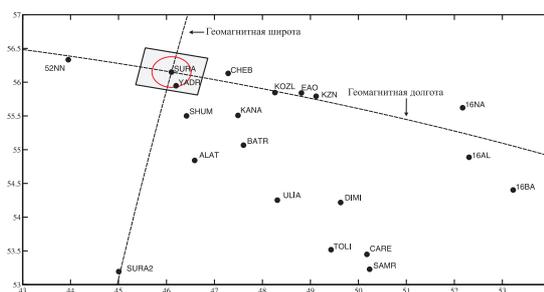


Рис. 1. Схема расположения ГНСС-станций в эксперименте 29 августа 2016 г. Штриховыми линиями на рисунке показаны геомагнитная широта и долгота станда «Сура». Красным кругом на рисунке показана проекция ДН станда на высоте 250 км, серым прямоугольником – проекция поля зрения ПЭС камеры SBIG-8300M.

Далее было рассчитано наклонное ПЭС для всех станций, после чего по формуле из работы [14] оно было приведено в вертикальное ПЭС для устранения ракурсного эффекта и нормализации амплитуды вариаций ПЭС. С помощью фильтра скользящего среднего (с окном равным 6.5 мин) из вертикального ПЭС удалён тренд и выделены вариации ПЭС, стимулированные работой станда «Сура». Таким образом получено двумерное распределение ПЭС на неравномерной сетке. Для проведения многомерной интерполяции экспериментальных данных был использован многочлен Лагранжа для двух переменных. Для оценки динамики возмущенной области ионосферы и увеличения точек на ПЭС картах, на неё наносились все подионосферные точки и значения вариаций ПЭС за 6 минутный интервал времени, который состоял из первых 3 мин паузы и следующих 3 мин работы станда «Сура» в импульсном режиме. Таким образом были сформированы 9 интервалов: 18:52-18:58 UTC; 18:58-19:04 UTC; 19:04-19:10 UTC; 19:10-19:16 UTC; 19:16-19:22 UTC; 19:22-19:28 UTC; 19:28-19:34 UTC; 19:34-19:40 UTC; 19:40-19:46 UTC и построены 9 ПЭС карт (рис. 2 левые панели a1)–i1)). Следующим

шагом в анализе данных было сопоставление двумерных карт вариаций ПЭС с изображениями ночного неба, полученными с помощью ПЭС камеры SBIG в этот же временной интервал. Каждой ПЭС карте в соответствие ставилось изображение ночного неба с выделенной областью искусственного свечения. Данные изображения выбирались в конце каждых 3 мин работы стенда «Сура» в импульсном режиме, когда интенсивность искусственного свечения достигала своего максимума (рис. 2 правые панели a2)–i2)). Проведённые измерения дали возможность провести прямое пространственно-временное сопоставление между вариациями искусственного оптического свечения и полного электронного содержания, стимулированными мощным радиоизлучением стенда «Сура» и получить пространственную картину изменения электронной плотности (ΔN_e) в той области ионосферы, где происходит генерация плазменных волн, способных ускорить электроны до потенциала возбуждения оптических уровней. Полученные результаты представлены на рис. 2. Левые панели – карты ПЭС за след. временные интервалы a1) 18:52-18:58 UTC; b1) 18:58-19:04 UTC; c1) 19:04-19:10 UTC; d1) 19:10-19:16 UTC; e1) 19:16-19:22 UTC; f1) 19:22-19:28 UTC; g1) 19:28-19:34 UTC; h1) 19:34-19:40 UTC; i1) 19:40-19:46 UTC. Правые панели – проекция портретов ночного неба с выделенной областью искусственного свечения в линии 630 нм; время регистрации a2) 18:58 UTC; b2) 19:04 UTC; c2) 19:09:30 UTC; d2) 19:16 UTC; e2) 19:22 UTC; f2) 19:28 UTC; g2) 19:34 UTC; h2) 19:40 UTC; i2) 19:45:30 UTC. Красным овалом показана проекция главного лепестка ДН стенда «Сура» на уровне половинной мощности на высоте 250 км без учёта рефракции. Штриховыми линиями показаны геомагнитная широта и долгота стенда «Сура». Пространственный охват, представленных ПЭС карт и изображений ночного неба: по широте (ось ординат) 55.81° с. ш. \div 56.51° с. ш.; по долготе (ось абсцисс) 45.36° в. д. \div 46.86° в. д. Интенсивность вариаций ПЭС на картах варьируется от -0.07 до 0.06 TECU (TECU – общепринятая единица измерения ПЭС; $1 \text{ TECU} = 10^{16} \text{ эл/м}^2$.), яркость свечения на изображениях ночного неба от 0 до 6 Рл.

Заключение

В рамках данного исследования проведено прямое сопоставление между изображениями искусственного оптического свечения и картами ПЭС, получена динамическая пространственно-временная картина изменения ПЭС в той области ионосферы, где происходит генерация плазменных волн, способных ускорить электроны до потенциала возбуждения оптических уровней. Это исследование дополняет, ранее выполненные [10, 19] на стенде «Сура» одновременные измерения наклонного ПЭС и интенсивности искусственного свечения в линии 630 нм на луче зрения «навигационный спутник – GPS приёмник», пересекающего поле зрения ПЭС камеры, в момент работы мощных передатчиков стенда, в которых было установлено, что свечение генерируется в области пониженной электронной концентрации, и именно в этой области популяция энергичных электронов, ускоренных плазменными волнами до потенциала возбуждения оптических уровней, оказывается более интенсивной.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (обработка ГНСС данных и визуализация результатов – проект № 19-72-00072, предварительный анализ, проведение экспериментов и обработка изображений ночного неба – проект № 14-12-00706). Совместный анализ пятен искусственного оптического свечения и двумерных карт полного электронного содержания выполнен при финансовой поддержке Казанского (Приволжского) федерального университета.

Список литературы

1. Gurevich A. V. Nonlinear effects in the ionosphere // *Phys. Usp.* – 2007. – Vol. 50, no. 11. – P. 1091–1121.
2. Observations of the magnetic-zenith effect using GPS/GLONASS satellite signals / E. D. Tereshchenko, A. N. Milichenko, V. L. Frolov, R. Yu. Yurik // *Radiophysics and Quantum Electronics.* – 2008. – Vol. 51, no. 11. – P. 842.

3. Perturbations of GPS signals by the ionospheric irregularities generated due to HF-heating at triple of electron gyrofrequency / G. Milikh, A. Gurevich, K. Zybin, J. Secan // *Geophys. Res. Lett.* — 2008. — Nov. — Vol. 35, no. 22.
4. Study of GNSS-measured ionospheric total electron content variations generated by powerful HF-heating / V. E. Kunitsyn, A. M. Padokhin, A. E. Vasiliev et al. // *Advances in Space Research.* — 2011. — Vol. 47, no. 10. — P. 1743–1749.
5. Куницын В. Е., Терещенко Е. Д., Андреева Е. С. Радиотомография ионосферы. — Москва : Физматлит, 2007. — С. 336.
6. Bust G. S., Mitchell C. N. History, current state, and future directions of ionospheric imaging // *Rev. Geophys.* — 2008. — March. — Vol. 46, no. 1. — P. RG1003.
7. Ionospheric electron heating, optical emissions, and striations induced by powerful HF radio waves at high latitudes: Aspect angle dependence / M. T. Rietveld, M. J. Kosch, N. F. Blagoveshchenskaya et al. // *Journal of Geophysical Research: Space Physics.* — 2003. — Vol. 108, no. A4.
8. Temporal evolution of pump beam selffocusing at the high-frequency active auroral research program / M. J. Kosch, T. R. Pedersen, E. V. Mishin et al. // *Journal of Geophysical Research: Space Physics.* — 2007. — Vol. 112, no. 8. — P. A08304.
9. Airglow during ionospheric modifications by the sura facility radiation. Experimental results obtained in 2010 / S. M. Grach, V. V. Klimenko, A. V. Shindin et al. // *Radiophysics and Quantum Electronics.* — 2012. — Vol. 54, no. 1–2. — P. 33–50.
10. Mutual allocation of the artificial airglow patches and large-scale irregularities in the HF-pumped ionosphere / S. M. Grach, I. A. Nasyrov, D. A. Kogogin et al. // *Geophysical Research Letters.* — 2018. — Vol. 45, no. 12. — P. 12,749–12,756.
11. Sounding of the ionosphere disturbed by the Sura heating facility radiation using signals of the GPS satellites / V. L. Frolov, G. P. Komrakov, V. E. Kunitsyn et al. // *Radiophysics and Quantum Electronics.* — 2010. — Vol. 53, no. 7. — P. 379–400.
12. Studying characteristics of the large-scale ionospheric irregularities induced by high-power HF radio emission with GPS diagnosis / A. V. Ryabov, S. M. Grach, A. V. Shindin, D. S. Kotik // *Radiophysics and Quantum Electronics.* — 2011. — Vol. 54, no. 7. — P. 441–451.
13. Generation and detection of super small striations by F region HF heating / A. Najmi, G. Milikh, J. Secan et al. // *Journal of Geophysical Research A: Space Physics.* — 2014. — July. — Vol. 119, no. 7. — P. 6000–6010.
14. The first GPS-TEC imaging of the space structure of MS wave packets excited by the solar terminator / E. L. Afraimovich, I. K. Edemskiy, S. V. Voeykov et al. // *Ann. Geophys.* — 2009. — Vol. 27. — P. 1521–1525.
15. Medium-scale traveling ionospheric disturbances detected with dense and wide TEC maps over North America / Tsugawa T., Otsuka Y., Coster A. J., Saito A. // *Geophysical Research Letters.* — 2007. — Vol. 34. — P. L22101.
16. Sherstyukov R. O., Akchurin A. D., Sherstyukov O. N. Collocated ionosonde and dense GPS/GLONASS network measurements of midlatitude MSTIDs // *Advances in Space Research.* — 2018. — Vol. 61. — P. 1717–1725.
17. Gigantic Circular Shock Acoustic Waves in the Ionosphere Triggered by the Launch of FORMOSAT-5 Satellite / Min-Yang Chou, Ming-Hsueh Shen, Charles C. H. Lin et al. // *Space Weather.* — 2018. — Vol. 16, no. 2. — P. 172–184.
18. Spatial characteristics of the 630-nm artificial ionospheric airglow generation region during the Sura facility pumping / A. V. Shindin, V. V. Klimenko, D. A. Kogogin et al. // *Radiophysics and Quantum Electronics.* — 2018. — Vol. 60, no. 11. — P. 849–865.
19. On the connection between the spatial behavior of the total electron content of the ionosphere on the GPS signal path and the ionospheric artificial airglow in the 630 nm line / S. M. Grach, I. A. Nasyrov, D. A. Kogogin et al. // *Radiophysics and Quantum Electronics.* — 2018. — Vol. 61, no. 3. — P. 161–175.

Том II, с. 52–55

УДК: 533.9.08+537.868

РЕЗУЛЬТАТЫ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В АКТИВНОМ КОСМИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ «РАДАР-ПРОГРЕСС»

В. П. Лебедев, Д. С. Кушнарев, В. В. Хахинов

ФГБУН Красного знамени ИСЗФ СО РАН, 664033, Иркутск, ул. Лермонтова, 126А, а/я 291

E-mail: lebedev@iszf.irk.ru, ds_k@iszf.irk.ru, khakhin@iszf.irk.ru

Аннотация. В работе представлены результаты радиолокационных (РЛ) наблюдений транспортных грузовых кораблей (ТГК) «Прогресс» с работающими бортовыми жидкостными реактивными двигательными установками (ДУ). Расход топлива ДУ составлял до 1 кг/сек, время работы 5–10 с. Измерения проводились на Иркутском радаре некогерентного рассеяния (ИРНР) в диапазоне частот 154–162 МГц. Результаты наблюдений показали, что возмущения, вызванные работой ДУ, как правило, приводят к уменьшению эффективной площади рассеяния (ЭПР) ТГК «Прогресс». Отрицательное возмущение в ЭПР сильнее, когда вектор скорости выхлопной струи параллелен как силовым линиям магнитного поля, так и направлению излучения и может достигать 60% от ЭПР ТГК «Прогресс».

Ключевые слова: радиолокация, Иркутский радар некогерентного рассеяния, активный космический эксперимент

THE RESULTS OF RADAR MEASUREMENTS IN THE ACTIVE SPACE EXPERIMENT “RADAR-PROGRESS”

V. P. Lebedev, D. S. Kushnarev, V. V. Khakhinov

Abstract. This paper presents the results of radar observations of cargo spacecraft (CS) “Progress” with burning liquid propellant engines (LPEs). The LPE fuel consumption was up to 1 kg/s, the LPE burning time was 5–10 sec. Measurements were made with the Irkutsk Incoherent Scatter Radar (ISR) over the frequency range from 154 to 162 MHz. The results of observations showed that disturbances caused by burning LPEs usually lead to a decrease in the radar cross-section (RCS) of CS “Progress”. The negative disturbance in RCS is more significant when velocity vector of the exhaust jet is parallel to the magnetic field lines and to the direction of radiation and can reach up to 60% of RCS of CS “Progress”.

Keywords: radar, Irkutsk Incoherent Scatter Radar, active space experiments

Введение

С 2007 по 2014 гг., совместно с ракетно-космической корпорацией (РКК) «Энергия» им. С. П. Королева, ФГУП «Центральный научно-исследовательский институт машиностроения» (ЦНИИМаш) и Институтом солнечно-земной физики (ИСЗФ) СО РАН выполнена серия активных космических экспериментов (КЭ) «Плазма-Прогресс» и «Радар-Прогресс» с привлечением ТГК «Прогресс». Основными целями проведенных измерений являлись исследование отражательных характеристик, размеров и плотностей плазменных образований, возникающих при различной направленности высокоскоростных выхлопных струй ДУ относительно направления движения ТГК, их влияние на плазменное окружение и радиолокационные характеристики ТГК в диапазоне рабочих частот ИРНР [1].

Постановка экспериментов «Плазма-Прогресс» и «Радар-Прогресс»

Сеансы КЭ «Плазма-Прогресс» проводились при различных сочетаниях орбитальных и геофизических условий: тип и направления работы ДУ, масса выбрасываемого вещества, вектор скорости выхлопных струй, высота ТГК, на ночной и дневной стороне, в различные сезоны, при разных направлениях и силе нейтрального ветра в ионосфере и т. д.

На рисунке 1 приведена схема эксперимента. В момент пролета ТГК в зоне видимости ИРНР на 5–10 сек включается ДУ. Длительность пролета ТГК в зоне видимости радара составляет 15–20 сек.

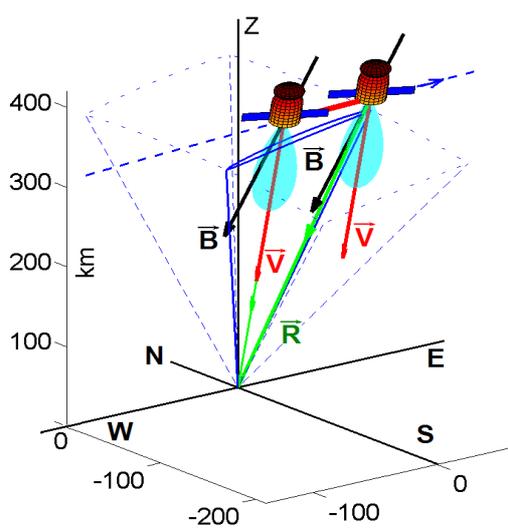


Рис. 1. Пример, ориентации ДУ ТГК в направлении на ИРНР.

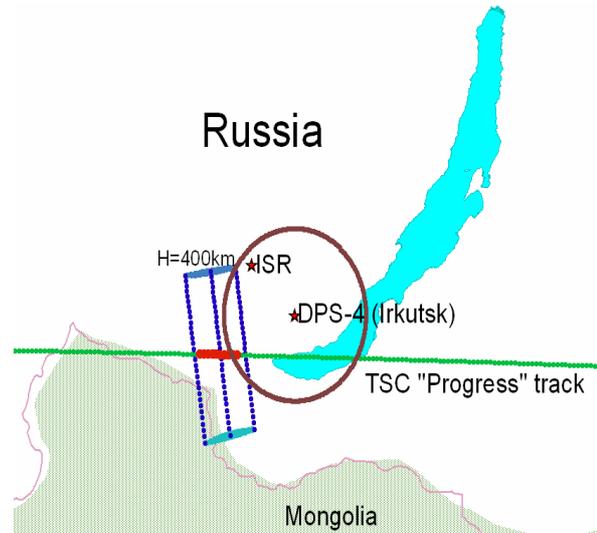


Рис. 2. Пример геометрии проведения активного эксперимента.

Режим работы ИРНР в РЛ наблюдениях был выбран таким образом, чтобы обеспечить высокое разрешение, как по дальности/скорости, так и по углам, сохраняя при этом необходимое разрешение по времени. Наблюдения проходили в режиме циклического сканирования, область сканирования и количество рабочих частот (азимутов диаграммы направленности антенной системы), участвующих в сканировании, определялись геометрией эксперимента, т.е. областью пересечения сектора сканирования и эфемериды ТГК.

На рисунке 3 представлены результаты, полученные 27 июля 2014 г. (ориентация ДУ на ИРНР): на левом рисунке черной линией показана динамика измеренной амплитуды РЛ сигнала, серая линия соответствует расчетной динамике сигнала, обусловленная проходом ТГК через сектор сканирования, на правом рисунке черной линией показана измеренная динамика ЭПР ТГК, серая горизонтальная линия соответствует среднему значению ЭПР ТГК 8.3 м^2 . Красными вертикальными линиями обозначены моменты включения и выключения ДУ. Из рисунка 3 видно, что во время включения ДУ, эффективная ЭПР в течение 0.5 с падает на 25% - 30%, далее наблюдается плавное уменьшение ЭПР, после выключения ДУ ЭПР в течение 0.5–1.5 с выходит на средний уровень 8.3 м^2 , описанная динамика является типичной в случае, когда ДУ ориентирована на ИРНР.

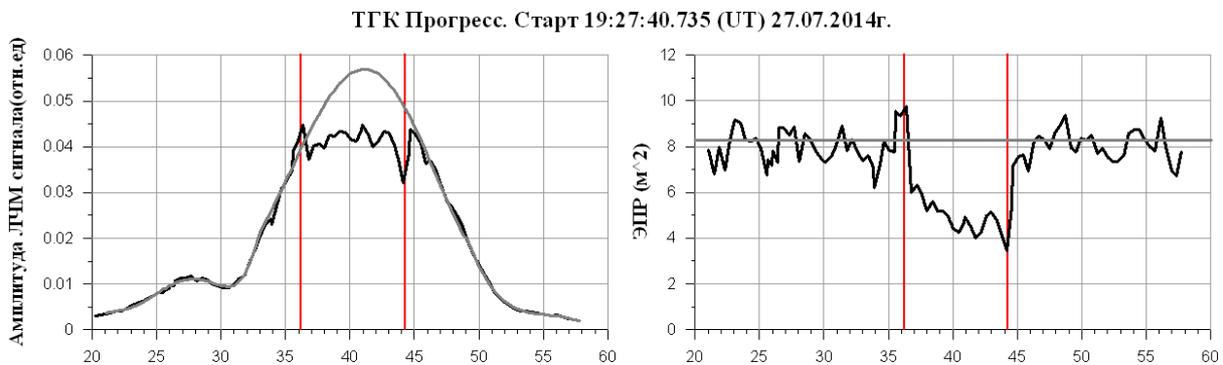


Рис. 3. Результаты измерений 27-го июля 2014 г. ДУ на РНР, время работы ДУ обозначено красными вертикальными линиями.

На рисунке 4 представлены интересные результаты, полученные 26 апреля 2012 г. (ориентация ДУ на ИРНР): на левом рисунке черной линией показана динамика измеренной амплитуды РЛ сигнала, серая линия соответствует расчетной динамике сигнала, обусловленная проходом ТГК через сектор сканирования, на правом рисунке черной линией показана измеренная динамика ЭПР ТГК, серая горизонтальная линия соответствует среднему значению ЭПР ТГК равной 8.3 м^2 , на нижних левом и правом рисунках показана, соответственно, динамика вариаций измеренных угла места и азимута. Во время работы ДУ наблюдается сильное отрицательное возмущение в динамике амплитуды сигнала, в этот момент ЭПР ТГК падает с 8.3 м^2 до 6 м^2 (падение на 25%). После включения ДУ, на фоне плавного уменьшения ЭПР можно выделить несколько дополнительных импульсов в работе ДУ: первый — через 3.5 секунды после включения ДУ, третий еще через 3 секунды. Наличие таких импульсов связано с особенностями работы ДУ. В динамике вариаций угла места и азимута какие либо значимые эффекты, связанные с работой ДУ не обнаружены.

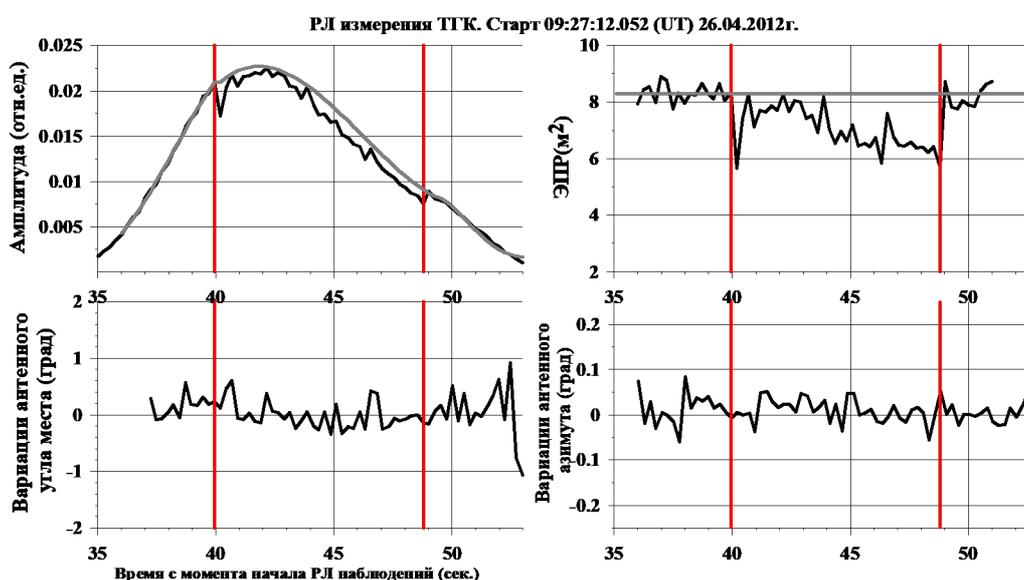


Рис. 4. Результаты измерений 26 апреля 2012 г.: ДУ на ИРНР, время работы ДУ обозначено красными вертикальными линиями.

На рисунке 5 представлены интересные результаты, полученные 14 апреля 2014 г. (ориентация ДУ на ИРНР). В динамике амплитуды РЛ сигнала и ЭПР видна сильная вариативность (ЭПР меняется от 2 до 10 м^2): до включения ДУ, во время его работы, и после выключения ДУ. Сильная вариативность амплитуды сигнала связана с прохождением РЛ сигнала через область с интенсивными естественными мелкомасштабными неоднородностями в F -слое ионосферы. Сильное F рассеяние во время активного эксперимента наблюдалось также на ионозонде DPS-4 расположенном в Иркутске. Сильные вариации в динамике амплитуды РЛ сигнала, сравнимые с действием ДУ, вызванные интенсивными мелкомасштабными ионосферными неоднородностями наблюдалось также в активных экспериментах 30 и 31 июля 2014 г.

В таблице 1 приведены значения углов между основными векторами в эксперименте, определяющие геометрию наблюдений, см. рисунок 1 и соответствующее им изменение ЭПР ТГК. Используются следующие сокращения: $(\text{ИРНР-ТГК}) \angle \mathbf{B}$ — угол между радиус вектором, направленным из ИРНР на ТГК и вектором магнитной индукции, $\mathbf{V} \angle \mathbf{B}$ — угол между вектором скорости выхлопной струи и вектором магнитной индукции, $\mathbf{V} \angle \text{ИРНР}$ — угол между вектором скорости струи и направлением на ИРНР. Относительное изменение ЭПР:

$$\Delta \text{ЭПР} = 100 \times \left(\frac{\text{Среднее ЭПР во время работы ДУ}}{8.3} - 1 \right).$$

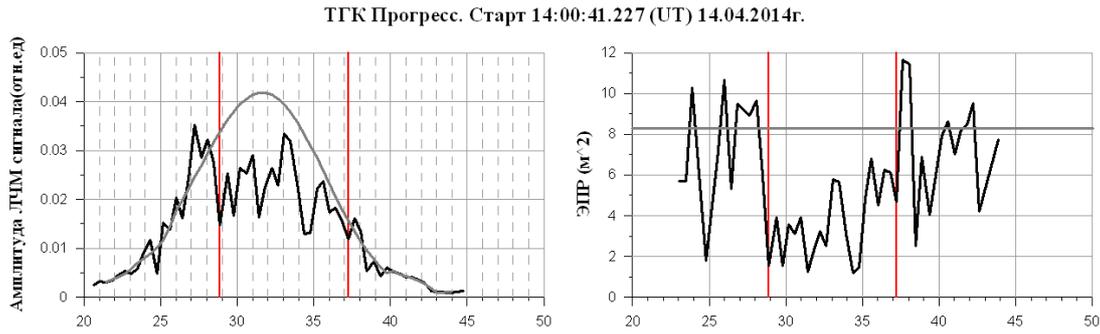


Рис. 5. Результаты измерений 14 апреля 2014 г.: ДУ на ИРНР.

Таблица 1. Значения углов между основными векторами в эксперименте и соответствующее им изменение ЭПР ТГК

Дата	Время (UT)	Мин (ИРНР-ТГК) \angle В (град.)	Макс (ИРНР-ТГК) \angle В (град.)	$V \angle V$ (град.)	$V \angle$ ИРНР (град.)	ЭПР (m^2)	Δ ЭПР(%)
13.04.2014	13:19	2.6	10.94	12.78	6	5.72	-28.51
14.04.2014	14:01	6.6	11.43	12.19	5	3.68	-53.98
15.04.2014	13:05	1.52	9.09	13.29	9	6.78	-15.25
16.04.2014	12:09	2.86	11.20	13.046	6	5.84	-27.04
18.04.2014	11:51	3.57	11.39	21.36	17	5.26	-34.28
26.07.2014	20:24	4.19	12.08	13.47	5.5	5.01	-37.39
27.07.2014	19:28	4.43	12.28	13.16	5.5	5.12	-35.97
28.07.2014	20:07	4.16	10.44	12.16	6	3.98	-50.23
29.07.2014	19:09	4.30	12.60	13.52	5	6.09	-23.89
30.07.2014	18:11	5.14	12.32	15.78	15.5	8.06	0.70
31.07.2014	18:48	4.21	11.64	19.36	17	7.19	-10.13

Из таблицы 1 видно, что наибольшее падение ЭПР наблюдается при малых углах $V \angle V$ и $V \angle$ ИРНР. Активные эксперименты не проводились при угле $V \angle V$ меньше 10 град, так как ориентация ТГК на ИРНР строится таким образом, чтобы обеспечить работу ДУ точно на ИРНР при входе ТГК в сектор сканирования, в то время как наименьший угол между направлением на ТГК и магнитным полем получается при выходе ТГК из сектора ИРНР.

Выводы

В сеансах активных экспериментов проведенных в 2012 и 2014 гг. наблюдалось влияние работы ДУ на амплитудные характеристики РЛ сигналов ТГК «Прогресс М-17М», но не обнаружено влияние на координатные характеристики: дальность, радиальная скорость, азимут и антенный угол места.

Влияние выхлопных струй достаточно сильно зависит от ориентации ТГК относительно направления падения электромагнитной волны. Так, инжекция выхлопных струй в направлении на ИРНР всегда приводит к появлению значимым изменений в динамике амплитуды РЛ сигнала, при этом ЭПР ТГК падает на 25–50%. Естественные мелкомасштабные возмущения в F -слое ионосферы способны сформировать сильные вариации в динамике амплитуды РЛ сигнала, сравнимые с действием ДУ ТГК.

Список литературы

1. Shpynev B. G., Alsatkin S. S., Khakhinov V. V., Lebedev V. P. Investigating the ionosphere response to exhaust products of "Progress" cargo spacecraft engines on the basis of Irkutsk Incoherent Scatter Radar data // Solar-Terrestrial Physics. — 2017. — Vol. 3, Iss. 1. — P. 114–127.

Том II, с. 56–60

УДК: 533.951+537.86+537.876

ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА В ИОНОСФЕРЕ ПРИ МОДИФИКАЦИИ ЕЁ F_2 -ОБЛАСТИ МОЩНЫМИ КВ РАДИОВОЛНАМИ

Р. Ю. Лукьянова^{1,2}, В. Л. Фролов^{3,4}

¹Геофизический Центр РАН, 119296, г. Москва, ул. Молодежная, 3

²Институт космических исследований РАН, 117997, ул. Профсоюзная, 84/32

E-mail: r.lukianova@gcras.ru

³Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского,

603950, г. Нижний Новгород, ул. Б.-Печерская 25/12а, НИРФИ ННГУ

E-mail: frolov@nirfi.unn.ru

⁴Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

Аннотация. В координированных экспериментах стенда СУРА и спутников SWARM было обнаружено возбуждение плазменных неоднородностей и продольных токов (ПТ), индуцированных в среднеширотной F -области ионосферы мощной КВ радиоволной O -поляризации. Возмущения наблюдаются как верхним спутником (~ 500 км), так и тандемом нижних (~ 450 км). В случае, когда два спутника, летят вблизи друг друга, но только один из них пересекает возмущенную плазменную трубку, локальный рост электронной температуры, сопровождающийся уменьшением электронной плотности, наблюдается только этим спутником. В области возмущения обнаружены структуры вытекающих из ионосферы и втекающих в нее ПТ плотностью около $0,02$ мкА/м². Система ПТ может быть связана с процессом униполярной термодиффузии с возбуждением вихревых электрических токов в ионосфере, как было ранее показано в лабораторном эксперименте.

Ключевые слова: F -область ионосферы; плазменные неоднородности; продольные токи; мощные КВ радиоволны; нагревной стенд СУРА; низкоорбитальные спутники

GENERATION OF ELECTRIC CURRENT AND IONOSPHERIC PLASMA DISTURBANCES BY MODIFYING OF THE F_2 -REGION WITH POWERFUL HF RADIO WAVES

R. Yu. Lukianova, V. L. Frolov

Abstract. A series of experiments were performed with a conjunction between the SURA facility and the SWARM satellites. Plasma disturbances and field-aligned currents (FAC) induced in the middle latitude F -region ionosphere by the high-power HF O -mode radio wave pumping are observed by both an upper satellite (~ 500 km altitude) and a tandem of lower satellites (~ 450 km altitude). When two satellites flying side-by-side, with only one of them crosses the disturbed plasma tube, a local increase of electron temperature accompanied by a depletion of electron density is observed by this particular satellite but not by the other. In the region of a depleted N_e , signatures of upward/downward/upward FACs (~ 0.02 μ A/m²) are revealed. The FAC system is likely related to the process of unipolar thermal diffusion, accompanied by the excitation of eddy electric currents in the ionosphere, as it was previously shown in the laboratory experiment.

Keywords: F -region of the ionosphere; plasma irregularities; field-aligned currents; powerful HF radio waves; SURA heating facility; low orbiting satellites

Введение

Искусственно стимулированные возмущения в ионосферной плазме и связанные с ними нестабильности наблюдались в E и F областях ионосферы наземными диагностическими приборами [1, 2]. Установлено, что интенсивная искусственная ионосферная турбулентность (ИИТ) возникает в F -области ионосферы, если частота волны накачки обычной поляризации (O -мода) немного ниже критической частоты (f_oF_2) и падающая волна отражается от ионосферы. Дақты

ионосферной плазмы были обнаружены с борта низкоорбитального спутника DEMETER (высота 660 км), когда он пролетал через плазменную трубку, возмущенную КВ радио волной, в области плазменного резонанса. Наблюдаемые области повышенной электронной плотности образуются в результате дрейфа вверх и вымывания плазмы из области нагрева, которая находится ниже орбиты [3]. Меньшие высоты, 400–500 км, представляют особый интерес, поскольку они соответствуют переходу из области, где наблюдается наиболее интенсивный нагрев плазмы и генерация ИИТ, в область, где плазма выносится в магнитосферу. Получить данные о свойствах плазменной турбулентности в этом высотном диапазоне ранее не представлялось возможным.

Обнаружить возмущения плазмы, вызванные мощной КВ волной на высотах около 450 км, позволяет современная группировка спутников SWARM с низкой полярной орбитой. Бортовой приборный комплекс спутников SWARM позволяют измерять не только параметры плазмы, но и продольные токи (ПТ). В 2016–2017 годах была проведена серия экспериментов по нагреву в во время пролетов SWARM над стендом СУРА [4]. В данной работе представлен ряд результатов координированных экспериментов СУРА-SWARM. В частности, наблюдения впервые выявили возможность генерации в F -области среднеширотной ионосферы локализованной системы ПТ, связанной с искусственными ионосферными неоднородностями, вызванными КВ нагревом.

Нагревной стенд СУРА и спутники SWARM

Стенд СУРА расположен вблизи Нижнего Новгорода (географические координаты $56,2^\circ$ с. ш., $46,1^\circ$ в. д.; дипольная магнитная оболочка $L = 2,6$). В сеансах нагрева использовалась эффективная мощность излучения (P_{eff}) 80 МВт на частоте волны накачки ($f_{\text{ВН}}$) около 4,3 МГц. При увеличении $f_{\text{ВН}}$ до 6,5 МГц, P_{eff} достигала 180 МВт. Излучались мощные КВ волны O -поляризации. Диаграмма излучения была наклонена на 14° к югу от вертикали, чтобы усилить генерацию ИИТ из-за эффекта «магнитного зенита» [1]. Эмиссия ВН начиналась примерно за 15 мин до момента пролета спутника через возмущенную плазменную трубку. Этого времени достаточно для развития турбулентности и заполнения плазменной трубки неоднородностями плотности плазмы вплоть до высот около 700 км [5].

Группировка SWARM Европейского космического агентства состоит из трех идентичных спутников, (далее называемых SwA, SwB и SwC) с низкой полярной орбитой [6]. SwA и SwC летят в тандеме на расстоянии $1^\circ - 1,4^\circ$ по долготе друг от друга на высоте 450 км. SwB имеет высоту орбиты 510 км (по состоянию на середину 2016 года). От парных спутников SwB отделяет 1,5 часа по местному времени. Основным модулем полезной нагрузки SWARM являются высокочувствительный векторный и скалярный магнитометры для определения магнитного поля Земли. Каждый спутник также имеет прибор для параметров плазмы, который включает в себя датчики Ленгмюра для измерения электронной плотности (N_e) и температуры (T_e). По измеренной вариации магнитного поля при пересечении ПТ вычисляются их плотности. Секундные данные измерительной аппаратуры SWARM доступны через онлайн-портал данных (<ftp://swarm-diss.eo.esa.int>).

Результаты наблюдений

Было проведено около 50 экспериментов СУРА-SWARM при различных геофизических условиях. Возникновение ИИТ лучше выявляются в вечерней и ночной ионосфере при следующих параметрах нагрева: $f_{\text{ВН}} < f_oF2 < 6$ МГц, $P_{\text{eff}} > 40$ МВт, высота отражения ВН превышает 200 км. Траектория спутника должна пересекать возмущенную плазменную трубку на расстоянии < 100 км от оси трубки по горизонтали. Взаимодействие между ионосферной плазмой и ВН проявляется в возбуждении сильного F -рассеяния, которое наблюдается с помощью ионозонда, расположенного вблизи установки СУРА. В серии экспериментов несколько показали наиболее выраженные эффекты, свидетельствующие о развитии ИИТ. Подробный анализ данных, полученных в эксперименте 27 августа 2016 года, представлен ниже. Параметры экспериментов приведены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры эксперимента

Высота орбиты	453 км (SwA и SwC)
Время нагрева	7:06:00-17:23:00 UT
Время, когда КА был на минимальном расстоянии от оси возмущенной трубки	17:22:06 UT
Частоты $f_{ВН}/f_oF^2$	4.3/5.0 МГц
P_{eff}	55 МВт
Высота отражения КВ волны	230 км

Эксперимент проводился в вечерней ионосфере в спокойных геомагнитных условиях ($K_p < 1$). Пара спутников SwA и SwC двигались с юга на север и пересекли трубку магнитного потока, заполненную возмущенной плазмой около 17 UT.

На рисунке 1 показаны траектории SwA и SwC в области 51–59° с. ш., 41–49° в. д. на высоте орбиты. Показана также окружность радиуса 100 км вокруг центральной оси возмущенной магнитной трубки, которая находится на 55,1° с. ш., 45,9° в. д. (координаты участка СУРА откартированы на высоту орбиты). SwA, летящий на 3 секунды впереди SwC, пересекает широтную границу 51° и 59° с. ш. в 17:21:05 и 17:23:10 соответственно. Минимальное расстояние между центральной осью трубки и SwC (SwA) составляет около 20 (100) км. Нагрев ионосферы начался за 16 минут до того, как спутники приблизились этой области.

На рисунке 2 представлены вариации электронной температуры (T_e), электрического потенциала КА (U_{sc}), электронной концентрации (N_e) и плотность ПТ по данным SwA и SwC в интервале с 17:21:00 до 17:23:00 UT (соответствующее расстояние вдоль трассы составляет ~ 700 км). Поведение этих параметров, по измерениям двух сравнительно близко летящими спутниками оказывается существенно различающимся. Из рис. 2а видно, что между в период 17:21:58-17:22:12 UT T_e резко увеличивается с 2200К до 2600К. В 17:22:00 наблюдается узкий пик достигающий 3000К, в котором температура превышает фоновый уровень примерно на 35%. Подобные возмущения видны в U_{sc} (рис. 2б). Вариации N_e выражены довольно слабо. Между 17:21:40 и 17:22:30 UT магнитные наблюдения SwC выявляют чередующиеся втекающие и вытекающие ПТ на пространственном масштабе ~ 100 км. Положительные, более локализованные пики достигают 0,02 мкА/м², а отрицательные пики шире, но немного ниже. SwA, который летит в нескольких километрах к западу от возмущенной плазменной трубки, не обнаруживает подобных пиков ни в T_e , ни в ПТ.

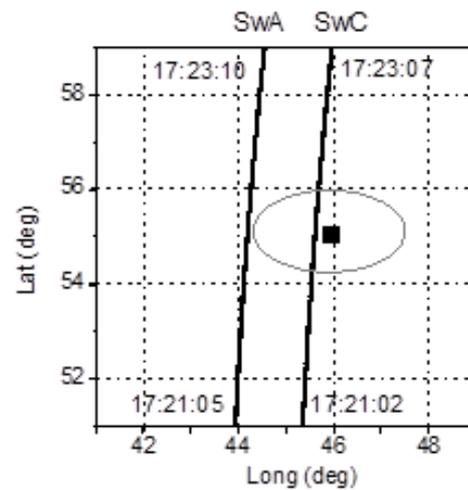


Рис. 1. Траектории SwA и SwC в области 51–59° с. ш., 41–49° в. д. 27 августа 2016 г. Около широтных границ области указано время (UT) входа и выхода для каждого спутника. Квадратик показывает центр магнитной трубки, опирающейся район расположения стенда СУРА, отображаемый вдоль линии геомагнитного поля на высоту орбиты. Круговая линия показывает границу вокруг нагретой области радиусом 100 км.

Заключение

Возмущения плазмы в области F обусловлены нагревом электронов и ионов вследствие преобразования электромагнитной ВН O -моды в электростатические колебания. Это происходит

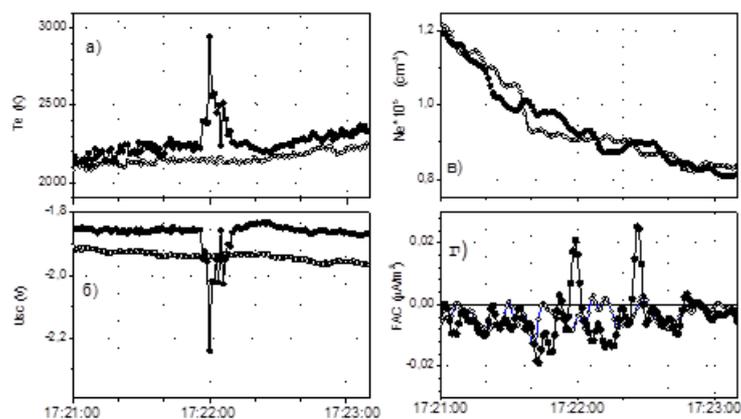


Рис. 2. Секундные значения T_e (а), U_{sc} (б), N_e (в) и плотности ПТ(г) по изменениям SwA и SwC в период 17:21:00–17:23:10 UT. Положительный ПТ соответствует втекающему в ионосферу, отрицательный — вытекающему из ионосферы току.

между высотой отражения ВН и высотой верхнего гибридного резонанса (на несколько километров ниже). Сильный нагрев увеличивает заставляя плазму диффундировать как вниз, так и вверх из нагретой области.

Лабораторное моделирование выявило перераспределение плазмы вследствие термодиффузии в присутствии магнитного поля. При этом распространение неоднородности сопровождается возбуждением вихревого электрического тока, протекающего вдоль вытянутой нерегулярности [7]. В центре системы электроны текут от источника нагрева вдоль линий магнитного поля, в то время как канал возвратного потока формируется в окружающей плазме. Применяв эту схему к наблюдениям SWARM, можно видеть, что в области возмущения спутник наблюдает структуру ПТ, состоящую из втекающих и вытекающих токов, что согласуется с механизмом термодиффузии.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 17–05–00475).

Список литературы

1. Гуревич А. В. Нелинейные явления в ионосфере // УФН. — 2007. — Т. 177. — С. 1145–1177.
2. Streltsov A. V., Berthelier J. -J., Chernyshov A. A., Frolov V. L. et al. Past, Present and Future of Active Radio Frequency Experiments in Space // Space Science Reviews. — 2018. — Vol. 214, No 8. — doi: 10.1007/s11214-018-0549-7.
3. Milikh G. M., Demekhov A., Vartanyan A. et al. A new model for formation of artificial ducts due to ionospheric HF-heating. // Geophys. Res. Lett. — 2012. — Vol. 39. — L10102, doi:10.1029/2012GL051718.
4. Фролов В. Л., Лукьянова Р. Ю., Белов А. С., Болотин И. А. и др. Характеристики плазменных возмущений, возбуждаемых на высотах 450 – 500 км при работе стенда СУРА // Изв. вузов. Радиофизика. — 2018. — Т. 61, № 5. — С. 359–373.
5. Фролов В. Л., Рапопорт В. О., Шорохова Е. А. и др. Характеристики электромагнитных и плазменных возмущений, индуцируемых на высотах внешней ионосферы Земли при модификации F2-области мощным КВ радиоизлучением стенда СУРА. // Изв. вузов. Радиофизика. — 2016. — Т. 59, № 3. — С. 198–222.
6. Olsen N., Friis-Christensen E., Floberghagen R. et al. The SWARM satellite constellation application and research facility (SCARF) and SWARM data products // Earth Planets Space. — 2013. - Vol. 65. — P. 1189–1200.
7. Kostrov A. V., Nazarov V. V., Starodubtsev M. V. Laboratory modeling of physical processes in the ionosphere modified by powerful radio emission // Radiophys Quantum El. — 2007. — Vol. 50, No. 8. — P. 665, doi:10.1007/s11141-007-0058-0.

Том II, с. 60–63

УДК: 519.25 + 537.87

**ОЦЕНКА СТАТИСТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ ИНТЕНСИВНОСТИ
ИСКУССТВЕННОГО ОПТИЧЕСКОГО СВЕЧЕНИЯ С ИОНОСФЕРНЫМИ
ПАРАМЕТРАМИ ПО ДАННЫМ, ПОЛУЧЕННЫМ НА СТЕНДЕ «СУРА»
В 2010–2016 ГГ.**

И. А. Насыров¹, В. О. Дементьев¹, Д. А. Когогин¹, А. В. Шиндин², С. М. Грач²

¹Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18
E-mail: vdemen@yandex.ru

²Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского,
603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Аннотация. В работе приводятся результаты статистического анализа экспериментальных данных, полученных в ходе проведения нагревных экспериментов по регистрации искусственного свечения ионосферы при воздействии мощного коротковолнового излучения на стенде «Сура». При анализе были использованы величины интенсивности оптического свечения в красной линии кислорода, значения разности между критической частотой ионосферы и частотой волны накачки, значения толщины области плазменных резонансов ионосферы, а также высота отражения траекторий волны, рассчитанная методом математического моделирования. Ключевым результатом является обнаруженная взаимосвязь величины оптического свечения с разностью между критической частотой ионосферы и частотой волны накачки. Проведённый статистический анализ показывает, что взаимодействие коротковолнового электромагнитного излучения с ионосферой наиболее эффективно при величине разности критической частоты ионосферы и частоты волны накачки в диапазоне от 0 до 1 МГц.

Ключевые слова: искусственное оптическое свечение ионосферы; распространение радиоволн; ионосферная плазма; статистический анализ; расчёт лучевых траекторий дециметровых радиоволн

**ESTIMATE OF STATISTICAL RELATIONSHIP BETWEEN THE INTENSITY
OF ARTIFICIAL AIRGLOW AND IONOSPHERIC PARAMETERS USING THE
DATA OBTAINED AT THE SURA FACILITY OVER THE PERIOD OF 2010 TO 2016**

I. A. Nasyrov, V. O. Demytyev, D. A. Kogogin, A. V. Shindin, S. M. Grach

Abstract. The paper presents statistical analysis results of experimental data obtained via heating experiments in recording artificial ionospheric airglow exposed to powerful short-wave radiation using the Sura facility. The data used in the analysis include the intensity values of optical airglow in the red oxygen line, the difference between the critical frequency of ionosphere and the pump wave frequency, the thickness of plasma resonance regions of ionosphere and the height of reflection of wave trajectories calculated via mathematical modeling. The key result is the detected correlation between the optical airglow magnitude and the difference between the critical frequency of ionosphere and the pump wave frequency. The statistical analysis shows that the interaction of short-wave electromagnetic radiation with the ionosphere is most effective when the difference between the critical frequency of ionosphere and the pump wave frequency ranges from 0 to 1 MHz

Keywords: artificial optical airglow of the ionosphere; radio wave propagation; ionospheric plasma; statistical analysis; ray tracing of decameter radio waves

Введение

В связи с накоплением достаточного количества данных за период проведения экспериментальных кампаний с 2010 по 2016 гг. по исследованию воздействия мощного коротковолнового излучения на ионосферу методом регистрации искусственного оптического свечения на стенде «Сура» появилась необходимость их сопоставления между собой. Целью работы является проведение регрессионного и корреляционного анализа имеющихся параметров ионосферы и выявление их общих закономерностей в случаях возникновения искусственного оптического свечения. Решаемые задачи: сбор и обработка исходных данных, создание модели ионосферы, выполнение расчётов, сопоставление имеющихся экспериментальных и расчётных данных, оценка и интерпретация полученных результатов.

Методика обработки экспериментальных данных

Для проведения анализа были использованы следующие показатели: разность критической частоты ионосферы и частоты волны накачки Δf (МГц), толщина слоя области плазменных резонансов Δh (км), расчётная высота отражения h (км) и интенсивность искусственного оптического свечения ионосферы b (Рл) для шести дней: 15.03.2010 г., 17.03.2010 г., 12.03.2013 г., 24.08.2014 г., 26.08.2014 г., 29.08.2016 г.

Для получения значений интенсивности свечения использовались данные, зарегистрированные оптическим оборудованием на базе магнитной обсерватории КФУ (55.93°N; 48.75°E) и на базе стенда «Сура» (56.15°N; 46.10°E). В качестве исходных данных использовались ранее выполненные результаты обработки полученных кадров с помощью методики, приведённой в [1]: с использованием нескольких ярких звёзд на кадре с заранее известной величиной светимости был рассчитан коэффициент преобразования из приборных единиц в единицы интенсивности (Рл). Далее, с помощью специальной обработки всех кадров для каждого дня была получена величина интенсивности искусственного оптического свечения ионосферы b (Рл).

Для получения значений критической частоты ионосферы (f_oF2) были использованы ионограммы, полученные со станции ионосферного зондирования Canadian Advanced Digital Ionosonde (Cadi) [2], позволяющей наиболее точно определить значение критической частоты ионосферы (f_oF2) в связи с близким расположением возле стенда «Сура».

С использованием значения критической частоты ионосферы (f_oF2) с помощью Международной модели ионосферы IRI-2012 были построены $N(h)$ -профили электронной концентрации для каждого момента времени. С помощью формул пересчёта значений электронной концентрации в плазменную (ленгмюровскую) и верхнегибридную частоты [3] были построены высотные профили ленгмюровской и верхнегибридных частот.

Область ионосферы, в которой частота волны накачки (f_0) равна частоте верхнегибридных волн (ω_{UH}) и частоте ленгмюровских волн (ω_L), соответствуют резонансному слою. Способ определения высотных границ области плазменных резонансов показан в работе [4]. Разность высот ленгмюровского и верхнегибридного резонансов соответствует толщине резонансного слоя Δh .

Для оценки высоты отражения использовался метод расчёта лучевых траекторий декаметровых радиоволн, распространяющихся в трёхмерно-неоднородной изотропной ионосфере, заключающийся в решении системы дифференциальных уравнений, описывающих траекторию луча в соответствии с начальными и граничными условиями [4, 5].

Для каждого цикла были взяты усреднённые значения каждого показателя Δf , Δh , h , b с 90 секунды до конца цикла. Сопоставляя значение каждого показателя Δf , Δh , h со значением интенсивности оптического свечения ионосферы b , был проведён общий регрессионный и статистический анализ.

Результаты анализа

В результате выполненных расчётов было обнаружено, что при 68 циклах оптическое свечение наиболее часто возникало в диапазоне Δf от 0 до 1 МГц при значениях интенсивности до 40 Рл, при Δh до 5 км при значениях интенсивности до 20 Рл, и от 5 до 10 км при значениях интенсивности от 20 до 40 Рл, и в диапазоне h от 260 до 280 км при значениях интенсивности до 20 Рл (правая часть рис. 1).

При выполнении регрессионного анализа была использована методика, приведённая в работе [6]. Результаты регрессионного анализа для показателей $(\Delta f, b)$, $(\Delta h, b)$, (h, b) приведены в таблице 1: с уровнем значимости $\alpha = 0.05$ величины в прозрачных ячейках таблицы являются статистически значимыми результатами, а значения в серых ячейках таблицы — статистически незначимыми результатами. В каждой ячейке приведено значение коэффициента детерминации R^2 и уравнение, с помощью которого для статистически значимых результатов возможно описание взаимосвязи указанных величин.

В результате регрессионного анализа было установлено, что наиболее подходящей аппроксимацией при уровне значимости $\alpha = 0.05$ для показателей $(\Delta f; b)$, $(\Delta h; b)$ является парабола (таблица 1 и левая часть рис. 1).

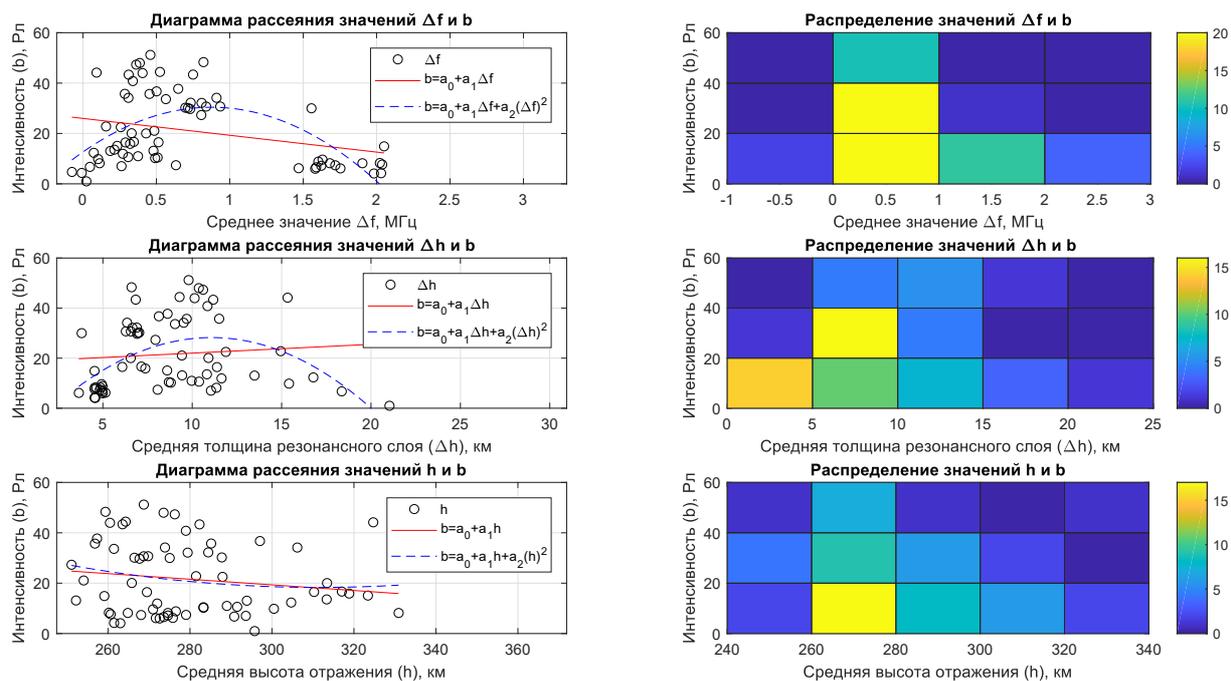


Рис. 1. Левая часть: диаграммы рассеяния для набора значений $(\Delta f; b)$, $(\Delta h; b)$, $(h; b)$. Приведены два вида аппроксимации — линейная и параболическая. Правая часть: двумерная гистограмма распределения для набора значений $(\Delta f; b)$, $(\Delta h; b)$, $(h; b)$. Цветом обозначена эмпирическая частота количества циклов в каждом диапазоне. Общее количество составляет 68 циклов.

Таблица 1. Результаты регрессионного анализа показателей $(\Delta f; b)$, $(\Delta h; b)$, $(h; b)$. Величины в ячейках таблицы прозрачного цвета соответствуют статистически значимому (достоверному) результату, в ячейках серого цвета — недостоверному результату.

Вид аппроксимации	$(\Delta f; b)$	$(\Delta h; b)$	$(h; b)$
уравнение прямой	$R^2 = 0.084$; $b = 25.96 - 6.68 \cdot \Delta f$	$R^2 = 0.012$; $b = 18.50 + 0.35 \cdot \Delta h$	$R^2 = 0.023$; $b = 52.81 - 0.11 \cdot h$
уравнение параболы	$R^2 = 0.336$; $b = 12.65 + 40.57 \cdot \Delta f - 23.188 \cdot (\Delta f)^2$	$R^2 = 0.246$; $b = -15.22 + 7.84 \cdot \Delta h - 0.354 \cdot (\Delta h)^2$	$R^2 = 0.028$; $b = 251.28 - 1.5 \cdot h + 0.002 \cdot h^2$

Аппроксимация показателей $(h; b)$ при уровне значимости $\alpha = 0.05$ линейным уравнением и уравнением параболы оказалась статистически недостоверной.

При выполнении корреляционного анализа использовались методики, приведённые в работе [7], по которым были рассчитаны три коэффициента корреляции: Пирсона (r), Спирмена (r_s) и Кендалла (τ).

В таблице 2 приведены значения рассчитанных коэффициентов корреляции для показателей $(\Delta f; b)$, $(\Delta h; b)$, $(h; b)$: с уровнем значимости $\alpha = 0.05$ значения коэффициентов корреляции в прозрачных ячейках таблицы являются статистически значимыми величинами, а значения в серых ячейках таблицы — статистически незначимыми величинами.

В результате корреляционного анализа при уровне значимости $\alpha = 0.05$ было установлено, что для показателей $(\Delta f; b)$ наблюдается слабая отрицательная связь при расчёте коэффициента корреляции Пирсона.

Таблица 2. Результаты корреляционного анализа показателей $(\Delta f; b)$, $(\Delta h; b)$, $(h; b)$.

Способы анализа показателей	$(\Delta f; b)$	$(\Delta h; b)$	$(h; b)$
коэф-нт корреляции Пирсона	$r = -0.292$	$r = 0.109$	$r = -0.154$
коэф-нт корреляции Спирмена	$r_s = -0.115$	$r_s = 0.288$	$r_s = -0,110$
коэф-нт корреляции Кендалла	$\tau = -0.061$	$\tau = 0.196$	$\tau = -0.064$

Для показателей $(\Delta h; b)$ наблюдается слабая положительная связь при расчёте коэффициентов корреляции Спирмена и Кендалла. В остальных случаях при уровне значимости $\alpha = 0.05$ рассчитанные значения коэффициентов корреляции являются статистически недостоверными.

Заключение

С помощью статистического анализа было установлено, что искусственное оптическое свечение чаще возникало при разности критической частоты ионосферы и частоты волны накачки в диапазоне от 0 до 1 МГц. Это означает, что наиболее эффективно воздействовать на ионосферу мощным радиоизлучением в тех случаях, когда частота волны накачки f_0 отличается от критической частоты ионосферы f_oF2 не более чем на 1 МГц ($0 \leq \Delta f \leq 1$ МГц).

Благодарности

Авторы выражают благодарность техническому персоналу стенда «Сура» за помощь в проведении экспериментов. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проведение экспериментов – проект № 14–12–00706, анализ, обработка данных и визуализация результатов – проект № 19–72–00072).

Список литературы

1. Шиндин А. В., Клименко В. В., Когогин Д. А., Белецкий А. Б., Грач С. М., Насыров И. А., Сергеев Е. Н. Пространственные характеристики области генерации искусственного свечения ионосферы в линии 630 нм при воздействии радиоизлучением стенда «Сура» // Известия вузов. Радиофизика. – 2017. – Т. 60, № 11. – С. 949–966.
2. Рябов А. В. Генерация низкочастотных радиоволн в верхней ионосфере при воздействии на нее мощным радиоизлучением стенда СУРА: дис. канд. физ.-мат. наук. Нижегородский гос. университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 2018. <https://diss.unn.ru/files/2018/833/diss-Ryabov-833.pdf>
3. Гуревич А. В. Нелинейные явления в ионосфере // УФН. – 2007. – Т. 177, № 11. – С. 1145–1177.
4. Дементьев В. О. Расчёт лучевых траекторий декаметровых радиоволн, распространяющихся в трёхмерно-неоднородной анизотропной ионосфере: магистерская диссертация. Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, 2015. https://kpfu.ru/portal/docs/F1411813255/DementievVO_MasterDiss.pdf
5. Болдовская И. Г. Программа расчёта траекторий луча в изотропной сферически слоистой параболической ионосфере / И. Г. Болдовская, И. Б. Егоров, М. П. Кияновский // Современные проблемы физики. Серия: Лучевое приближение и вопросы распространения радиоволн. Перевод с английского под редакцией М. П. Кияновского. – М: Наука, Физматлит, 1971. – С. 280–283.
6. Куц В. В. Линейная регрессия. Определение параметров линейной регрессии методом наименьших квадратов: Методические указания к проведению практических занятий. – Курск: ЮЗ-ГУ, 2018. – 20 с.
7. Харченко М. А. Корреляционный анализ. Учебное пособие для вузов. Издательско-полиграфический центр Воронежского государственного университета, 2008. – 31 с.

Том II, с. 64-65

УДК: 550.388.2

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ДЕТЕКТИРОВАНИЮ СВЕРХМЕЛКОМАСШТАБНЫХ ИСКУССТВЕННЫХ ИОНОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

И. А. Насыров, А. А. Галиуллин

Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

E-mail: www.ag95@mail.ru

Аннотация. В статье приведена реализация программы, предназначенной для планирования эксперимента по детектированию искусственных сверхмелкомасштабных неоднородностей, стимулированных мощным радиоизлучением стенда «Сура».

Ключевые слова: ионосфера; сверхмелкомасштабные неоднородности; ГЛОНАСС; ракурсное рассеяние

THE ARTIFICIAL SMALL SCALE IONOSPHERIC IRREGULARITIES DETECTION EXPERIMENT SETTING

I. A. Nasyrov, A. A. Galiullin

Abstract. The realisation of program, intended to planning of the artificial small scale irregularities detection experiment, stimulated by powerful radio emission of SURA facility, are presented.

Keywords: ionosphere, small scale irregularities, backscattering, GLONASS

Теоретически предсказано [1, 2], что при воздействии мощной радиоволны на ионосферу с частотами, совпадающими с плазменной частотой и кратными частоте гиромангнитного вращения электронов, должны генерироваться сверхмелкомасштабные (СММ) неоднородности, поперечный размер которых составляет порядка нескольких десятков сантиметров. На данный момент подобные неоднородности ионосферной плазмы изучены недостаточно. Прямых экспериментов, подтверждающих генерацию сверхмелкомасштабных неоднородностей нет. Есть только косвенные экспериментальные свидетельства генерации СММ вблизи двойного гирорезонанса [3]. В связи с этим, нами выдвинута идея нагревного эксперимента по детектированию данного типа неоднородностей.

Идея эксперимента заключается в использовании метода ракурсного рассеяния радиоволн для детектирования анизотропных магнитоориентированных сверхмелкомасштабных ионосферных неоднородностей, сгенерированных мощным радиоизлучением стенда «Сура» [4]. В качестве пробных радиосигналов планируется использовать сигналы глобальных навигационных спутниковых систем. Во-первых, частоты, при которых будет происходить эффективное ракурсное рассеяние (1-3 ГГц), совпадают с частотами спутниковых радиосигналов. Во-вторых, наиболее подходящей является система ГЛОНАСС, так как каждый спутник передает радиосигнал с частотным разделением, поэтому, легко можно определить конкретный спутник.

Целью данной работы является разработка программы для расчета местоположений спутников, при которых возможен прием сигналов, рассеянных на неоднородностях. В расчетах, в качестве приёмного пункта выбрана Астрономическая обсерватория имени В. П. Энгельгардта Казанского государственного университета (АОЭ), расположенная в 20 км к западу от Казани, с координатами $55^{\circ}50'23''$ с.ш. $48^{\circ}48'45''$ в.д.

Для выполнения цели необходимо решить задачу по расчету координат зеркального контура для различных высот расположения возмущённой области. Данные о положении спутника в определённый момент времени и составляющие вектора скорости (эфемериды) получены из навигационных сообщений ГЛОНАСС в формате RINEX. Для расчета траекторий космических

аппаратов используется алгоритм пересчета эфемерид на текущий момент времени, описанный в [5]. Пересчет проводится интегрированием уравнений движения спутников методом Рунге-Кутты четвертого порядка. В языке программирования Python данный метод можно выполнить, используя библиотеку SciPy, предназначенную для научных расчетов. Для построения карты используется библиотека Matplotlib.

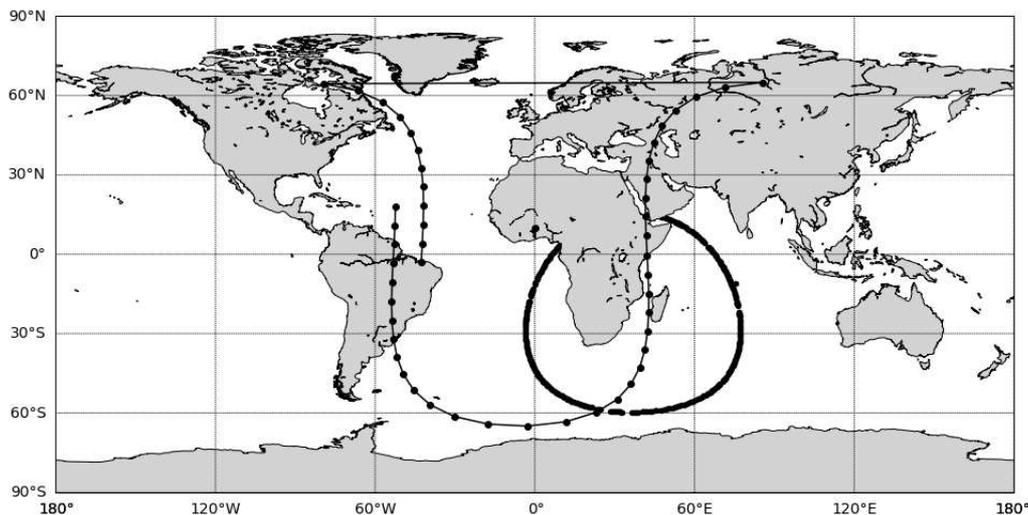


Рис. 1. Пересечение спутником ГЛОНАСС зеркального контура

Также, реализован алгоритм расчета контуров ракурсного рассеяния. Необходимо было учесть особенности расположения антенных систем нагревных стенов, зависимость направления силовых линий магнитного поля от географических координат и высотой над поверхностью Земли. При расчетах используются системы координат, учитывающие симметрию зеркального конуса относительно магнитного меридиана пункта нагрева. Первая - декартова система с началом в центре Земли, осью Z' , направленной в зенит пункта нагрева и плоскостью $X'OZ'$, лежащей в плоскости магнитного меридиана пункта нагрева. Вторая - сферическая система $\lambda'\varphi'$ с полюсом в пункте нагрева, нулевым меридианом, лежащим в плоскости $X'OZ'$ и экватором в плоскости $X'OY'$.

На рис.1 показан результат работы программы. Предложенный алгоритм, реализованный на языке программирования Python, позволяет определять временные интервалы, в которых возможен приём сигналов рассеянных на анизотропных искусственных неоднородностях, стимулированных мощным стендом «Сура».

При такой постановке эксперимента возможно надёжное детертирование генерации сверхмелкомасштабных неоднородностей.

Список литературы

1. А.В. Гуревич. Нелинейные явления в ионосфере // Успехи физических наук. — 2007. — Т. 77, № 11. — С. 1145–1147.
2. Gurevich A.V. Zybin K.P. // Phys. Lett. A. — 2006. — Vol. 358, no. 2. — P. 159–165.
3. Ponomarenko P.V. Leyser T.B. Thidé B.J. // J. Geophys. Res. — 1999. — Vol. 104, no. A5. — P. 10081–10087.
4. А.М. Насыров. Рассеяние радиоволн анизотропными ионосферными неоднородностями. — Казань : Изд-во Казан. ун-та, 1991. — 148 с.
5. ГЛОНАСС. Интерфейсный контрольный документ. Навигационный радиосигнал в диапазонах L1, L2 (редакция 5.1). — М., 2008. — 74 с.

Том II, с. 66–70

УДК: 550.388.2

ЯВЛЕНИЯ, ИНИЦИИРОВАННЫЕ СТЕНДОМ СУРА ПО ПРОГРАММЕ СУРА_МКС-2017

Ю. Я. Ружин¹, В. Д. Кузнецов¹, Ю. А. Пластинин²

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н. В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк
E-mail: ruzhin@izmiran.ru

²Центральный научно-исследовательский институт машиностроения (ЦНИИМАШ),
г. Королёв, Московская обл.

Аннотация. В задачи серии экспериментов 2017 г. входили: прогноз гео- и гелиофизических условий в ионосфере, выбор режимов нагрева при минимальных значениях критической частоты слоя $F2$ ионосферы, анализ результатов радиозондирования ионосферы и измерения геомагнитных возмущений наземными средствами, исследования возможностей повышения эффективности и вероятности искусственного воздействия на ионосферу, а также выяснение наличия корреляции между вариациями геомагнитного поля и циклограммой работы радионагревного стенда. Эксперименты проведены с применением комбинации новых условий нагрева (скважность, период воздействия, двухчастотный и непрерывный нагрев, вариации излучаемой мощности, поляризация, направление КВ-излучения и др.) в промежутках между рекуррентными магнитными бурями. Показано наличие пульсаций геомагнитного поля (в соответствии с циклограммой) и эффектов суббурь, стимулированных стендом СУРА.

Ключевые слова: ионосфера, КВ нагрев, суббури, вариации магнитного поля

THE EVENTS STIMULATED BY SURA FACILITY IN PROGRAM SURA_ISS-2017

Yu. Ya. Ruzhin, V. D. Kuznetsov, Yu. A. Plastinin

Abstract. The set of experiments in 2017 included the forecasting of geo- and heliophysical conditions in the ionosphere, the choice of heating regimes at a minimum critical frequency of the $F2$ ionospheric layer, analysis of the ionosphere radio sounding results and measurements of geomagnetic perturbations using groundbased facilities, study of the potential for higher efficiency and probability of artificial effects on the ionosphere, and the establishment of a correlation between geomagnetic field variations and the radio heating facility cyclogram. The experiments were carried out with a combination of new heating conditions (pulse ratio, period of action, two-frequency and continuous heating, variations in radiated power, polarization, shortwave radiation direction, etc.) in the intervals between recurrent magnetic storms. Geomagnetic field pulsations (in accordance with the cyclogram) and substorm effects were stimulated by the SURA facility.

Keywords: ionosphere, HF heating, substorm, magnetic field variation

Введение

В рамках исследований на базе стенда СУРА в последние годы проведена серия новых экспериментов [1–4] по программе геофизических экспериментов на международной космической станции (МКС). Новизна программы заключалась в поиске резонансных условий для триггерирования мощных природных процессов относительно слабым, но целенаправленным воздействием. Одним из таких природных явлений в ОКП является суббуревая активность. Эксперименты выполнялись в ночное время. Особенностью экспериментов являлось то, что для всех выполненных этапов программы [1, 4, 5] критическая частота f_oF2 ионосферного слоя $F2$ была всегда меньше рабочей частоты мощной радиоволны (реализовывались условия нагрева «на просвет»), и мощным излучением стенда «засвечивался» весь объем ионосферы по высоте в пределах диаграммы направленности. Частота модуляции была близка к частотам собственных альвеновских колебаний плазмы магнитной силовой трубки, опирающейся на пятно нагрева в ионосфере. Установлено [3, 6], что для среднеширотного нагревного стенда СУРА возможность «засвечивать» субавроральную ионосферу появляется при аномальном положении экваториальной стенки ГИП

(плазмпозузы) вблизи широты $55^\circ - 58^\circ$. Это явление было обнаружено по данным комплексного эксперимента 2007 г. и детально исследовано с использованием всех доступных разнородных измерений, включая данные спутника DEMETER. Практически все успешные эксперименты реализуются во время 18–20 UT, когда граница плазмосферы и область разрыва Харанга максимально приближаются к стенду СУРА.

Целью серии 2017 г. являлись выбор условий, проведение экспериментов и анализ полученных данных для всех запланированных наземно–космических экспериментов СУРА – МКС. Эксперименты проведены с применением комбинации новых условий нагрева (скважность, период воздействия, двухчастотный и непрерывный нагрев, вариации излучаемой мощности, поляризация и направление КВ-излучения и др.) в условиях как слабой (спокойной), так и умеренной магнитной активности в промежутках между рекуррентными магнитными бурями.

Содержание доклада

Как отмечено выше, эксперименты СУРА – МКС обычно проводятся в режиме нагрева «на просвет» для активации возможно большего объема ионосферы в основании магнитной силовой трубки. Таким образом появляется возможность стимулировать собственные колебания плазмы трубки и проводить поиск резонансных условий для триггерирования суббулевой обстановки с высыпаниями энергичных частиц и авроральными явлениями (например, свечениями). Рабочая частота стенда выбирается в зависимости от текущего состояния ионосферы, точнее, от величины критической частоты F_2 -слоя ионосферы.

Новым режимом нагрева в 2017 г. явилось использование двухчастотного нагрева со смещением второй частоты относительно основной на выбранную частоту из ОНЧ-диапазона длин радиоволн. Это никак не влияло на поиск резонансов, но при этом появляется возможность проверить опыт других исследователей по созданию «небесной антенны» для генерации ОНЧ-излучений при работе нагревного стенда.

Исходя из гелиогеофизических условий и согласованных дат и времени работы с космонавтами (средствами МКС) проведены 6 (№ 1 – № 6) экспериментов (частота нагрева 4.3 МГц). Оптимальное время суток из условий оптических наблюдений средствами МКС – это вечернее местное время до 22:00. По геофизическим условиям из опыта предыдущих экспериментов серии СУРА – МКС это время совпадало с удобным положением сектора разрыва Харанга для успешного решения вопросов стимулирования суббурь нагревным стендом.

В экспериментах № 1, № 2 были проверены возможности реализации двухчастотного нагрева – три интервала по 10 мин отличались второй частотой нагрева, сдвинутой относительно основной на соответствующую частоту ОНЧ-диапазона. Отметим, что первые два и последние два эксперимента проведены в спокойных геомагнитных условиях, а эксперименты № 3 и № 4 реализованы на фоне магнитной бури на фазах максимума и восстановления.

Эксперимент № 1 (20.09.2017 г.)

В результате при нагреве ионосферы в эксперименте № 1 в магнитном поле зарегистрирована изолированная суббурия, возможно стимулированная работой стенда СУРА. Так по данным субавроральной обс. ИЗМИРАН в Карпогорах (Архангельская обл.) амплитуда этого возмущения (изолированная суббурия) превышала 50–55 нТл. Анализ вариаций геомагнитного поля по данным сети «Интермагнет» показал, что в магнитно-сопряженной области (о-в Кергелен) и ст. Борок, ближайшей к области воздействия, амплитуда возмущения практически совпадала: ~ 50 нТл. На среднеширотной же ст. Тихани (Венгрия), удаленной почти на 2000 км от стенда, амплитуда была меньше, ~ 15 нТл. Изолированная уединенная суббурия была привязана к выключению нагрева, т.е. подобно явлениям (триггерированным суббуриям) в успешных экспериментах 2007 и 2010 гг. [3, 6], где суббулевая активность начинается сразу после первого или второго импульса 1-минутного нагрева, т.е. также после выключения стенда.

2.2. Эксперимент № 2 (22.09.2017 г.)

По геомагнитным данным 22.09.2017 г. на спокойном фоне наблюдалось возмущение в магнитном поле типа суббури, развивавшееся в процессе нагрева ионосферы (рис. 1). Данная суббурия отличалась как по морфологии, так по длительности от триггерированных излучением стенда

явлений в экспериментах 2007 и 2010 гг. Для подтверждения локализации возмущения в зоне воздействия проведен анализ магнитограмм станций сети «Интермагнет». Как и в предыдущем эксперименте, локализация этой суббури также совпадает с районом области нагрева. Так, например, в Москве амплитуда вариаций горизонтальных компонент составляла 30–35 нТл, в Карпогорах она составляла 60–80 нТл.

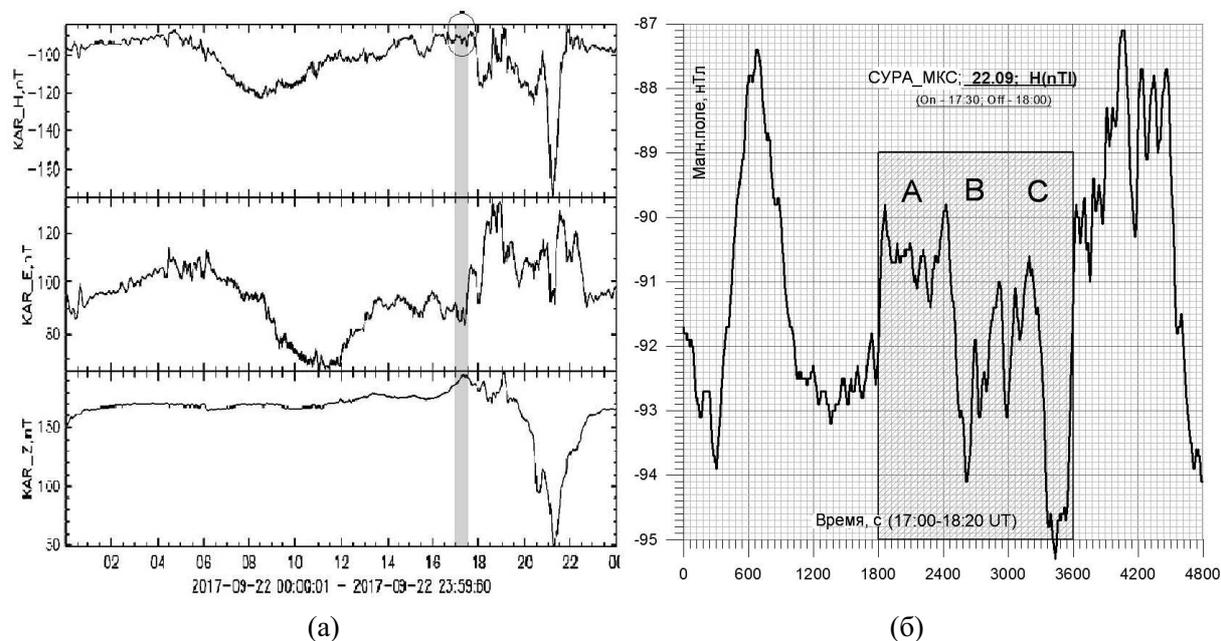


Рис. 1. Магнитограмма ст. Карпогоры за 22.09.2017 г. Хорошо видна S_q -вариация (спокойно-суточная) как индикатор геомагнитной активности (а); (б) вариации геомагнитного поля — горизонтальная компонента H (ст. Карпогоры).

На рис. 1(б) приведен фрагмент (см. овал на рис. 1(а)), где прямоугольником отмечен период работы стенда с периодом 1 мин (20 с + 40 с). Стенд работал три промежутка времени А, В и С по 10 мин, отличающиеся второй частотой нагрева. Хорошо видно начало вариации при включении стенда и динамику вариаций при переключении (каждые 10 мин) второй частоты нагрева.

Эксперимент № 3 и два последующих были сопряжены с работой космонавтов на борту Международной космической станции. Режим работы стенда СУРА — модулированное излучение (период 1 мин) на двух частотах в течение 20 мин (2 сеанса по 10 мин): X -поляризация, наклон 12° на юг. Сильная магнитная буря началась 28 сентября 2017 г. из-за вхождения нашей планеты в поток быстрого солнечного ветра. Хотя в течение работы нагревного стенда и видны изменения в магнитном поле, но уверенно и однозначно считать их результатом воздействия излучения нагревного стенда нельзя. По той же причине в экспериментах № 4 и № 5 также не обнаружены вариации в магнитном поле, которые было бы возможно связать с программой работы стенда СУРА.

2.3. Эксперимент № 6 (04.10.2017 г.)

На рис. 2(а) представлена регистрация геомагнитного поля за 04 и 05.10.2017 г. Затемненным прямоугольником отмечен период работы стенда в режиме (1 мин + 1 мин). Горизонтальная шкала — время гринвичского меридиана (UT). Нижняя панель — индекс геомагнитной активности. Видно возмущение магнитного поля амплитудой больше 100 нТл.

При этом индекс магнитной активности был не больше 2 (по шкале для положения ст. Карпогоры) в течение нескольких часов до эксперимента и после (по крайней мере, до 9 ч утра). На фоне спокойной геомагнитной обстановки зарегистрировано возмущение типа суббури или целого комплекса авроральной активности после работы стенда. Как и в предыдущих

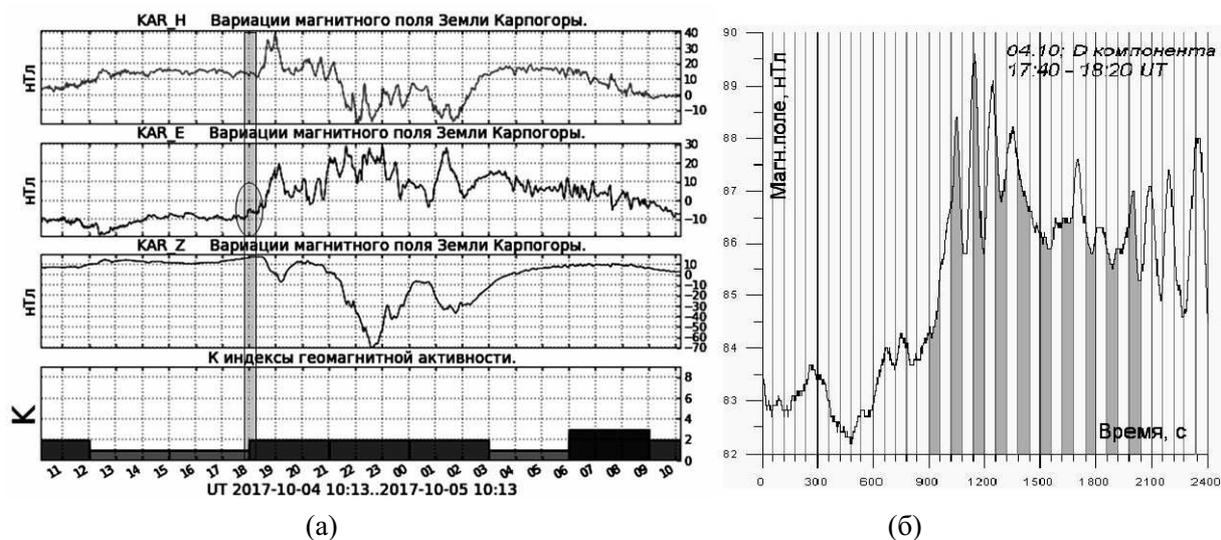


Рис. 2. (а) — магнитограмма ст. Карпожоры за 04.10.2017 г.; пульсации геомагнитного поля (б) — фрагмент регистрации (40 мин), где отмечены все десять импульсов КВ-воздействия на ионосферу по программе стенда СУРА.

экспериментах № 1 и № 2, локализация этой суббури также совпадает с районом области нагрева. Отметим подобие в этом случае вариации вертикальной компоненты Z , зарегистрированной ранее в эксперименте № 2 (рис. 1) 22 сентября.

Более детальный анализ показал, что заметные вариации геомагнитного поля начались сразу именно после включения стенда, которые в развитии привели к наблюдавшемуся возмущению геомагнитного поля. На рис. 2(б) показан фрагмент (см. овал на рис. 2(а), D -компонента), где видна явная корреляция наведенной периодичности пульсаций с работой стенда, за которой последовало мощное возмущение (см. Z -компонента на рис. 2(а)), стимулированное излучением нагревного стенда СУРА. Всплески гармоничных пульсаций геомагнитного поля наблюдались на всех трех компонентах синхронно с работой стенда.

Заключение

В ходе серии экспериментов 2017 г. были выбраны и успешно реализованы новые режимы нагрева ионосферы. Так, при непрерывном с X -поляризацией двухчастотном нагреве уже в первом эксперименте 20 сентября на спокойном геомагнитном фоне наблюдалась одиночная изолированная суббуря, идентичная триггерированным ранее суббурям [2, 3, 6], но полученная в новых условиях. В двух других экспериментах во время нагрева с O -поляризацией начались возмущения, идентифицированные как результат нагрева, которые, развиваясь, по окончании эксперимента, превратились в возмущение суббурного типа длительностью в несколько часов.

Показано наличие пульсаций геомагнитного поля и эффектов суббурь, стимулированных стендом СУРА (в соответствии с циклограммой нагрева).

Таким образом, в экспериментах 2017 г. обнаружены новые эффекты — возмущения параметров ионосферно-магнитосферной системы, которые можно считать результатом активного воздействия КВ-излучения стенда СУРА на ионосферу. Указание на возможность управления характеристиками среды повышает актуальность продолжения экспериментов, как для фундаментальных исследований, так и для прикладных целей.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17–55–45094_a).

Список литературы

1. Ружин Ю. Я., Иванов К. Г., Кузнецов В. Д., Петров В. Г. Контролируемая инжекция мощных радиоимпульсов в ионосферно-магнитосферную систему и появление микросуббурь 02.10.2007 // Геомагнетизм и аэрономия. — 2009. — Т. 49, № 3. — С. 703–708.
2. Ружин Ю. Я., Кузнецов В. Д., Ковалёв В. И., Бершадская И. Н., Карабаджак Г. Ф., Пластинин Ю. А., Фролов В. Л., Комраков Г. П., Парро М. О возможности локализации суббури нагретым стендом «Сура» // Изв. вузов. Радиофизика. — 2012. — Т. 55, № 1-2. — С. 94–105.
3. Ружин Ю. Я., Кузнецов В. Д., Пластинин Ю. А., Карабаджак Г. Ф., Фролов В. Л., Парро М. Об авроральной активности, вызванной мощным радиоизлучением стенда СУРА // Геомагнетизм и аэрономия. — 2013. — Т. 53, № 1. — С. 46–52.
4. Карабаджак Г. Ф., Комраков Г. П., Кузнецов В. Д., Пластинин Ю. А., Ружин Ю. Я., Фролов В. Л., Хмелинин Б. А. Исследование глобальных пространственно-временных характеристик свечения верхней атмосферы и ионосферы Земли при воздействии на них радиоизлучения при наблюдении с борта МКС // Космонавтика и ракетостроение. — 2009. — Т. 51, вып. 4. — С. 134–157.
5. Ruzhin Yu. Ya., Kuznetsov V. D., Karabadzhak G. F. et al. The ionosphere-magnetosphere excitation in the Sura — ISS HF experiments // Abstr. 38th COSPAR, 2010, Bremen, Germany. — 2010. — С 52-0036-08.
6. Kuznetsov V. D., Ruzhin Yu. Ya. Anthropogenic trigger of substorms and energetic particles precipitations // Adv. Space Res. — 2014. — Vol. 54, Iss. 12. — P. 2549–2558.

Том II, с. 71–74

УДК: 550.3 + 530.182 + 533.951

АНАЛИЗ ВЗАИМОСВЯЗИ МЕЖДУ ПОТЕНЦИАЛОМ ИСКУССТВЕННОГО СПУТНИКА ЗЕМЛИ И ТЕМПЕРАТУРОЙ ЭЛЕКТРОНОВ В ВЕРХНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

А. О. Рябов¹, В. Л. Фролов^{1,2}

¹ Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603950, г. Нижний Новгород, ул. Б.-Печерская 25/12а, НИРФИ ННГУ

E-mail: RyabovAIOI@yandex.ru

² Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

Аннотация. Обсуждается связь между потенциалом корпуса искусственного спутника Земли и температурой электронов в верхней ионосфере. Анализируется выражение для потенциала спутника; указываются недостатки и ограничения представленного теоретического расчета. Рассматриваются экспериментальные результаты, выполненные по программе СУРА-DEMETER, на основании которых разбираются три случая: 1) при включенном наземном передатчике, возмущающем ионосферу, и наличии искусственных ионосферных неоднородностей; 2) при включенном наземном передатчике и отсутствии искусственных ионосферных неоднородностей; 3) при выключенном наземном передатчике, когда нет искусственного возбуждения верхней ионосферы. Анализируется, в каких ситуациях связь между потенциалом корпуса спутника и температурой электронов наибольшая.

Ключевые слова: ионосфера, температура электронов, потенциал искусственного спутника Земли

ANALYSIS OF THE RELATIONSHIP BETWEEN ARTIFICIAL EARTH SATELLITE POTENTIAL AND ELECTRON TEMPERATURE IN THE UPPER IONOSPHERE

A. O. Ryabov, V. L. Frolov

Abstract. The relationship between the potential of artificial earth satellite and the electron temperature in the upper ionosphere is discussed. The expression for the satellite potential is analyzed; the disadvantages and limitations of the theoretical calculation are indicated. The experimental results obtained by the SURA-DEMETER program are considered, on the basis of which three cases are analyzed: 1) with the working ground transmitter perturbing the ionosphere, and the presence of artificial ionospheric inhomogeneities; 2) with the working ground transmitter and no artificial ionospheric inhomogeneities; 3) with the ground transmitter off, when there is no artificial excitation of the upper ionosphere. It is analyzed in which situations the relationship between the potential of the satellite body and the electron temperature is greatest.

Keywords: ionosphere, electron temperature, artificial earth satellite potential

Введение

В настоящее время натурные эксперименты являются одним из актуальных способов изучения плазменных явлений в ионосфере [1–3]. Наиболее эффективным методом исследования верхней ионосферы является использование искусственных спутников Земли (ИСЗ), предназначенных для научных целей [2–5]. Наиболее интересны эксперименты, в рамках которых проводится стимуляция ионосферы радиокomплексами, расположенными на Земле.

Одной из актуальных задач в исследованиях ионосферы Земли является изучение искусственных ионосферных неоднородностей (ИИН), наблюдаемых в F_2 -слое. Условия возникновения этих неоднородностей и их ранжирование по размеру исследовалась во многих работах [1, 6]. Главными инструментами для исследования данных явлений представляются значения плотности N_e и температуры электронов T_e . В наиболее результативных случаях ИИН хорошо детектируются и на графиках плотности электронов, и на графиках температуры электронов [5]. Однако

в общем случае слабые неоднородности невозможно достоверно идентифицировать по плотности электронов, и единственным инструментом остается электронная температура.

Отличительной особенностью современных ленгмюровских зондов, расположенных на ИСЗ, является возбуждение достаточно больших шумов при измерении температуры электронов, которые не сглаживаются даже программными методами. В то же время бортовая аппаратура многих спутников Земли позволяет получать значения потенциалов корпусов ИСЗ U_s , и эти данные характеризуются значительно меньшим уровнем шума, чем для электронной температуры. В работе [5] была зарегистрирована прямая взаимосвязь между температурой электронов и потенциалом ИСЗ. Интересной особенностью являлась практически полная антикорреляция этих величин в областях ИИН, когда с ростом T_e потенциал U_s уменьшался. Настоящая работа посвящена более детальному анализу данной закономерности.

Теоретические представления о связи между температурой электронов и потенциалом спутника

В случае спутника ионы и электроны в основном захватываются передней частью поверхности спутника: ионы набегают спереди на спутник из-за большей скорости его движения ($V_0 \gg v_i$, где $V_0 \sim 8$ км/с – скорость движения спутника, $v_i \sim 1$ км/с – скорость движения ионов), набегу же электронов сзади препятствует возникающая здесь область с высоким отрицательным потенциалом [7].

Поток электронов определяется выражением

$$j_e = N_0 \sqrt{\frac{KT_e}{2\pi m}} \exp\left(\frac{e\varphi_S}{KT_e}\right), \quad (1)$$

которое, в общем случае, верно для покоящегося тела, но оно верно и в нашем случае, так как скорость V_0 мала по сравнению с тепловой скоростью электронов $v_e = \sqrt{2KT_e/m}$ ($v_e \sim 250$ км/с). В данном выражении N_0 – невозмущенная концентрация электронов и ионов, K – постоянная Больцмана, m – масса электрона, φ_S – потенциал рассматриваемой точки поверхности тела, T_e – температура электронов.

В случае металлической поверхности спутника электрический потенциал поля на ней постоянен и равен U_s . Величина U_s , естественно, определяется из условия равенства полного тока на поверхность тела, т. е.

$$J_i = j_i dS = J_e = j_e dS, \quad (2)$$

где J_i и J_e – полный электронный и ионный ток.

Для сферического тела, используя (1) и (2), получаем при условии $V_0 \gg \sqrt{2KT_i/M}$ следующее выражение для потенциала:

$$U_s = -\frac{KT_e}{e} \ln \left[\sqrt{\frac{KT_e}{\pi m V_0^2} \frac{(1 - R_e)}{(1 - R_i)}} \right]. \quad (3)$$

Расчет выражения для потенциала спутника в общем случае затруднен его сложной формой. Таким образом, потенциал спутника будет зависеть от температуры электронов и коэффициентов отражения электронов и ионов. К сожалению, R_e и R_i находятся в сложной динамике, зависят от космической погоды и подвержены сильному влиянию нелинейных эффектов, из-за чего их расчет крайне затруднителен.

Условия экспериментов

В данной работе используются результаты, полученные в период с 2005 по 2010 годы с помощью бортовой аппаратуры французского микроспутника DEMETER (высота орбиты спутника была около 660 км). Описание работы стенда СУРА содержится в работе [6]. Стенд СУРА, как правило, включался на ~ 15 мин за ~ 13 мин до пролёта ИСЗ над стендом через возмущённую магнитную силовую трубку; этого времени было достаточно для развития плазменных возмущений до практически стационарного уровня не только в области отражения ВН, но и на высотах внешней ионосферы.

Результаты экспериментов

В настоящей работе проанализированы результаты 22 сеансов в рамках программы СУРА-DEMETER, а также 10 контрольных сеансов вне рамок этой программы, но в эти же годы.

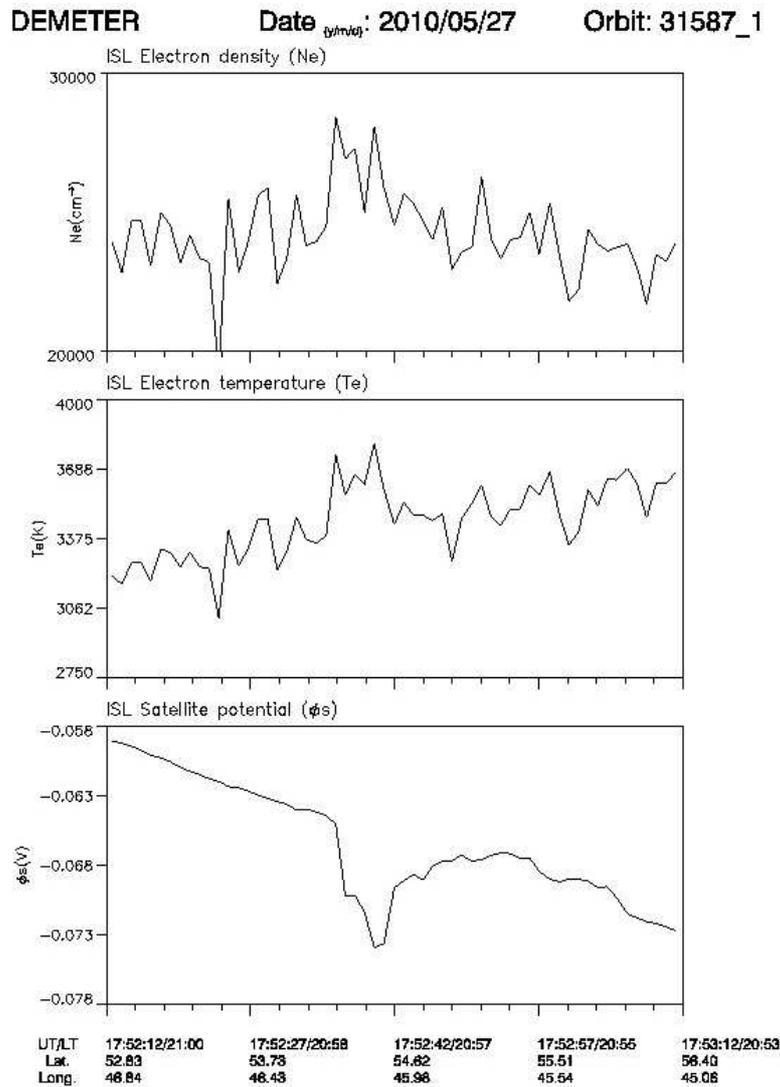


Рис. 1. Результаты измерений концентрации электронов N_e , температуры электронов T_e и потенциала корпуса ИСЗ U_s . 27 мая 2010 г.

В 9 рассматриваемых сеансах наблюдалось формирование ИИН [6]. Один из характерных случаев – сеанс за 27.05.2010 – представлен на Рис. 1. В этом сеансе мощная радиоволна излучалась с 17:35 до 17:50 UT на частоте $f_{\text{ВН}} = 4.785$ МГц ($f_{0F2} \approx 5.3$ МГц) с мощностью $P_{\text{эфф}} = 70$ МВт (наклон диаграммы направленности – 12° на юг; высота отражения – 250 км). Следовательно, модификация ионосферы осуществлялась в условиях, когда частота волны накачки была на 0.515 МГц ниже f_{0F2} . Измерения выполнялись в очень спокойных геомагнитных условиях: $\Sigma K_p = 4$. Минимальное расстояние между орбитой спутника и центром возмущённой магнитной силовой трубки составляло 27 км для $T^* = 17:52:42$ UT. На верхней панели видно увеличение N_e на $\sim 22\%$, которое свидетельствует о формировании ИИН в возмущенной области; размер возмущенной области ~ 60 км; вариации $N_e \sim 17\%$. На второй панели представлена временная зависимость температуры электронов, и в той же области, что и для N_e , наблюдается увеличение T_e на $\sim 8\%$. Для настоящей работы наиболее интересным представляется корреляция между T_e и $-U_s$, и для сеанса, результаты которого представлены на Рис. 1, коэффициент корреляции

между этими величинами равен 0.61. Средний коэффициент корреляции для 9 сеансов, в которых наблюдались ИИН, составил 0.63, что подтверждает высказанное выше предположение о заметной взаимосвязи между электронной температурой и потенциалом спутника. В 13 сеансах, проведенных по программе СУРА-DEMETER, ИИН не наблюдались. Средний коэффициент корреляции для этого типа сеансов равен 0.37. Кроме сеансов, выполненных по программе СУРА-DEMETER, были рассмотрены 10 сеансов пролетов ИСЗ при выключенном стенде для оценки фонового вклада в рассматриваемое явление. В этих случаях средний коэффициент корреляции равен 0.18.

Полученные данные позволяют сделать вывод о том, что взаимосвязь между температурой электронов и потенциалом спутника наиболее заметна в случае наличия ИИН. В противном же случае эта связь значительно меньше.

Заключение

В рамках настоящей работы была проанализирована связь между потенциалом спутника и температурой электронов. Выражение потенциала спутника (1) указывает на то, что $U_s \sim T_e$. Кроме того, из формулы (1) следует, что потенциал спутника зависит от коэффициентов отражения электронов и ионов. Таким образом, очевидно, что U_s зависит как от температуры электронов, так и от других характеристик.

Экспериментальные данные подтвердили аналитические выводы. В работе была продемонстрирована закономерность, что связь между отрицательным значением потенциала спутника DEMETER и электронной температурой наиболее заметна в области искусственных ионосферных неоднородностях. В дни, когда наземный стенд СУРА работал, но в ионосфере не удалось добиться формирования ИИН, степень рассматриваемой связи сильно снижалась. Кроме того, были проанализированы контрольные сеансы, когда стенд СУРА не был включен. В эти сеансы, коэффициент корреляции был еще ниже.

Помимо фундаментального значения представленных результатов, имеется еще их важное прикладное значение. В некоторых сеансах уровень шумов на графиках концентрации и температуры электронов слишком высок, что осложняет достоверное определение наличия ИИН. В таких ситуациях способом верификации наблюдаемых явлений может служить появление вариаций в значениях потенциала спутника.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки (грант № 3.1844.2017/4.6). Исследования Рябова А.О. выполнялись при поддержке РФФИ (грант № 17-05-00475).

Список литературы

1. Фролов В.Л., Бахметьева Н.В., Беликович В.В. и др. Модификация ионосферы Земли мощным КВ-радиоизлучением. // УФН, 2007. Т. 177. № 3. С. 330–340.
2. Ryabov A.O. Determination of the Ion Composition of the Outer Ionosphere from the Characteristics of ELF–VLF Waves Detected during the Operation of the Sura Facility. // Plasma Physics Reports, 2018, Vol. 44, No. 12, pp. 1140–1145.
3. Белов А.С., Марков Г.А., Рябов А.О., Парро М. Возмущение ионосферно-магнитосферных связей мощным ОНЧ-излучением наземных передатчиков. ЖЭТФ, 2012. Том 142, вып. 6 (12). С. 1246–1252.
4. Streltsov A.V., Berthelier J.J., Chernyshov A.A., Frolov V.L. Past, Present and Future of Active Radio Frequency Experiments in Space. // Space Science Review. Volume 214, Issue 8, P. 1–122.
5. В.Л. Фролов, Р.Ю. Лукьянова, А.С. Белов и др. Характеристики плазменных возмущений, возбуждаемых на высотах 450 – 500 км при работе стенда СУРА. // Известия вузов. Радиофизика. 2018. Том LXI, № 5. С. 359–373.
6. Фролов В.Л., Рапопорт В.О., Шорохова Е.А. и др. Характеристики электромагнитных и плазменных возмущений, индуцируемых на высотах внешней ионосферы Земли при модификации F_2 -области мощным КВ радиоизлучением стенда СУРА. // Изв. вузов. Радиофизика, 2016. Т. 59, № 3. С. 198–222.
7. Альперт Я.Л., Гуревич А.В., Питаевский Л.П. Искусственные спутники в разряженной плазме. // Изд. «Наука». Москва, 1964.

Том II, с. 75–78

УДК: 550.3 + 530.182 + 533.951

ИСКУССТВЕННЫЕ ВЫСЫПАНИЯ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТО–СОПРЯЖЕННОЙ ОБЛАСТИ ПРИ СТИМУЛЯЦИИ ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ МОЩНЫМИ КВ РАДИОВОЛНАМИ СТЕНДА СУРА

А. О. Рябов¹, В. Л. Фролов^{1,2}

¹ Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского,
603950, г. Нижний Новгород, ул. Б.-Печерская 25/12а, НИРФИ ННГУ

E-mail: RyabovAIOI@yandex.ru

² Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

Аннотация. На основе результатов экспериментов, выполненных по программе СУРА-DEMETER на нагревном стенде СУРА в 2005–2010 гг., проанализированы свойства высыпаний энергичных электронов в магнито-сопряженной области относительно области, возмущенной стендом СУРА. Рассмотрены искусственные высыпания с энергиями $E \geq 100$ кэВ из радиационного пояса Земли при модификации $F2$ -области ионосферы мощными КВ радиоволнами O -поляризации в режиме их непрерывного излучения. Высыпания детектировались с использованием аппаратуры ИСЗ DEMETER. Определены условия, когда наблюдались высыпания и установлены их характерные размеры. Проведено сравнение характеристик искусственных высыпаний в возмущенной области над стендом СУРА и в магнито-сопряженной области.

Ключевые слова: энергичные электроны; высыпания; магнито-сопряженная область

ARTIFICIAL PRECIPITATION OF ENERGETIC ELECTRONS IN THE MAGNETICALLY CONJUGATE REGION DURING STIMULATION OF THE EARTH'S IONOSPHERE POWERFUL HF RADIO WAVES STAND SURA

A. O. Ryabov, V. L. Frolov

Abstract. Based on the results of experiments carried out by the SURA-DEMETER program on the SURA heating stand in 2005–2010, the properties of the precipitation of energetic electrons in the magnetically conjugated region (relative to the region perturbed by the SURA stand) are analyzed. Artificial precipitation with energies $E \geq 100$ keV from the Earth's radiation belt are considered when the $F2$ -region of the ionosphere is modified by high-power HF radio waves of O -polarization in the mode of their continuous radiation. Precipitation are detected using the equipment of the satellite DEMETER. The conditions when precipitation were observed and their characteristic sizes were determined. Comparison of characteristics of artificial precipitation in the disturbed region above SURA and stand in magneto-conjugate region are made.

Keywords: energetic electrons; precipitation; magneto-conjugate region

Введение

Возмущение верхней ионосферы мощными КВ радиоволнами O -поляризации приводит к развитию в ней разного рода нелинейных явлений и плазменных неустойчивостей. Это вызывает генерацию вблизи высоты отражения мощной радиоволны высокочастотной и низкочастотной плазменной турбулентности. Как результат, в этой области наблюдается сильный разогрев плазмы, ускорение электронов до сверхтепловых энергий, генерация электрических полей и токов, изменение формы профиля плазмы и др., что также приводит к модификации ионосферно-магнитосферных связей.

Одной из интересных задач, связанных с модификацией $F2$ -области ионосферы, является анализ характеристик ионосферы в магнито-сопряженной области относительно области, возмущенной наземными передатчиками. Наиболее результативными были исследования, проведенные в 2004 году с помощью комплекса HAARP [1]. В рамках исследований были зафиксированы

случаи увеличения потоков электронов с энергиями $E \geq 40$ кэВ над магнито-сопряженной областью относительно комплекса. Стоит отметить, что в рамках данных экспериментов частота волны накачки варьировалась от 3.25 до 5.8 МГц, а мощность составляла 960 МВт, что примерно на порядок превосходит мощности волны накачки, излучаемой стендом СУРА.

В рамках данной работы демонстрируются результаты исследований по стимуляции высыпаний энергичных электронов из радиационного пояса Земли при модификации среднеширотной ионосферы мощными КВ радиоволнами O -поляризации, излучаемыми стендом СУРА [2], и влияние этих электронов на нижние слои ионосферы. Эти исследования основаны на выполненных в 2005–2010 гг. экспериментах по программе СУРА-DEMETER.

Инструментом для детектирования энергичных электронов в данных экспериментах являлся спектрометр IDP, расположенный на борту ИСЗ DEMETER, диапазон работы которого от 70 кэВ до 2.5 МэВ с разрешением 1 с при его включении в режиме burst mode [3]. Особенностью размещения этого прибора на корпусе ИСЗ являлось то, что он детектировал потоки электронов, ориентированные близко к ортогональному относительно плоскости его орбиты направлению (с питч углами, лежащими в области $90^\circ \pm 16^\circ$ по отношению к направлению геомагнитного поля) и не регистрировал электроны, которые двигались в направлении, близком к направлению геомагнитного поля.

При проведении экспериментов по генерации высыпаний в магнито-сопряженной области (МСО) использовались различные временные режимы по нагреву возмущенной области (ВО), однако обычно нагрев длился 30–45 минут, и включался за 25–40 минут до пролета ИСЗ над стендом через возмущенную магнитную силовую трубку, опирающуюся на область с сильно развитой турбулентностью вблизи высоты отражения волны накачки (ВН). Эти условия сильно отличались от экспериментов, где целью была модификация верхней ионосферы непосредственно над стендом, когда время нагрева составляло около 15 минут. Подобные временные режимы были опытно установлены в ходе экспериментов, и было обнаружено, что для создания заметных возмущений в МСО необходима значительно более длительная стимуляция ионосферы мощными КВ радиоволнами, чем в случае нагрева области над самим стендом.

Важным вопросом, связанным с анализом проведенных экспериментов, являлось определение местонахождения МСО. Существуют разные модели расчетов магнито-сопряженных точек (ИЗМИРАН, ИКИ, NASA). Для области, возмущенной радиоизлучением стенда СУРА, магнито-сопряженной является область с центром в точке с координатами 40.50° ю. ш., 61.50° в. д.

Выполненные эксперименты и полученные в них результаты

1. Высыпания в магнито-сопряженной области в естественных условиях

Для более результативного анализа высыпаний высокоэнергичных высыпаний в сопряженной точке, вызванного стимуляцией КВ радиоволнами, вначале рассмотрим случай естественных высыпаний в МСО, когда стенд СУРА не работал. В случаях повышенной геомагнитной активности ($AE \geq 400$ нТ) наблюдаются заметные высыпания с энергиями $E \geq 250$ кэВ и потоками $F \geq 10$ эл/ (см² · с · стер · кэВ) (далее будем записывать величину потока сокращенно как $F \geq 10$). В случаях же более спокойных геомагнитных условий ($AE \leq 400$ нТ) заметных высыпаний в МСО не наблюдается.

2. Характеристики искусственных высыпаний в магнито-сопряженной точке

Проведенные сеансы возбуждения верхней ионосферы стендом СУРА позволяют заключить, что стимулированные модификацией ионосферы искусственные высыпания энергичных электронов в магнито-сопряженной области не регистрировались, когда не выполнялись условия генерации интенсивных плазменных возмущений вблизи высоты отражения ВН:

- когда $f_{ВН} \geq f_o F2$;
- когда частота ВН была более чем на 1 МГц ниже $f_o F2$;
- при низких мощностях ВН $P_{эфф} \leq 40$ МВт;
- при коротких временах нагрева;
- при наличии спорадического E -слоя, экранирующего $F2$ -область ионосферы.

Эти требования полностью соответствуют условиям генерации интенсивной искусственной ионосферной турбулентности [2], однако их выполнение не является достаточным для стимуляции искусственных высыпаний, например, когда геомагнитные условия перед измерениями оставались длительное время спокойными и в радиационном поясе отсутствовали энергичные электроны.

Примеры искусственных высыпаний в МСО приведены слева на рис. 1. На панели показаны высыпания в случае работы стенда СУРА (сеанс за 19.05.2008) и можно наблюдать высокие значения энергии $E \geq 250$ кэВ и потока $F \geq 10$. Черным треугольником обозначен центр МСО. В представленном сеансе были достаточно большие значения геомагнитной активности ($AE = 400$ нТ). На панели справа представлен сеанс за 18.02.2010, когда стенд СУРА не работал, и были спокойные геомагнитные условия ($AE = 30$ нТ), следствием чего является значительно менее интенсивные высыпания энергичных частиц. На правой панели можно отметить характерный провал с центром в точке с широтой 50°). Стоит отметить, что приведенные результаты являются характерными и повторялись во многих сеансах.

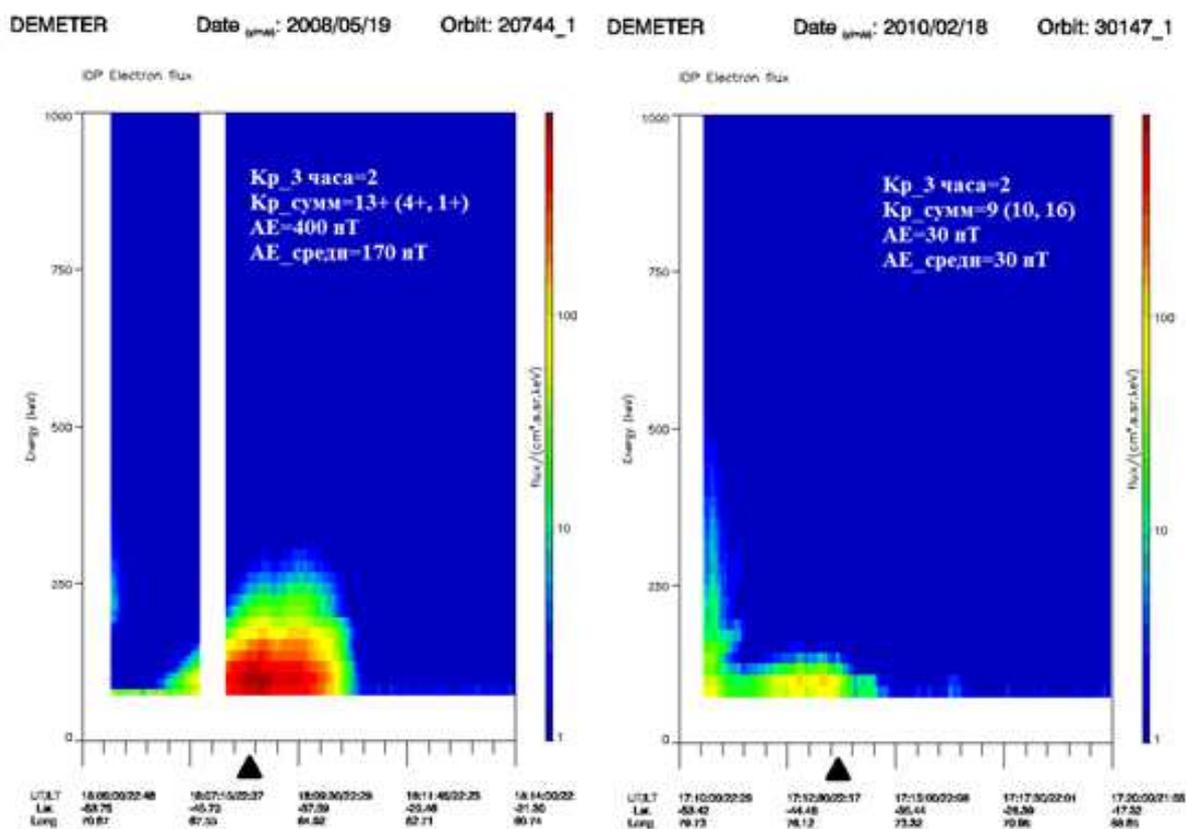


Рис. 1. Графики высыпаний во время сеансов пролета спутника над МСО: слева — сеанс за 19.05.2008 (СУРА работала), справа — сеанс за 18.02.2010 (СУРА не работала).

На основании проведенных экспериментов можно сформулировать критерии искусственно-го характера высыпаний высокоэнергичных электронов в МСО из радиационного пояса Земли, вызванного стимуляцией ионосферы мощными КВ радиоволнами. Итак, эти критерии:

- энергия высыпающихся электронов составляет $E \geq 250$ кэВ, а потоки $F \geq 10$, даже в случаях относительно спокойных геомагнитных условий;
- максимум интенсивности высыпаний наблюдается в центре МСО, то есть внутри возмущённой магнитной силовой трубки;

- наблюдается характерный провал высыпаний между авроральной областью и центром МСО (~ от 46° до 53° южной широты);
- высыпания наблюдаются, когда эффективная мощность излучения ВН превышает 40 МВт и имеет место эффективное взаимодействие мощной радиоволны с плазмой F2-слоя ионосферы.

Выполненные исследования позволили установить, что зона стимулированных модификацией ионосферы высыпаний энергичных электронов в магнитно-сопряженной области может иметь пространственные размеры до 1450 км вдоль геомагнитного меридиана и до 500 км поперёк его с большей её протяжённостью на юг от МСО.

Стоит отметить, что в сравнении с экспериментами по стимуляции высыпаний энергичных электронов в области над стендом СУРА с экспериментами, посвященным высыпаниям в МСО, во втором случае наблюдается значительно больший разброс, как в значениях энергий, так и в значениях потоков: больше доля и очень результативных сеансов ($E \geq 300$ кэВ, $F \geq 50$), и неудачных, когда высыпания не отличаются от естественного уровня. Таким образом, стимуляция высыпаний энергичных электронов в МСО носит более непредсказуемый характер. В то же время, средние значения энергий и потоков в двух рассматриваемых случаях оказываются практически одинаковыми.

Заключение

Выполненные исследования показали, что искусственные высыпания энергичных электронов в ионосферу в магнито-сопряженной области появляются через 25–30 мин после включения ВН. Величина потоков энергичных электронов с $E \geq 100$ кэВ в среднем составляет $F \approx 20\text{--}100$ эл./($\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер} \cdot \text{кэВ}$), что в несколько раз превосходит значения этих величин в естественных условиях. Область высыпаний вдоль геомагнитного меридиана имеет размеры до 1150 км к югу от МСО и 300 км на север; размер области высыпаний в ортогональном к меридиану направлении может составлять до 500 км. В сравнении с высыпаниями в возмущенной области в случаях высыпаний в МСО значения энергии и потоков имеют больший разброс, что объясняется непредсказуемостью стимуляции высыпаний энергичных электронов из радиационного пояса Земли в МСО. Интересным представляется, что значения энергии и потоков в наиболее результативные сеансы превосходят случаи высыпаний над стендом.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки (грант № 3.1844.2017/4.6). Исследования Рябова А.О. выполнялись при поддержке РФФИ (грант № 17-05-00475).

Список литературы

1. Inan U. S., Golkowski M., Carpenter D. L., Reddell N., Moore R. C., Bell T. F. Paschal E., Kossey P., Kennedy E. and Meth S. Z. Multi-hop whistler-mode ELF/VLF signals and triggered emissions excited by the HAARP HF heater // *Geophys. Res. Letters*, 2004, V. 31, L24805.
2. Давыдов В.Е., Зинкина М.Д., Писанко Ю.В. Наблюдения с борта ИСЗ «Метеор-3м №1» высыпаний резонансных электронов из внешнего радиационного пояса во время эксперимента по нагреву ионосферы 19.04.2004-26.04.2004. // *Гелиогеофизические исследования*, 2015. Вып. 12, с. 11-20.
3. Белов А.С., Марков Г.А., Рябов А.О., Парро М. Возмущение ионосферно-магнитосферных связей мощным ОНЧ-излучением наземных передатчиков. *ЖЭТФ*, 2012. Том 142, вып. 6 (12).
C. Sauvaud J.A., Moreau T., Maggiolo R., et al. High-energy electron detection onboard DEMETER: The IDP spectrometer, description and first results on the inner belt. // *Planetary and Space Science*, 2006. Vol. 54, No. 5, pp. 502-511.

Том II, с. 79–82

УДК: 533.9.08+537.868

**ДИНАМИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ИСКУССТВЕННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ И ДЕКАМЕТРОВЫХ
НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПРИ МОЩНОМ КВ-ВОЗДЕЙСТВИИ
НА ИОНОСФЕРНУЮ ПЛАЗМУ НАД СТЕНДОМ СУРА В ОБЛАСТИ
ЧЕТВЁРТОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ГИРОГАРМОНИКИ**

Е. Н. Сергеев¹, Е. Ю. Зыков², Г. Г. Вертоградов³, С. М. Грач¹, А. В. Шиндин¹

¹Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского,

603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

E-mail: esergeev@nirfi.unn.ru

²Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

E-mail: Evgeniy.Zykov@kpfu.ru

³Южный федеральный университет, 344090, г. Ростов-на-Дону, ул. Зорге, 5

E-mail: vertogradovgg@gmail.com

Аннотация. Приведены результаты одновременных исследований динамических и спектральных характеристик радиосигналов, ракурсно рассеянных на декаметровых искусственных неоднородностях с поперечными к геомагнитному полю размерами $l_{\perp} \sim 10 - 100$ м, и искусственного радиоизлучения ионосферы при мощном воздействии на ионосферную плазму в области четвертой гармоники гирочастоты электронов на стенде «Сура».

Ключевые слова: мощные радиоволны; искусственная турбулентность ионосферной плазмы; искусственное радиоизлучение ионосферы; ракурсное рассеяние радиоволн; электронные гирогармоники

**DYNAMIC AND SPECTRAL FEATURES OF THE DECAMETER ARTIFICIAL
IRREGULARITIES AND THE STIMULATED ELECTROMAGNETIC EMISSION
OVER THE SURA HEATING FACILITY NEAR THE FOURTH ELECTRON
GYROHARMONIC**

E. N. Sergeev, E. Yu. Zykov, G. G. Vertogradov, S. M. Grach, A. V. Shindin

Abstract. The results of simultaneous studies of the dynamic and spectral characteristics of radio signals scattered off the decameter artificial striations with transverse dimensions $l_{\perp} \sim 10 - 100$ m to the geomagnetic field and the stimulated electromagnetic emission by a powerful action on the ionospheric plasma in the fourth harmonic region of the electron gyrofrequency on the “Sura” facility are presented.

Keywords: powerful radio waves; artificial turbulence of ionospheric plasma; stimulated electromagnetic emission; back scattering radio waves; electron gyroharmonics

Введение

С начала экспериментов по мощному КВ воздействию на ионосферную плазму для диагностики свойств возбуждаемой плазменной турбулентности широко применяются методы её дистанционного зондирования. В работе представлены результаты комплексного использования ракурсного рассеяния радиоволн и измерений искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) для исследования процессов возбуждения декаметровых неоднородностей при воздействии на ионосферную плазму в области четвертой электронной гирогармоники $4f_c$.

Постановка задачи и методика измерений

Одновременные исследования динамических и спектральных характеристик искусственных декаметровых неоднородностей в диапазоне поперечных к геомагнитному полю масштабов $l_{\perp} \sim 10 - 100$ м и ИРИ при мощном воздействии на ионосферную плазму в области частот $f_0 \sim 4f_c$ впервые были выполнены 20–21 июня 2011 г. на нагревном стенде «Сура» (Васильсурск, измерения ИРИ), в лаборатории «Сигнал» ЮФУ (Ростов-на-Дону, ~ 1100 км от стенда «Сура»,

измерения ракурсного рассеяния радиоволн в диапазоне частот 10–15 МГц) и Зеленодольской ионосферной обсерватории КФУ (Казань, ~ 170 км от стенда «Сура», измерения ракурсного рассеяния радиоволн в диапазоне частот 2–7 МГц).

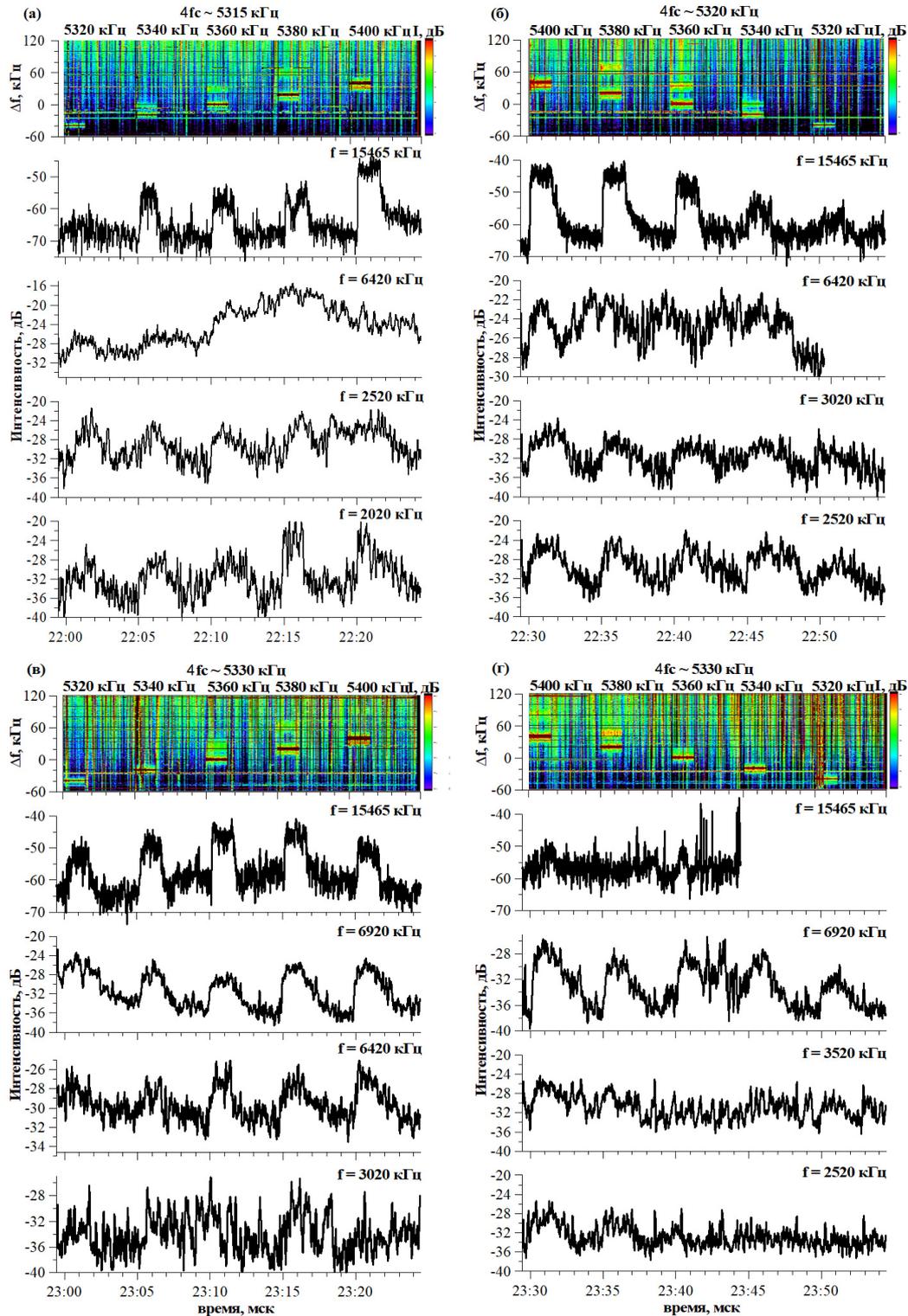


Рис. 1. Спектрограммы ИРИ (цветные панели, f_0 над панелями) и рассеянный сигнал от возмущенной области на сетке частот, отвечающих рассеянию на декаметровых неоднородностях с $l_{\perp} \sim 10 - 100$ м для четырех получасовых циклов измерений (а-г). $4f_c \sim 5315 - 5330$ кГц. 20.06.2011, 22:00–24:00 мск.

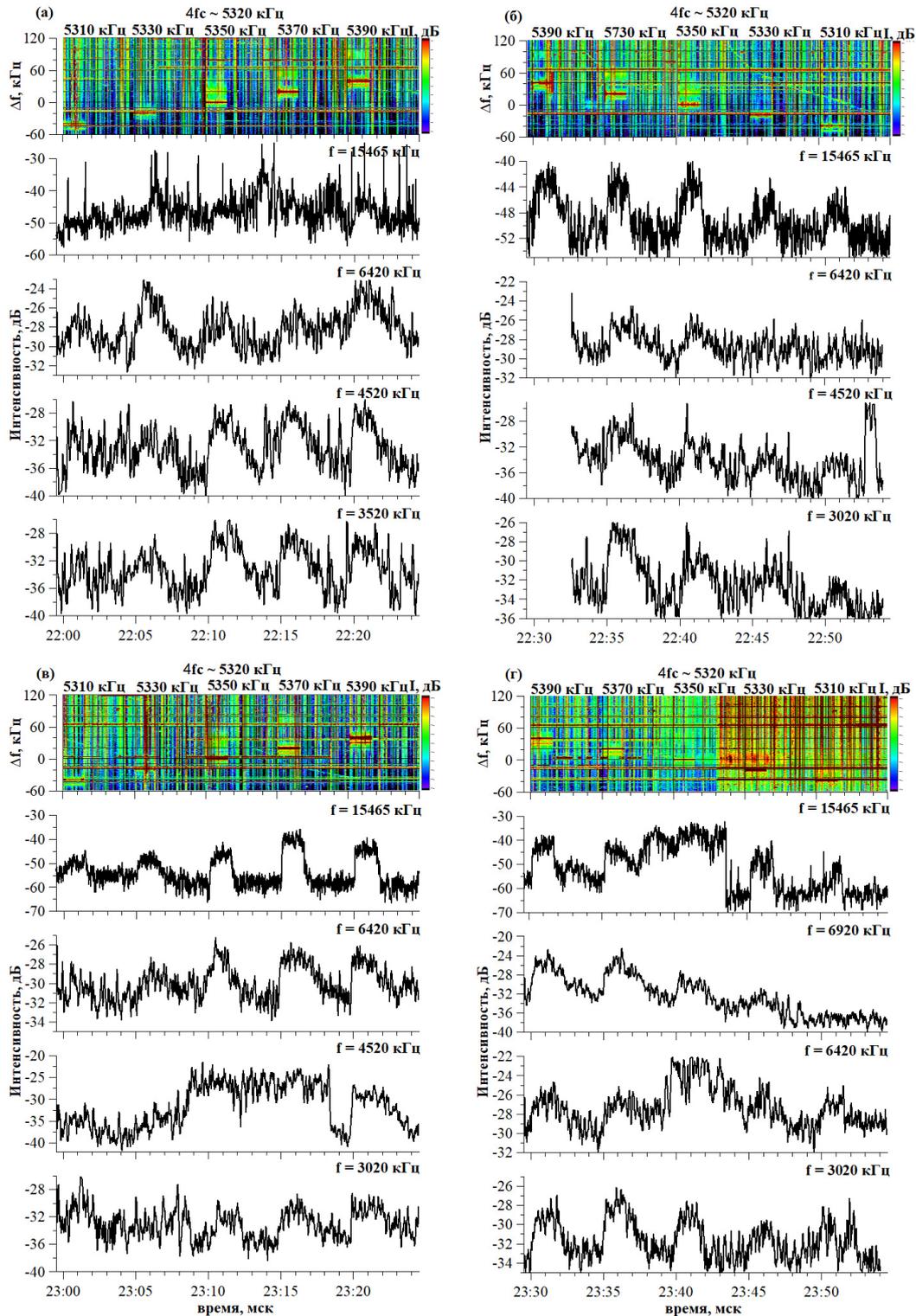


Рис. 2. Спектрограммы ИРИ (цветные панели, f_0 над панелями) и рассеянный сигнал от возмущенной области на сетке частот, отвечающих рассеянию на декаметровых неоднородностях с $l_{\perp} \sim 10 - 100$ м для четырех получасовых циклов измерений (а-г). $4f_c \sim 5320$ кГц. 21.06.2011, 22:00–24:00 мск.

Программа измерений состояла из дневного (14:30–16:30 мск.) и ночного (22:00–24:00 мск.) циклов наблюдений. Длительность нагрева днем составляла 2 мин., ночью — 1–1.5 мин с периодом 5 мин. Дополнительно в паузу нагрева излучались диагностические импульсы длительно-

стью 20 мс (100 мкс в последний час) с периодом 1 с (100 мс). От сеанса к сеансу частота нагрева изменялась на 20 кГц в диапазоне частот волны накачки: $f_0 = 5440 - 5520$ кГц (20.06 день, $4f_c = 5440$ кГц), $f_0 = 5400 - 5480$ кГц (21.06 день, $4f_c = 5440$ кГц), $f_0 = 5320 - 5400$ кГц (20.06 ночь, $4f_c = 5315 - 5330$ кГц) и $f_0 = 5310 - 5390$ кГц (21.06 ночь, $4f_c = 5320$ кГц). Эффективная мощность передатчиков для O -моды излучения в зенит составляла $P_{эфф} \sim 60 - 120$ МВт. Измерения ИРИ по пропаданию главного спектрального максимума DM при $f_0 = 4f_c$ и появлению положительного максимума BUM в спектре излучения при $f_0 > 4f_c$ [1] позволяли определять положение частоты волны накачки относительно четвертой гирогармоники $4f_c$, динамика диагностического ИРИ после выключения нагрева сопоставлялась с динамикой релаксации ракусно рассеянных сигналов. Подобные сигналы наблюдались на частотах 9996, 14996 и 15465 кГц (радиостанции в Подмоскowie) в ЮФУ, отвечая масштабам рассеяния $l_{\perp} \sim 10$ м, и сетке частот 2020, 2520, 3020, 3520, 4020, 4520, 5360, 5920, 6420 и 6920 кГц на ионозонде «Циклон» в КФУ, отвечая масштабам рассеяния $l_{\perp} \sim 40 - 120$ м. Если исследования динамики рассеяния для масштабов $l_{\perp} \sim 10$ м вблизи гирогармоник проводились и ранее [2, 3], то для более крупных декаметровых масштабов такие измерения проведены впервые.

Результаты исследований

Для дневных часов проведения экспериментов рассеянные сигналы наблюдались лишь в ЮФУ для максимальных частот зондирования и лишь единичные сеансы рассеяния были зарегистрированы для $f = 6920$ кГц в КФУ при нагреве выше 4-й гирогармоники. На рисунках 1–2 представлены данные измерений ИРИ и зондирующих волн в ночное время суток. В ночных измерениях рассеянный сигнал наблюдался практически всегда для всей сетки регистрируемых частот, имел максимальные значения при максимальной положительной отстройке частоты волны накачки от частоты гирогармоники $f_0 - 4f_c \sim 40$ кГц, и значительно уменьшался по интенсивности (до 20 дБ для $l_{\perp} \sim 10$ м и до 5–10 дБ для $l_{\perp} \sim 100$ м) при прохождении частотой нагрева частоты гирогармоники и ниже нее. В целом эти результаты согласуются с данными работы [3]. В измерениях наблюдалось возрастание времен релаксации наиболее крупных декаметровых неоднородностей и диагностического ИРИ от 10–15 сек. днем до 2–2.5 мин в ночное время суток, ранее наблюдавшееся в исследованиях [4].

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19–02–00343).

Список литературы

1. Leyser T. B. Stimulated electromagnetic emission by high-frequency electromagnetic pumping of the ionospheric plasma // Space Sci. Rev. — 2001. — Vol. 98. — P. 223–3282.
2. Ponomarenko P. V., Leyser T. B., Thide B. New electron gyroharmonic effects in HF scatter from pump-excited magnetic fieldsaligned ionospheric irregularities // J. Geophys. Res. — 1999. — Vol. 104. — P. 10081–10087.
3. Фролов В. Л., Болотин Г. Г., Комраков Г. П., Вертоградов Г. Г., Вертоградов В. Г., Вертоградова Е. Г., Акчурин А. Д., Бочкарёв В. В., Дрешер А. М., Зыков Е. Ю., Латыпов Р. Р., Петрова И. Р., Юсупов К. М., Куницын В. Е., Падохин А. М., Курбатов Г. А. Гирогармонические свойства генерации искусственных ионосферных неоднородностей // Изв. ВУЗов. Радиофизика. — 2012. — Т. 55. — С. 393–420.
4. Сергеев Е. Н., Зыков Е. Ю., Акчурин А. Д., Насыров И. А., Вертоградов Г. Г., Вертоградов В. Г., Ким В. Ю., Полиматиди В. П., Грач С. М. Результаты комплексных исследований возмущенной области ионосферы с помощью КВ-локации в широкой полосе частот и искусственного радиоизлучения ионосферы // Изв. ВУЗов. Радиофизика. — 2012. — Т. 55. — С. 79–93.

Том II, с. 83–86

УДК: 533.9.08+537.868

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГЕНЕРАЦИИ, РАСПРОСТРАНЕНИЯ И РЕЛАКСАЦИИ ИСКУССТВЕННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ С ПОМОЩЬЮ КОРОТКИХ МОЩНЫХ РАДИОИМПУЛЬСОВ

Е. Н. Сергеев, С. М. Грач, А. В. Шиндин

¹Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского,

603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

E-mail: esergeev@nirfi.unn.ru

Аннотация. Продемонстрированы возможности использования нагревных стенов в качестве КВ радаров путем включения во временную схему их излучения коротких мощных радиоимпульсов. Эти импульсы используются для амплитудно-фазового зондирования возмущенной области ионосферы и генерации диагностического искусственного радиоизлучения ионосферы, что позволяет проводить комплексную дистанционную диагностику состояния плазменной турбулентности в реальном времени.

Ключевые слова: мощное радиоизлучение; искусственная турбулентность ионосферной плазмы; дистанционная диагностика; фазовое зондирование; искусственное радиоизлучение ионосферы

STUDY OF GENERATION, PROPAGATION AND RELAXATION PROCESSES OF ARTIFICIAL PLASMA PERTURBATIONS IN THE EARTH'S IONOSPHERE USING SHORT POWERFUL RADIO PULSES

E. N. Sergeev, S. M. Grach, A. V. Shindin

Abstract. The possibilities of using heating facilities as HF radars by including in the time schedule of their radiation short powerful radio pulses are demonstrated. These pulses are used for the amplitude-phase sounding of the disturbed volume of the ionosphere and the generation of diagnostic stimulated electromagnetic emission, which allows for a comprehensive remote diagnostics of plasma turbulence in real time.

Keywords: powerful radio emission; artificial turbulence of ionospheric plasma; remote diagnostics; phase sounding; stimulated electromagnetic emission

Введение

Воздействие мощного КВ радиоизлучения на ионосферную плазму, производимое на существующих нагревных стендах приводит к образованию различных искусственных низкочастотных возмущений плотности и температуры плазмы и различных мод высокочастотных плазменных волн. Как правило, для исследования возмущенной области ионосферы приходится привлекать дополнительные диагностические средства, такие как установки вертикального и наклонного радиозондирования, радиопросвечивание с ИСЗ, радары некогерентного рассеяния, ракетные запуски и т. д. В данной работе рассматриваются возможности нагревных стенов для проведения подобного рода диагностики.

Постановка задачи и методика измерений

Для исследования динамических и спектральных свойств плазменных возмущений в данной работе развивается метод их диагностики с помощью коротких импульсов мощного воздействия, когда передатчики стенов переходят от достаточно длительного нагрева плазмы в режим КВ-радар. При этом излучаются короткие импульсы длительностью 20–200 мкс с периодом 2–200 мс и средней непрерывной мощностью излучения $\leq 0.5 - 1$ МВт, ниже порогов генерации и поддержания искусственной плазменной турбулентности различного типа. Данные импульсы могут излучаться во время короткой паузы $\sim 20 - 40$ мс при использовании квазинепрерывного режима нагрева импульсами длительностью 70 – 960 мс с периодом 0.1 – 1 с для исследования процессов развития плазменных возмущений, а также после нагрева для исследования процессов

их релаксации. Использование одного из передатчиков стенда в режиме КВ-радар на сдвинутой частоте относительно частоты волны накачки позволяет исследовать низкочастотные плазменные возмущения на различных высотах возмущенной нагревом области ионосферы, сильно вытянутой вдоль геомагнитного поля. Использование для диагностики коротких импульсов мощного радиоизлучения, имеющих широкий спектр (до 300 кГц над уровнем шумов радиоэфира) позволяет одновременно комплексно решать несколько задач исследования искусственной плазменной турбулентности. В основе подобной диагностики лежат амплитудно-фазовые измерения импульсных радиосигналов, зондирующих искусственные плазменные возмущения, а также измерения динамических и спектральных характеристик искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ), являющегося результатом высвечивания различных мод плазменной турбулентности. Использование современной цифровой приемной аппаратуры с высокой частотой оцифровки данных и большим динамическим диапазоном обеспечивает проведение такого рода измерений.

Результаты исследований

1. Измерения вариаций фазы и амплитуды импульсов при широкополосном доплеровском зондировании в нагревных экспериментах позволяют исследовать процессы модификации профиля электронной концентрации и определить пространственное поле скоростей вертикального и горизонтального движений плазмы. При этом использование передатчиков нагревного стенда в качестве КВ-радар позволяет расширить диагностические возможности стенда без каких-либо потерь по решению основной задачи создания собственно искусственных плазменных возмущений.

Импульсы передатчиков стенда длительностью 20–200 мкс с периодом повторения 20–200 мс имеют широкий спектр излучения до 300 кГц, что при использовании двух передатчиков обеспечивает непрерывную частотную полосу зондирования в 400–600 кГц. Современная цифровая широкополосная приемная аппаратура позволяет регистрировать отраженный от ионосферы комплексный сигнал. Измерения вариаций фазы различных спектральных компонент такого сигнала позволяет решать обратную задачу по восстановлению динамики профиля электронной концентрации и определения поля вертикальных скоростей движения плазмы. Пример регистрации доплеровских вариаций частоты широкополосного сигнала в полосе 600 кГц с центральной частотой $f_{ц} = 5400$ кГц, выполненного на стенде HAARP, приведен на рис. 1. Квазинепрерывный 30 с нагрев на частоте $f_0 = 5500$ кГц происходил в 0 с, 120 с и 240 с. Зондирование ионосферы осуществлялось на $f_0 = 5500$ кГц и $f_d = 5300$ кГц с высотой отражения, близкой к уровню верхнегибридного резонанса волны накачки. Наряду с ростом положительного доплера при нагреве (увеличением концентрации плазмы) на высотах верхнегибридного резонанса ($f \sim 5320$ кГц) наблюдается ее локальное вытеснение.

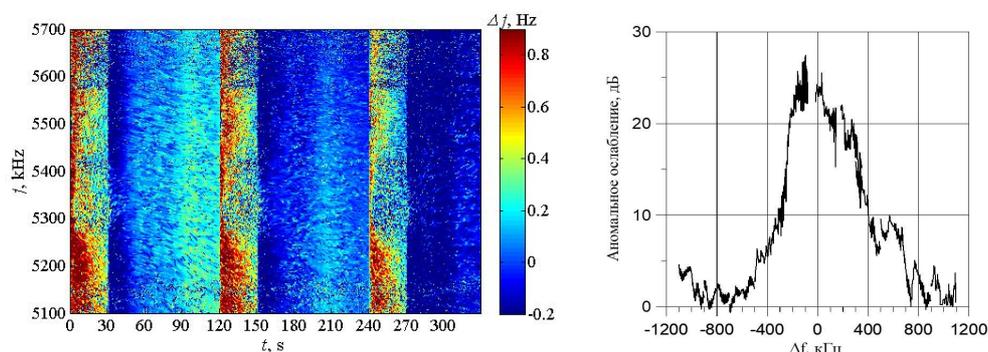


Рис. 1. Доплеровские вариации частоты при широкополосном зондировании. HAARP (Аляска, США), $P_{эфф} = 400$ МВт, $f_0 = 5500$ кГц, 04.06.2014, 15:40 LT (левая панель). Аномальное ослабление пробных радиоволн в возмущенной области ионосферы над стендом HAARP, $P_{эфф} = 400$ МВт, $f_0(\Delta f = 0) = 5450$ кГц, 28.03.2011, 16:45–17:45 LT (правая панель).

Определяя вариации высот отражения пробных волн по измерениям вариаций их фазы, можно отслеживать за модификацией профиля электронной концентрации в области плазменных ре-

зонансов. Величина выдавливания плазмы на уровне отражения волны накачки составляет в экспериментах $\Delta N/N \sim 0.1\%$, увеличиваясь до 1% в области высот верхнегибридного резонанса, характерные масштабы флуктуаций плотности плазмы составляют от 500 м до 5 км. Дифференцирование вариаций высот отражения пробных волн позволяет определять вертикальное поле скоростей движения плазмы, а прием на разнесенные антенны на основе корреляционного анализа дает возможность оценить поле горизонтальных скоростей плазмы для различных частот зондирования (или высот отражения).

2. Измерения амплитуды импульсов позволяют определять распределение величины аномального ослабления зондирующих волн в возмущенной области в широком диапазоне частот. На рис. 1, правая панель, показан пример результатов такого анализа.

3. В условиях квазинепрерывного нагрева плазмы и ее последующего зондирования на стадии релаксации возмущенной области использование коротких импульсов приводит к практически безинерционной генерации плазменных волн и ИРИ в условиях развитой турбулентности и возможности анализа свойств ИРИ по окончании короткого импульса на стадии быстрой релаксации плазменных волн ($\sim 1 - 5$ мс). Измерения на стендах «Сура» и HAARP показывают, что для подобной диагностики необходимо использовать мощные короткие импульсы длительностью 100–200 мкс с периодом 20–200 мс, так как эффективность генерации такого диагностического ИРИ (ДИРИ) падает при уменьшении длительности импульсов. Подобного ограничения нет для вышеописанных доплеровских, амплитудных и корреляционных измерений характеристик широкополосного пробного радиосигнала. На рис. 2 продемонстрированы осциллограммы импульса до нагрева, во время нагрева и после нагрева, а также сигнал ИРИ, генерируемый после первого отражения импульса от ионосферы. На правых панелях рис. 2 приведена динамика

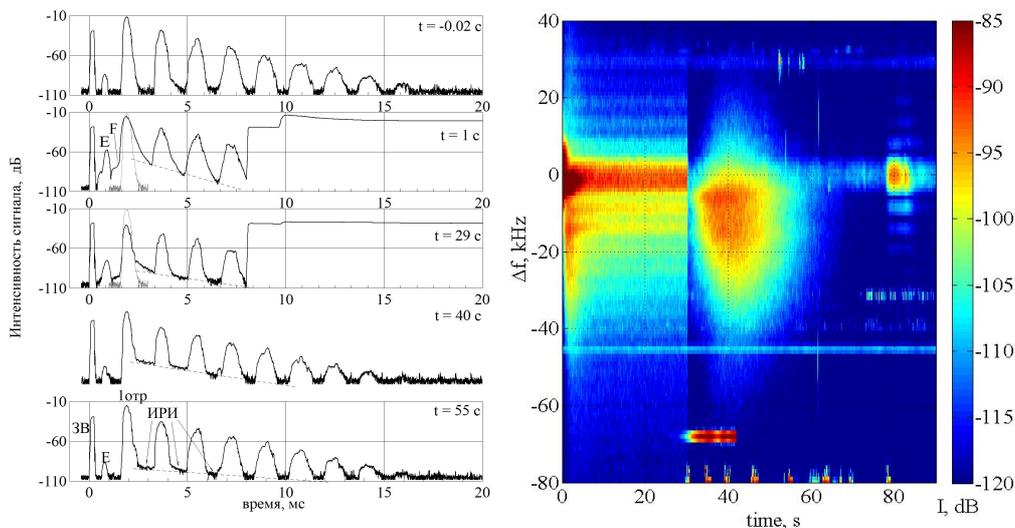


Рис. 2. Пример эволюции импульсного сигнала для разных стадий 30-ти секундного воздействия на ионосферу. На второй и третьей панели сверху на 8 мс виден переход квазинепрерывному нагреву 72-мс импульсами с периодом 100 мс (левые панели). Спектрограмма ДИРИ приведена на правой панели. «Сура», 15 марта 2010 г., 14:00–15:00 мск., $f_0 = 5600$ кГц, $P_{эфф} = 60$ МВт.

стробированной интенсивности ДИРИ, генерируемого на временах между первым и вторым отражением диагностического импульса. Основными характеристиками ДИРИ является наличие overshoot-эффектов при включении и выключении нагрева — формирование характерных динамических максимумов излучения, связываемыми с эволюцией спектра искусственных неоднородностей плотности плазмы.

Спектрограммы ДИРИ при зондировании различных высот возмущенной области представлены на рис. 3. Эволюция ДИРИ для $\tau_i = 200$ мкс определяется временами развития и релаксации неоднородностей. Характерной особенностью динамики ДИРИ для коротких импульсов является обнаружение сильной депрессии интенсивности излучения с последующим ее резким

возрастанием, а также смещение спектра ДИРИ (до 5 кГц) в область меньших частот сразу после выключения мощного непрерывного нагрева ($t > 60$ с). Этот эффект, определяемый интенсивностью неоднородностей, более выражен в измерениях для большей мощности воздействия в случае $f = f_0$ (см. рис. 3), а также для центра возмущенной области по сравнению с ее периферией в случае $f \neq f_0$. Кроме того, задержки в развитии ДИРИ на периферии возмущенной области дают информацию о скоростях вертикального переноса плазменных возмущений.

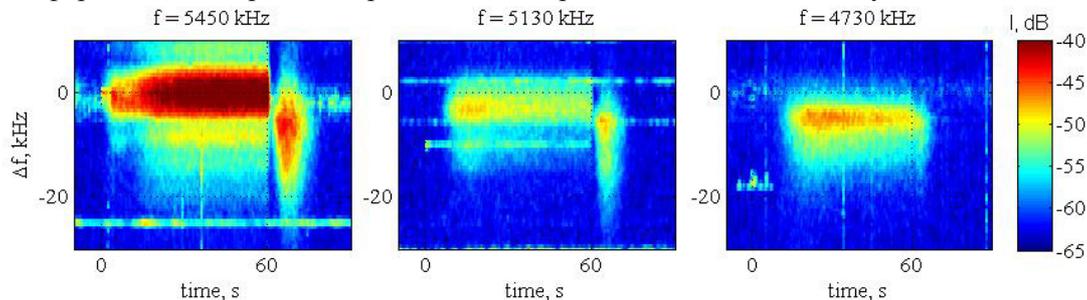


Рис. 3. Спектрограммы ДИРИ, полученные при зондировании различных высот возмущенной области на частотах $f \neq 5600$ кГц. «Сура», $f_0 = 5600$ кГц, 21.05.2004, 19:05–20:00 мск.

Спектральный анализ ДИРИ на стадии релаксации плазменных волн между кратными отражениями дает возможность определять их декременты ($\sim (0.8 - 3)^{-1} 10^3 \cdot \text{с}^{-1}$) и строить спектры излучения в отсутствии собственно сигнала волны накачки, что демонстрируется на рис. 4.

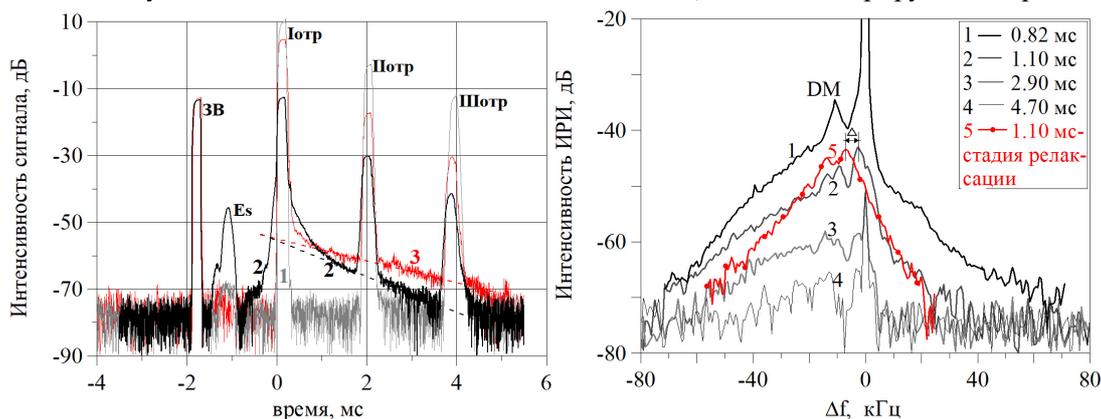


Рис. 4. Левая панель — эволюция 200-мкс импульса до (1, серый), во время (2, черный) и после нагрева (3, красный). Показаны сигнал земной волны, частичное отражение от искусственных периодических неоднородностей слоя E_s и кратные отражения от F -слоя. Правая панель — пример релаксации спектров диагностического ИРИ (2–4) после 200-мкс. Для сопоставления приведены спектр ИРИ (1) на $t = 0.82$ мс нагрева и спектр ДИРИ (5, красный) после нагрева. «Сура», 24.05.2004, 18:00 мск, $P_{\text{эфф}} = 150$ МВт, $f_0 = 5600$ кГц.

4. Исследования рассеяния импульсов на искусственных периодических неоднородностях D - и E -областей ионосферы, пример которого виден на рис. 2 и 4, представлены в работе [1].

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-02-00343).

Список литературы

1. Бахметьева Н. В., Грач С. М., Сергеев Е. Н., Шиндин А. В. Результаты диагностики нижней ионосферы Земли методом создания искусственных периодических неоднородностей в высоких, средних и низких широтах // Труды XXVI Всероссийской открытой научной конференции «Распространение радиоволн». — 2019.

Том II, с. 87–90

УДК: 550.388.2 + 537.874.4

ПРОЯВЛЕНИЕ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ИСКУССТВЕННЫХ ИОНОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ИЗМЕРЕНИЯХ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ МЕТОДАМИ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ И РАДИОПРОСВЕЧИВАНИЯ

Е. Д. Терещенко, Р. Ю. Юрик, С. М. Черняков

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение

«Полярный геофизический институт», 183010, г. Мурманск, ул. Халтурина, 15

E-mail: Roman.Yurik@pgi.ru, smcherniakov@gmail.com

Аннотация. Предложено объяснение наблюдавшегося ранее расхождения в измерениях полного электронного содержания методом некогерентного рассеяния и методом радиопросвечивания влиянием мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей, приводящих к появлению когерентной составляющей в мощности рассеянного сигнала. Приведены теоретическое и экспериментальное подтверждения.

Ключевые слова: искусственные ионосферные неоднородности; ионосфера; некогерентное рассеяние радиоволн; радиопросвечивание.

MANIFESTATION OF SMALL-SCALE ARTIFICIAL IONOSPHERIC IRREGULARITIES IN ELECTRON DENSITY MEASUREMENTS BY THE METHODS OF INCOHERENT SCATTERING AND RADIO SOUNDING

E. D. Tereshchenko, R. Yu. Yurik, S. M. Cherniakov

Abstract. The explanation of the previously observed discrepancies in the measurements of total electron content by the method of incoherent scattering and the method of radio sounding by the influence of small-scale artificial ionospheric irregularities, leading to the occurrence of a coherent component in the power of the scattered signal. Theoretical and experimental confirmations are given.

Keywords: artificial ionospheric irregularities; ionosphere; incoherent scattering of radio waves; radio sounding

Введение

Вопрос корректной интерпретации данных некогерентного рассеяния во время нагрева в случае увеличения значений электронной концентрации на десятки процентов рассматривается в различных работах [1, 2]. При расчете электронной концентрации методом некогерентного рассеяния в этих случаях можно столкнуться с проявлением немаксвелловских или иных подобных механизмов отражения, например, отражения от спутников, метеорных эхо и т. п. Такие же расхождения в определении полного электронного содержания (ПЭС) по данным некогерентного рассеяния и радиопросвечивания ионосферы сигналами навигационных спутников были получены в ходе экспериментов на установках EISCAT в 2013 году [3]. До сих пор вопрос о влиянии искусственных ионосферных неоднородностей на результаты измерений методом некогерентного рассеяния остается открытым и требует дальнейших исследований.

Исследование возможности объяснения наблюдаемого в некоторых экспериментах расхождения в определении полного электронного содержания различными методами, влиянием мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей является целью данного исследования. Для решения этой задачи выполнен анализ флуктуаций сигналов навигационных спутников ГЛОНАСС, регистрировавшихся в ходе нагревных экспериментов на высокоширотной нагревной установке EISCAT/Heating.

Первые наблюдения области нагрева методом радиопросвечивания по сигналам низкоорбитальных и высокоорбитальных навигационных спутников на установках EISCAT/Heating и «Сура» были выполнены начиная с 1998 г. [4–6]. В работе [3] было показано, что навигационные спутники ГЛОНАСС с наклоном 64.8° более подходят для исследования процессов в высоких широтах, чем спутники GPS с наклоном 55° . Это в большей степени относится к экспериментам, проводимым с использованием УВЧ радара некогерентного рассеяния радиоволн (НРР) и

нагревной установки EISCAT/Heating Научной ассоциации EISCAT вблизи г. Тромсе (69.59° с.ш., 19.22° в.д.), по комплексным исследованиям искусственно модифицированной ионосферы, а также процессов генерации и эволюции искусственных ионосферных неоднородностей.

Теоретическое обоснование

При расчёте спектра некогерентно рассеянного сигнала в силу малости тепловых флуктуаций предполагается, что они не вносят вклада в величину средней диэлектрической проницаемости среды. Однако в области, подверженной влиянию мощного возмущающего коротковолнового поля, могут возникать достаточно сильные неоднородности электронной плотности и при описании поля в такой среде нельзя использовать приближение однократного рассеяния, а необходимо учитывать перерассеянные поля. Это приводит к тому, что вместо невозмущенной диэлектрической проницаемости среды в области с неоднородностями нужно использовать некоторую эффективную диэлектрическую проницаемость.

Если обозначим ε — диэлектрическую проницаемость фоновой плазмы, равную приблизительно единице в высокочастотном пределе, то для эффективной диэлектрической проницаемости плазмы с неоднородностями ε_{ef} при рассеянии поля на мелкомасштабных неоднородностях будет справедлива формула [7]:

$$\varepsilon_{ef} = 1 - \frac{1}{3} \langle \delta\varepsilon^2 \rangle (1 - 2ik^3 a^3), \quad (1)$$

где $\langle \dots \rangle$ — означает операцию статистического усреднения, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, a — характерный масштаб неоднородностей, $\delta\varepsilon(\mathbf{r}) = -\frac{4\pi r_e}{k^2} \delta N_i(\mathbf{r})$, $r_e = 2.82 \times 10^{-15}$ м — классический радиус электрона, $\delta N_i(\mathbf{r})$ — флуктуации электронной плотности, генерируемые в ионосфере мощным коротковолновым излучением.

Сравнение мощности некогерентно рассеянного сигнала S_s объемом V с мощностью сигнала S_i , рассеянного объемом с эффективной диэлектрической проницаемостью ε_{ef} , в предположении изотропности турбулентных образований приводит к следующему соотношению

$$R = \frac{S_i}{S_s} = \left(\frac{4\pi}{3} \right)^2 \frac{r_e^2 N^3 V}{k^4} \left(\frac{\langle \delta N_i^2 \rangle}{N^2} \right)^2, \quad (2)$$

где N — фоновая электронная плотность.

Рассмотрим величину этого отношения для условий, типичных для установки EISCAT. Имеем $\lambda = 0.32$ м, $N \sim 2 \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$, $V = 10^{10} \text{ м}^3$. Подставляя эти значения в (2), имеем $R \cong 0.7 \times 10^{11} \left(\frac{\langle \delta N_i^2 \rangle}{N^2} \right)^2$. Отсюда следует, что $R \approx 1$ и потоки равны при $\sqrt{\frac{\langle \delta N_i^2 \rangle}{N^2}} = 2 \times 10^3$ и, при превышении этого значения, преобладающим в сигнале будет влияние рассеяния на неоднородностях.

Описание эксперимента

Некоторым подтверждением высказанной гипотезы о влиянии неоднородностей, генерируемых мощным КВ-полем, на результаты сравнения данных радиопросвечивания и некогерентного рассеяния радиоволн могут служить фазовые флуктуации сигнала ГЛОНАСС, наблюдавшиеся в эксперименте 21 октября 2013 г.

Геомагнитные условия в этот день были спокойными, суточный K_p был равен 2. Нагрев велся в направлении магнитного зенита с наклоном диаграммы направленности нагревной антенны на 12° от зенита к югу в географической плоскости. Во время нагрева эффективно излучаемая мощность нагревной установки была около 200 МВт на частоте 6.2 МГц.

Для исследования изменений электронной плотности были проведены синхронные наблюдения области нагрева с использованием УВЧ радара НРР EISCAT (930 МГц) и сигналов навигационных спутников ГЛОНАСС, регистрировавшихся двухчастотным приемником Махог-GGDT с частотой опроса 1 Гц. Антенна радара НРР следовала за спутником ГЛОНАСС и регистрировала электронную плотность вдоль луча зрения на спутник.

Интерпретация результатов и их анализ

Для простоты и удобства анализа рассмотрим величину разности приведенных фазовых псевдодальностей сигналов спутника ГЛОНАСС (F). При прохождении сигналов через ионосферу F включает две составляющие: составляющую, связанную с плавно меняющейся однородной ионосферой и пропорциональную интегральному содержанию вдоль луча спутник-приемник, и флуктуационную составляющую (ΔF), обусловленную неоднородностями ионосферы. Для анализа ΔF из F удалена низкочастотная составляющая ниже частоты среза $f_c = 0.35$ Гц.

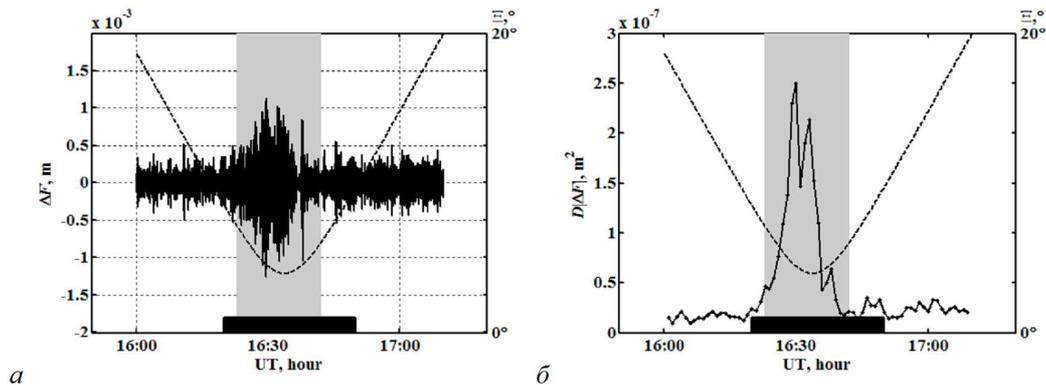


Рис. 1. Флуктуации ΔF (а) и их пространственно-временная дисперсия (б) с 16:00 до 17:10 UT 21 октября 2013 г.

На рис. 1 представлены флуктуации ΔF 21 октября 2013 г. во время нагрева ионосферы с 16:20 UT до 16:50 UT (а) и их пространственно-временная дисперсия (б). Время нагрева на рисунке обозначено черным прямоугольником, серая область в центре рисунка — время пересечения луча зрения приемник-спутник области диаграммы направленности антенной решетки нагревной установки по уровню мощности —3 дБ. Штриховая линия на рисунке отображает угол Ξ между лучом приемник-спутник и магнитным полем Земли на высоте 250 км.

Из рис. 1а видно, что при прохождении радиосигналов через возмущенную область ионосферы, с уменьшением угла между лучом зрения приемник-спутник и магнитным полем, возрастает флуктуации ΔF , достигая значений в 3-4 раза больших по сравнению со значениям вне возмущенной области. Наблюдаемое увеличение флуктуаций может быть объяснено присутствием мелкомасштабных неоднородностей в возмущенной области ионосферы и эффектом ракурсного угла с магнитным полем. Дисперсия флуктуации ΔF (рис. 1б) рассчитана на интервалах длительностью 120 секунд с шагом 60 секунд по всему интервалу измерений.

Из рисунка видно, что дисперсия ΔF значительно увеличена в возмущенной области ионосферы. Следует отметить, что наблюдаемая пространственно-временная вариация дисперсии флуктуации ΔF повторяет вариацию интегрального содержания электронов по данным радара некогерентного рассеяния ([3], рис. 5 и рис. 7).

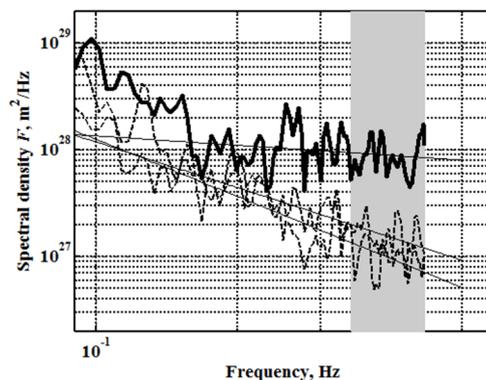


Рис. 2. Спектральная плотность F для 21.10.2013 г. с 16:00 UT до 17:10 UT

Если обратить внимание на спектральную плотность величины F (рис. 2), вне зоны нагрева и в области увеличения дисперсии ΔF , то очевидно различие в форме высокочастотной части этих спектров. На рисунке спектральные плотности величины F , соответствующие интервалам до и после прохождения луча через возмущенную область, изображены штриховыми линиями. Сплошной линией показана спектральная плотность F при прохождении луча через возмущенную область, где наблюдалось значительное увеличение дисперсии ΔF .

Из рисунка 2 видно, что хотя все спектры имеют степенной характер, в случае, соответствующему возмущенной ионосфере, на частотах выше 0.2 Гц наблюдается резкое изменение показателя степени, говорящее о значительном увеличении числа мелкомасштабных неоднородностей.

Заключение

При наблюдениях 21 октября 2013 г. радаром НРР в период искусственной модификации ионосферы отмечен случай резкого увеличения электронной плотности в направлении магнитного зенита, в то время как по наблюдениям спутника ГЛОНАСС увеличения ПЭС не наблюдалось. Основными особенностями поведения ПЭС при непрерывном нагреве ионосферы в направлении магнитного зенита по данным радиопросвечивания явились его уменьшение в центральной зоне диаграммы направленности нагревной антенны, т. е. в направлении магнитного зенита, и повышенные значения на краях зоны нагрева. Это несоответствие можно объяснить генерацией искусственных ионосферных неоднородностей, приводящих к увеличению когерентной составляющей в мощности принимаемого радаром сигнала.

Генерация мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей в области воздействия мощной коротковолновой электромагнитной волны подтверждается наблюдениями сигналов навигационных спутников ГЛОНАСС, согласно которым области резкого увеличения электронной плотности по радарным данным, соответствует область увеличения дисперсии флуктуационной составляющей фазовых измерений сигнала спутника.

Список литературы

1. Lockwood M., Suvanto K., St.-Maurice J. -P., Kikuchi K., Bromage B. J. I., Willis D. M., Crothers S. R., Todd H., Cowley S. W. H. Scattered power from non-thermal, F -region plasma observed by EISCAT – evidence for coherent echoes? // JATP. – 1988. – Vol. 50, No 4/5. – P. 467–485.
2. Wu J., Wu J., Rietveld M. T., Haggstrom I., Zhao H., Xu Z. The behavior of electron density and temperature during ionospheric heating near the fifth electron gyrofrequency // JGR: Space Physics. – 2017. – Vol. 122. – P. 1277–1295.
3. Терещенко Е. Д., Миличенко А. Н., Ритвельд М. Т., Черняков С. М., Швец М. В. Изменение высокоширотной ионосферы при нагреве мощной коротковолновой радиоволной установки EISCAT/Heating по данным сигналов спутника ГЛОНАСС и радара некогерентного рассеяния // Вестник МГТУ. – 2018. – Т. 21, № 1. – С. 170–181.
4. Tereshchenko E. D., Khudukon B. Z., Rietveld M. T., Brekke A. Spatial structure of auroral daytime ionospheric electron density irregularities generated by a powerful HF-wave // Annales Geophysicae – 1998. – Vol. 16, No 7. – P. 812–820.
5. Терещенко Е. Д., Миличенко А. Н., Фролов В. Л., Юрик Р. Ю. Наблюдение эффекта магнитного зенита с использованием сигналов спутников GPS/ГЛОНАСС // Изв. вузов. Радиофизика. – 2008. – Т. 51, № 11. – С. 934–938.
6. Kunitsyn V. E., Padokhin A. M., Andreeva E. S., Frolov V. L., Komrakov G. P., Blagoveshchenskaya N. F., Rietveld M. T. GPS-TEC variations, generated in midlatitude and highlatitude ionosphere by powerful HF-heating // XXXth URSI General Assembly and Scientific Symposium, 13-20 August 2011, Istanbul, Turkey. – 2011. – P. 1–4.
7. Басс Ф. Г., Брауде С. Я., Канер Э. А., Мень А. В. Флуктуации электромагнитных волн в тропосфере при наличии поверхности раздела // УФН. – 1961. – Т. LXXIII, вып. 1. – С. 89–119.

Том II, с. 91-95

УДК: 504.3 + 533.1 + 533.9

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ ПРИ МОДИФИКАЦИИ ИОНОСФЕРЫ МОЩНЫМИ КВ РАДИОВОЛНАМИ

А. В. Троицкий, В. Л. Фролов, А. В. Востоков, И. В. Ракуть

*Научно-исследовательский радиофизический институт ННГУ им. Н. И. Лобачевского,
603950, г. Нижний Новгород, ул. Б.-Печерская 25/12а*

E-mail: avtroitsky@yandex.ru

Аннотация. Обсуждаются результаты выполненных в последние годы на стенде СУРА экспериментальных исследований свойств ридберговского излучения атомов и молекул нейтральной компоненты атмосферы Земли на ионосферных высотах при модификации верхней ионосферы мощным КВ радиоизлучением.

Ключевые слова: модификация ионосферы мощными КВ радиоволнами; ридберговское радиоизлучение; нейтральная атмосфера

RADIO EMISSION OF RIDBERG ATOMS OF THE EARTH'S UPPER ATMOSPHERE DURING MODIFICATION OF THE IONOSPHERE BY POWERFUL HF RADIO WAVES

A. V. Troitsky, V. L. Frolov, A. V. Vostokov, I. V. Rakut

Abstract. The results of experimental studies of the properties of Rydberg radiation of atoms and molecules of the neutral component of the Earth's atmosphere at ionospheric altitudes, carried out in recent years when the ionosphere was modified by the high-power HF radio waves, are discussed.

Keywords: modification of the ionosphere by powerful HF radio waves; Rydberg radiation; neutral atmosphere

Ридберговские атомы в ионосферной плазме

Ридберговскими называются такие высоковозбуждённые состояния атомов и молекул, которые расположены вблизи порога ионизации и характеризуются бесконечной последовательностью энергетических уровней, сходящихся к энергии ионизации. Ридберговские атомы и молекулы обладают одним высоковозбуждённым слабосвязанным электроном. При экстремально большом возбуждении атом (молекула) может рассматриваться как макроскопический объект, т. к. при $n = 1000$ его размер, определяемый радиусом орбиты электрона, равен $r_n \approx 10^{-8} \cdot n^2 \approx 10^{-2}$ см. При этом, ридберговский атом (молекула) может быть представлена как положительно заряженный ионный остов и ридберговский электрон, причём для многих задач остов можно считать точечным положительным зарядом, а в качестве модели ридберговского атома рассматривать водородоподобный атом. В такой модели энергии ридберговских состояний изолированного атома, отсчитанные от энергии ионизации, определяются формулой Ридберга:

$$E_n = R \left(1 - \frac{m_e}{M}\right) \cdot (n - \delta)^{-2}, \quad (1)$$

где $R = 13.6058$ эВ — постоянная Ридберга, m_e — масса электрона, M — масса ядра, δ — квантовый дефект заряда ядра, вклад которого при больших n пренебрежимо мал. Ридберговские состояния метастабильны: время жизни ридберговского атома для $n = 1000$ составляет $\tau_n \approx 10^{-8} \cdot n^3 \approx 10$ с.

Частота переходов между ридберговскими уровнями $m \rightarrow n$ определяется выражением:

$$\nu_n = R_\nu \left(1 - \frac{m_e}{M}\right) \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right), \quad (2)$$

где $R_\nu = 3.289842 \cdot 10^{15}$ Гц. Из (2) следует, что переходы между соседними состояниями $(n + 1) \rightarrow n$ отвечают частотам излучения радиоволн $\nu_n \approx 2R_\nu n^{-3}$, которые лежат в субмиллиметровом и миллиметровом диапазонах при $n \approx 25 \div 60$, в сантиметровом — при $n \approx 60 \div 130$ и дециметровом — при $n \approx 130 \div 280$. Особо следует отметить, что расстояние между соседними ридберговскими линиями $\Delta\nu_n$ составляет в сантиметровом диапазоне $\Delta\nu_n 103 \approx 170$ МГц, в дециметровом — $\Delta\nu_n 221 \approx 8$ МГц, а в метровом диапазоне при $n > 300$, с учётом различных факторов уширения линии (соударения, эффекты Доплера, Зеемана и др.), спектр излучения становится практически сплошным.

Отметим, что концентрация нейтральных атомов и молекул (N_2 , O_2 и O) в F -слое ионосферы $N_a \approx 10^9$ см $^{-3}$, что соответствует расстоянию между ними $\sim 10^{-2}$ см. Эта величина сопоставима с размерами ридберговских атомов и молекул при $n > 700$. В этом случае их орбиты начинают соприкасаться, что приводит к значительному усилению столкновительных и радиационных взаимодействий между ними, которые играют большую роль в физико-химических процессах в атмосфере Земли.

Основные естественные механизмы образования ридберговских состояний на высотах ионосферы включают в себя процессы фотовозбуждения при поглощении солнечного жёсткого ультрафиолетового излучения, возбуждения при столкновении с атомами и молекулами атмосферы энергичных электронов солнечных вспышек, и электронов, высыпаящихся из радиационных поясов Земли при сильных геомагнитных возмущениях, диссоциативное возбуждение [1–3]. Поскольку потенциал ионизации основных атомов и молекул атмосферы на ионосферных высотах N_2 , O_2 , O равен соответственно 15.5, 12.2 и 13.62 эВ, что много меньше энергии указанных процессов, последние вполне могут возбудить атомы и молекулы вплоть до предионизационных уровней и даже ионизировать их. Далее, в процессе спонтанного перехода ридберговских атомов и молекул в нижнее состояние излучается широкий спектр электромагнитных волн от радиоволн до ультрафиолетового излучения. Впервые такой тип излучения был обнаружен в работах [2, 3]. Согласно экспериментальным данным [2, 3], интенсивность этого излучения в дециметровом диапазоне длин волн сопоставима или даже превосходит типичные уровни всплесков радиоизлучения Солнца во время солнечных вспышек.

Микроволновая составляющая ридберговского излучения практически без потерь достигает тропосферы, где может влиять на погодно-климатические процессы, а именно — на механизмы конденсации водяного пара в атмосфере и образование водных кластеров (конденсационно-кластерный механизм) [4, 5].

Методика и результаты измерений

В настоящей работе рассматривается искусственный механизм образования ридберговских состояний на высотах ионосферы Земли через воздействие мощными КВ радиоволнами на плазму F -слоя ионосферы (высоты 200 ÷ 300 км). В его основе лежит модификация ионосферной плазмы мощными радиоволнами O -поляризации, когда вблизи высоты их отражения развиваются различные плазменные неустойчивости, приводящие к возбуждению интенсивной плазменной турбулентности, что, в конечном итоге, приводит к сильному разогреву плазмы, а также к ускорению фоновых электронов до энергий 5 ÷ 30 эВ [6]. Эти ускоренные электроны имеют энергию выше потенциала ионизации N_2 , O_2 , O и, соударяясь с ними, могут перевести их в высоковозбуждённое ридберговское состояние или вызвать дополнительную искусственную ионизацию атмосферы. На следующем этапе, как и в рассмотренном выше естественном механизме, происходят спонтанные переходы в нижние энергетические состояния с излучением широкого спектра электромагнитных волн.

Исследование характеристик СВЧ излучения, формирующегося на ионосферных высотах при модификации ионосферы мощными КВ радиоволнами, излучаемыми среднеширотным нагревным стендом СУРА (НИРФИ ННГУ, Нижний Новгород), проводилось в 2014 ÷ 2018 гг. Стенд излучал волны O -поляризации на частотах в диапазоне 4.3 ÷ 6.8 МГц, как правило, в режиме [10 ÷ 15 мин — излучение, 10 ÷ 15 мин — пауза] с эффективной мощностью 80 ÷ 180 МВт, которая увеличивается с ростом частоты волны накачки (ВН). Ширина диаграммы направленно-

сти антенны стенда СУРА, которая имеет размеры $300 \text{ м} \times 300 \text{ м}$, составляет $\sim 14^\circ$ на частотах ВН $\sim 5 \text{ МГц}$.

Измерения интенсивности СВЧ радиоизлучения ионосферы проводилось с помощью спектральных радиометрических приёмников модуляционного типа (радиометров) дециметрового диапазона волн на частотах $f_1 = 1-2 \text{ ГГц}$ и $f_2 = 574 \text{ МГц}$. Приёмный комплекс во время измерений размещался на территории стенда СУРА. Приём радиоизлучений осуществлялся на антенны рупорного и параболического типов с шириной диаграммы направленности 14° на f_1 и $\sim 35^\circ$ на f_2 . Пространственная ориентация диаграмм направленности антенн радиометров и стенда СУРА совпала.

На рис. 1 представлен пример записи интенсивности радиоизлучения атмосферы (в масштабе яркостных температур) в полосе спектрального канала $f = 1450 \pm 8 \text{ МГц}$, которому соответствует частота $\nu_n = 1451.5 \text{ МГц}$ перехода между ридберговскими состояниями $\{m = 166 \rightarrow n = 165\}$. Волна накачки излучалась на частоте $f_{\text{ВН}} = 4300 \text{ кГц}$ в режиме [10 мин – излучение, 10 мин – пауза].

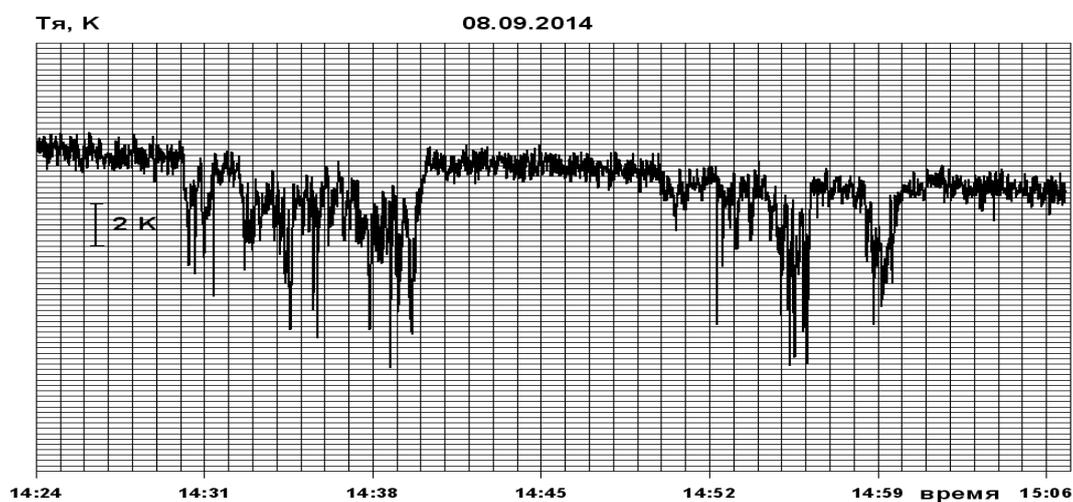


Рис. 1. Интенсивность радиоизлучения атмосферы (в масштабе яркостных температур) в полосе спектрального канала $f = 1450 \pm 8 \text{ МГц}$.

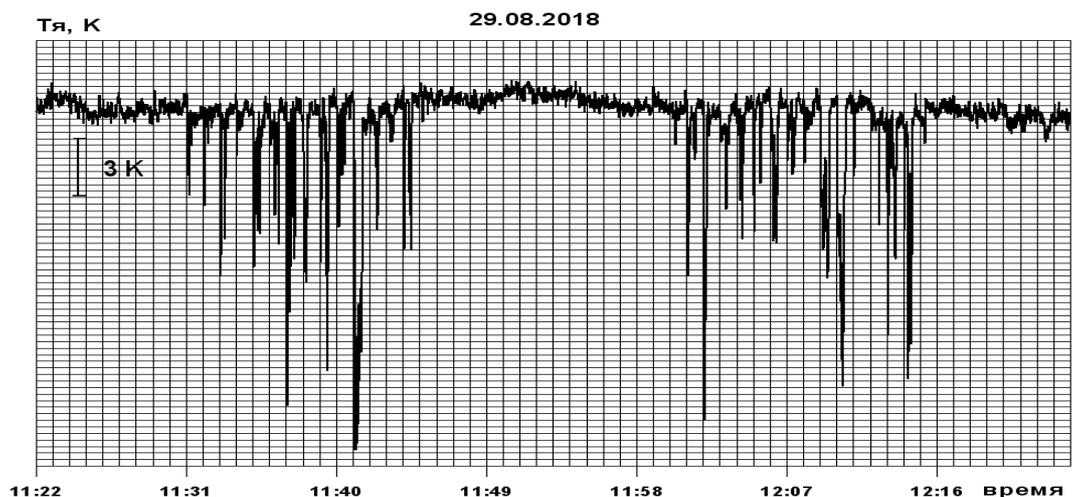


Рис. 2. Интенсивность радиоизлучения атмосферы в полосе спектрального канала $f = 574 \pm 3 \text{ МГц}$.

На рис. 2 приведена типичная запись измерения интенсивности радиоизлучения атмосферы в полосе спектрального канала $f = 574 \pm 3$ МГц, которому соответствует частота $\nu_n = 573.81$ МГц перехода между ридберговскими состояниями $\{m = 226 \rightarrow n = 225\}$. Волна накачки излучалась на частоте $f_{ВН} = 4300$ кГц в режиме [14 мин – излучение (по схеме 30 с – вкл., 30 с – выкл.), 16 мин – пауза].

За период исследований всего было выполнено 11 циклов воздействия мощным КВ радиоизлучением стенда СУРА на ионосферу. В 7 циклах зарегистрировано ридберговское излучение атомов и молекул верхней атмосферы в дециметровом диапазоне волн с пиковой интенсивностью от $\Delta T_y \approx 10$ К до $\Delta T_y \approx 40$ К. Эти значения хорошо согласуются с полученными в работах [2, 2] результатами измерения интенсивности естественного спорадического излучения ионосферы во время солнечных вспышек и почти в 30 раз превышает результаты измерений интенсивности искусственного радиоизлучения ионосферы в дециметровом диапазоне длин волн, зарегистрированного в работе [7].

На рис. 3 приведён нормированный спектр интенсивности радиоизлучения атмосферы в диапазоне частот $1350 \div 1500$ МГц с разрешением 15 МГц, полученный 02.04.2015 г. при воздействии на ионосферу мощным радиоизлучением стенда СУРА на частоте волны накачки $f_{ВН} = 6720$ кГц. В спектре хорошо различаются два спектральных максимума, совпадающие с частотами переходов между ридберговскими состояниями $\{m = 169 \rightarrow n = 168\}$ с $\nu_n = 1375.35$ МГц и $\{m = 166 \rightarrow n = 165\}$ с $\nu_n = 1451.5$ МГц. Отметим, что в исследуемом диапазоне частот расположены 5 ридберговских линий. Отсутствие выраженных спектральных особенностей для трёх других линий можно объяснить меньшим количеством ридберговских атомов и молекул на данных уровнях, а также вероятностью переходов не только на соседний уровень, но и на любой другой нижележащий уровень с излучением на более высокой частоте, не попадающей в полосу приёмника.

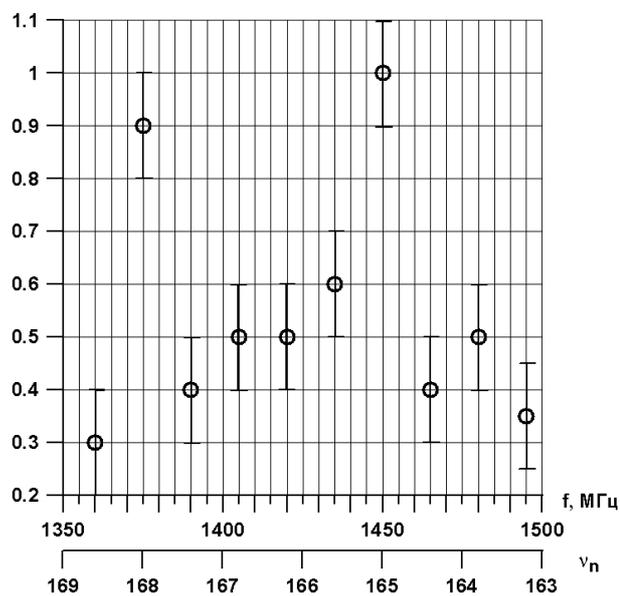


Рис. 3. Нормированный спектр интенсивности радиоизлучения атмосферы в диапазоне частот $1350 \div 1500$ МГц с разрешением 15 МГц.

Заключение

Результаты выполненных исследований доказывают действенность механизма образования высоковозбуждённых ридберговских состояний атомов и молекул в ионосфере при её модификации мощными КВ радиоволнами, а также на существование ридберговского канала генерации радиоизлучения на ионосферных высотах, по интенсивности сравнимого с радиоизлучением, генерируемым при солнечных вспышках. Микроволновое излучение такого высокого уровня способно запустить конденсационно-кластерный механизм воздействия на погоднo-климатические процессы. Таким образом, обнаружен новый канал воздействия на нейтральную атмосферу ускоренных электронов через возбуждение на ионосферных высотах ридберговских состояний нейтральных атомов и молекул.

Благодарности

Исследования выполнялись при финансовой поддержке Минобрнауки (грант № 3.1844.2017/4.6).

Список литературы

1. Авакян С. В., Серова А. Е., Воронин Н. А. Роль ридберговских атомов и молекул в верхней атмосфере // Геомагнетизм и аэрномия. — 1997. — Т. 37, № 3. — С. 99.
2. Троицкий В. С. и др. Поиск спорадического радиоизлучения из космоса на сантиметровых и дециметровых волнах. // Изв. Вузов. Радиофизика. — 1973. — Т. 16, № 3. — С. 323.
3. Бондарь Л. Н., Стержнева К. М., Троицкий В. С. Спорадическое радиоизлучение фона, солнечная активность и полярные сияния. // *Астрономический вестник*. — 1975. — Т. 9, № 4. — С. 210.
4. Авакян С. В., Воронин Н. А. О возможном физическом механизме воздействия солнечной и геомагнитной активности на явления в нижней атмосфере. // *Исследование Земли из космоса*, 2007. № 2, с. 28.
5. Авакян С. В., Троицкий А. В., Черноус С. А. Управление погодой и проблемы безопасности. // Труды 17-ой Всесоюзной научно-технической конференции «Актуальные вопросы защиты и безопасности». С.-Петербург, 2-3 апреля 2014 г. — С. 116.
6. Гуревич А. В. Нелинейные явления в ионосфере. // *УФН*. — 2007. — Т. 177, № 11. — С. 1145–1177.
7. Grach S. M., Fridman V. M., Lifshits L. M. et al. UHF electromagnetic emission stimulated by HF pumping of the ionosphere. // *Ann. Geophysikae*. — 2002. — Vol. 20, No. 10. — P. 1687.

Том II, с. 96–100

УДК: 550.3 + 530.182 + 533.951

ВЫСЫПАНИЯ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА ЗЕМЛИ ПРИ МОДИФИКАЦИИ ИОНОСФЕРЫ МОЩНЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ СТЕНДА СУРА

В. Л. Фролов^{1,2}, И. А. Болотин¹, А. О. Рябов¹, А. Д. Акчурин²

¹Научно-исследовательский радиофизический институт ННГУ им. Н. И. Лобачевского,
603950, г. Нижний Новгород, ул. Б.-Печерская 25/12а

E-mail: frolov@nirfi.unn.ru

²Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

E-mail: Adel.Akchurin@kpfu.ru

Аннотация. Проанализированы свойства высыпаний энергичных электронов из радиационного пояса Земли при модификации $F2$ -области ионосферы мощными КВ радиоволнами. Определены условия появления высыпаний. Установлено, что область высыпаний вытянута вдоль геомагнитного меридиана на расстояние до 1100 км; размеры области в поперечном направлении составляют до 400 км. Предполагается, что механизм стимуляции высыпаний определяется взаимодействием энергичных электронов с ОНЧ излучениями, которые генерируются в области взаимодействия волны накачки с плазмой через возбуждение нижнегибридных плазменных колебаний и их рассеяние на мелкомасштабных неоднородностях плотности плазмы.

Ключевые слова: энергичные электроны; плазменные волны; модификация ионосферной плазмы мощными радиоволнами; взаимодействие электромагнитных волн с плазмой

PRECIPITATION OF ENERGETIC ELECTROS FROM THE EARTH' RADIATION BELT BY THE MODIFICATION OF THE IONOSPHERE USING POWERFUL RADIO WAVES RADIATED BY THE SURА HEATING FACILITY

V. L. Frolov, I. A. Bolotin, O. A. Ryabov, A. D. Akchurin

Abstract. Features of energetic electrons, precipitated from a Earth's radiation belt due to ionosphere $F2$ region modification by means of powerful radio waves radiated by the SURА heating facility, have been analyzed. The conditions for the appearance of such precipitations were determined. It has been established that the precipitation region is elongated along the geomagnetic meridian to a distance of up to 1100 km; dimension of the region in the transverse direction is up to 400 km. It is assumed that the mechanism of stimulation of precipitation is determined by the interaction of energetic electrons with VLF electromagnetic waves, which are generated in the region of interaction of the pump wave with ionospheric plasma by means of excitation of lower hybrid plasma oscillations and their scattering from small-scale plasma density irregularities.

Keywords: energetic electrons; plasma waves; modification of the ionosphere plasma by powerful radio waves; interaction of electromagnetic waves with plasma

Введение

Модификация $F2$ -области ионосферы мощными КВ радиоволнами обыкновенной поляризации приводит к развитию в ней разного рода нелинейных явлений и плазменных неустойчивостей. Это вызывает генерацию вблизи высоты отражения волны накачки (ВН) высокочастотной и низкочастотной плазменной турбулентности, сильный разогрев плазмы, ускорение электронов до сверхтепловых энергий, генерация электрических полей и токов, изменение формы профиля плазмы и др. Также это приводит к модификации ионосферно-магнитосферных связей, вызывающая высыпания энергичных электронов из радиационного пояса Земли. Первые результаты, прямо подтверждающие возможность стимуляции высыпаний энергичных электронов с энергиями $E \approx 100$ кэВ в среднеширотной ионосфере, были получены на стенде СУРА во время эксперимента, выполненного 12 мая 2008 г. [1]. В докладе представлены результаты исследований по стимуляции высыпаний энергичных электронов из радиационного пояса Земли при модификации

среднеширотной ионосферы мощными КВ радиоволнами O -поляризации, непрерывно излучаемыми станцией СУРА, и влияние этих электронов на нижние слои ионосферы. Эти исследования основаны на выполненных в 2005–2010 гг. экспериментах по программе СУРА-DEMETER [2]. Модификация ионосферы выполнялась с помощью нагревного стенда СУРА, данные об энергичных электронах получались с помощью спектрометра IDP, установленного на борту французского ИСЗ DEMETER, который мог измерять энергию и поток электронов в диапазоне энергий 70 кэВ – 2.5 МэВ.

Выполненные эксперименты и полученные в них результаты

I. Характеристики естественных высыпаний на долготе стенда СУРА.

Для разделения искусственных и естественных высыпаний энергичных электронов вблизи стенда СУРА были отобраны и проанализированы результаты измерений потоков энергичных электронов в условиях отсутствия воздействия мощным КВ радиоизлучением на $F2$ -область ионосферы. Это позволило установить, что высыпания энергичных электронов вблизи стенда СУРА (широта на высоте измерений ~ 660 км составляет 54.6°N) регистрируются при повышенной геомагнитной активности с индексом $AE \geq 500$ нТ и не опускается ниже широт $62\text{--}65^\circ\text{N}$ при низком уровне активности с $AE \leq 200$ нТ.

II. Характеристики искусственных высыпаний на средних широтах.

Выполненные эксперименты позволяют заключить, что стимулированные модификацией ионосферы искусственные высыпания энергичных электронов не регистрировались, когда не выполнялись условия генерации интенсивных плазменных возмущений вблизи высоты отражения ВН (это: при нагреве «на просвет» или даже в условиях $f_{\text{ВН}} \cong f_o F2$, на частоте ВН более чем на 1 МГц ниже $f_o F2$, при низких мощностях ВН $P_{\text{эфф}} \leq 40$ МВт, при коротких (несколько минут) временах нагрева, при наличии спорадического E -слоя, экранирующего $F2$ -область ионосферы). Эти условия полностью соответствуют требованиям генерации интенсивной

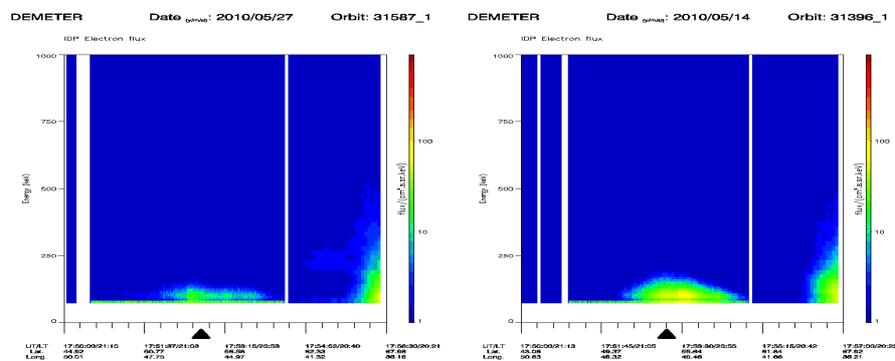


Рис. 1. Спектральные характеристики высыпающих энергичных электронов в присутствии дукта плотности плазмы (панель слева) и при его отсутствии (панель справа).

искусственной ионосферной турбулентности и генерации дактов с повышенной плотностью плазмы на высотах внешней ионосферы [2], хотя выполнение этих условий не является достаточным для стимуляции искусственных высыпаний, например, когда геомагнитные условия перед измерениями оставались длительное время спокойными и в радиационном поясе отсутствовали энергичные электроны. Примеры искусственных высыпаний приведены на рис. 1, где на панели слева показаны высыпания в присутствии дукта с увеличенной плотностью плазмы, а на панели справа — интенсивные высыпания, когда дукт плотности не регистрировался. Видно, что присутствие дукта приводит к увеличению как энергии высыпающих электронов, так и их потока.

Результаты выполненных измерений позволяют сформулировать признаки искусственного характера высыпаний энергичных электронов из радиационного пояса Земли, наблюдающихся при модификации ионосферы мощными КВ радиоволнами в поздние вечерние и предполуночные

ные часы. Это: 1) максимум интенсивности высыпаний наблюдается внутри возмущённой магнитной силовой трубки (особенно при наличии дакта с увеличенной плотностью плазмы) или вблизи неё; 2) в плоскости геомагнитного меридиана интенсивность высыпаний плавно уменьшается в направлении к северу, простираясь до области авроральных широт, и значительно более резко к югу; 3) энергия высыпающихся электронов в среднем составляет ~ 100 кэВ; 4) высыпания наблюдаются, когда эффективная мощность излучения ВЧ превышает 40 МВт и имеет место эффективное взаимодействие мощной радиоволны с плазмой F_2 -слоя ионосферы. Выполненные исследования позволили установить, что зона стимулированных модификацией ионосферы высыпаний энергичных электронов имеет пространственные размеры ~ 1100 км вдоль геомагнитного меридиана до 400 км поперёк его с большей её протяжённостью на север от станда.

III. Ионизация ионосферной плазмы энергичными электронами.

Представленные в докладе результаты ясно демонстрируют, что модификация среднеширотной ионосферы мощными КВ радиоволнами в поздние вечерние и предполуночные часы в определённых условиях стимулирует интенсивные высыпания электронов с энергиями $E \approx 100$ кэВ из радиационного пояса Земли в большой зоне пространства около нагревного станда. Такие электроны способны вызывать дополнительную ионизацию плазмы на высотах её D - и E -областей ($h \approx 70$ – 130 км), что приводит к увеличению поглощения радиоволн на этих высотах. Изменение величины поглощения достаточно легко детектируется в экспериментах и может служить диагностическим признаком появления высыпаний энергичных электронов из радиационного пояса Земли. Ясно, что в отличие от спутниковых измерений, регистрация этого эффекта позволяет получить информацию об условиях появления высыпаний, характерных временах их роста и исчезновения и, следовательно, давать важные сведения о его природе.

Регистрация влияния стимулированных работой станда СУРА высыпаний на характеристики ионосферы была выполнена с помощью ионосферной станции вертикального зондирования, расположенной вблизи г. Казани на расстоянии 170 км от станда. Этот ионозонд имеет возможность получать ионограммы с периодичностью 1 мин. К сожалению, во время миссии ИСЗ DEMETER ионозонд в режиме 1 ионограмма в минуту не работал. Поэтому для демонстрации наблюдаемых вариаций характеристик ионограмм были взяты результаты экспериментов 19–28 марта 2014 г., когда измерения проводились в спокойных геомагнитных условиях в вечернее и предполуночное время суток, хорошо отвечающих условиям проведения экспериментов с ИСЗ DEMETER. На рис. 2 представлены результаты измерений интенсивности (I) отражённого от ионосферы сигнала ионозонда для X -моды зондирования на частоте ~ 1.7 МГц. Эксперимент выполнялся 24 марта 2014 г. с 19:58 мск до 20:57 мск. На рисунке показаны изменения I в течении двух циклов излучения ВЧ в режиме [15 мин — излучение, 15 мин — пауза] с интервалами нагрева 19:58–20:13 мск и 20:28–20:43 мск. Для этих измерений время $T = 19:58$ мск соответствует первому включению станда СУРА после длительного перерыва в его работе и отвечает времени $t = 0$ на рис. 2.

Из представленных на рис. 2 данных можно заключить, что характер изменения интенсивности зондирующего сигнала существенно зависит от предыстории модификации ионосферы:

- в первом импульсе нагрева после длительной паузы подавление интенсивности зондирующего сигнала появляется только через 12 мин после включения ВЧ, однако оно начинает развиваться практически сразу после включения второго её импульса;

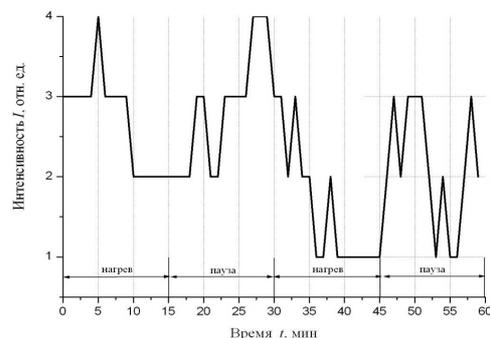


Рис. 2. Вариации интенсивности отражённого от ионосферы зондирующего сигнала ионозонда для X -моды зондирования на частоте ~ 1.7 МГц, зарегистрированные в двух первых циклах излучения ВЧ в режиме [15 мин — излучение, 15 мин — пауза].

- уменьшение интенсивности отражённого от ионосферы сигнала во время первого импульса заметно меньше, чем во время второго его включения;
- после первого импульса ВН восстановление интенсивности сигнала длилось около 5–10 мин и составляло только 2–4 мин для её второго импульса.

По другим результатам этой серии измерений можно заключить, что для 3-его, 4-ого и следующих импульсов включения мощной радиоволны такая чёткая корреляция подавления интенсивности зондирующего сигнала с включением мощной радиоволны чаще всего нарушается: сигнал мог иметь малую интенсивность или, наоборот, свой максимум как во время излучения мощной радиоволны, так и во время паузы нагрева. Это указывает на существование эффекта накопления от разных циклов воздействия, которое особенно сильно проявляется при коротких временах излучения ВН и временах паузы. Поэтому для подобного рода исследований пауза в 15 мин между импульсами излучения ВН может оказаться слишком короткой, чтобы избежать сложения эффектов последствия и накопления.

Заключение

Выполненные исследования показали, что искусственные высыпания энергичных электронов в ионосферу появляются через 5–10 мин после включения ВН и исчезают через 5–15 мин после её выключения, где большие времена отвечают условию «холодного старта» начала нагрева плазмы после длительной паузы её излучения. Величина потоков энергичных электронов с $E \approx 100$ кэВ в среднем составляет $F \approx 10\text{--}100$ эл/ (см² · с · стер · кэВ). Область высыпаний вдоль геомагнитного меридиана имеет размеры до 900 км к северу от стенда и до 400 км к югу от него; размер области высыпаний в ортогональном к меридиану направлении может составлять до 400 км. Полученные экспериментальные данные позволяют оценить полную мощность, вносимую высыпающимися электронами в ионосферу как (60–600) кВт, что сравнимо или даже несколько больше мощности, генерируемой передатчиками нагревного стенда.

Считается, что эффективным механизмом стимулирования высыпаний энергичных электронов из радиационного пояса Земли является их взаимодействие с ОНЧ радиоволнами (вистлерами). В случае излучения ВН в режиме «несущая», как в нашем случае, механизм генерации ОНЧ волн может быть следующим. Согласно [3], в области взаимодействия ВН с плазмой генерируются нижнегибридные волны. Рассеиваясь на мелкомасштабных неоднородностях, они могут трансформироваться в ОНЧ волны, занимающих диапазон частот от нескольких килогерц до 15–20 кГц, которые покидают область резонансного взаимодействия ВН с плазмой и вдоль силовых линий геомагнитного поля уходят в магнитосферу.

Благодарности

Исследования Фролова В. Л. выполнялись при финансовой поддержке Минобрнауки (грант № 3.1844.2017/4.6). Исследования Болотина И. А. выполнялись при поддержке РФФИ (грант № 17-05-00475). Исследования Рябова А. О. выполнялись при поддержке РФФИ (грант № 19-52-15007). Работа в части использования ионозонда «Циклон» выполнялась Акчуриным А. Д. и Фроловым В. Л. за счёт средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки КФУ в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров.

Список литературы

1. Марков Г. А., Белов А. С., Фролов В. Л. и др. Возбуждение магнитосферного мазера воздействием на ионосферу Земли мощным КВ-радиоизлучением наземного передатчика // ЖЭТФ. — 2010. — Т. 138, вып. 6(12). — С. 1037–1042.
2. Фролов В. Л., Рапопорт В. О., Шорохова Е. А. и др. Характеристики электромагнитных и плазменных возмущений, индуцируемых на высотах внешней ионосферы Земли при модификации F2-области мощным КВ радиоизлучением стенда СУРА // Изв. вузов. Радиофизика. — 2016. — Т. 59, № 3. — С. 198–222.
3. Vartanyan A., Milikh G. M., Eliasson B. et al. Generation of whistler waves by continuous HF heating of the upper ionosphere. // Radio Sci. — 2016. — Vol. 51. — P. 1188–1198, doi:10.1002/2015RS005892.

Том II, с. 100–103

УДК: 550.3 + 530.182 + 533.951

ВЫСОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДАКТОВ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ

В. Л. Фролов^{1,2}, И. А. Болотин¹, А. О. Рябов¹, Е. А. Шорохова¹, Е. С. Андреева³,
А. М. Падохин³

¹Научно-исследовательский радиофизический институт ННГУ им. Н. И. Лобачевского, 603950,
г. Нижний Новгород, ул. Б.-Печерская 25/12а

E-mail: frolov@nirfi.unn.ru

²Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

³Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119991, г. Москва,
Ленинские горы, д. 1. Физический факультет МГУ

E-mail: padokhin@physics.msu.ru

Аннотация. Представлены результаты измерений пространственных характеристик дактов плотности плазмы, формирующихся на высотах внешней ионосферы при модификации $F2$ -области мощными КВ радиоволнами. Установлено, что дакты регистрируются, начиная с высот ~ 500 км, что относительная величина вариаций плотности плазмы в них слабо зависит от высоты для $h \approx 500$ –800 км и что их поперечный размер по отношению к линиям геомагнитного поля увеличивается с ростом высоты.

Ключевые слова: модификация ионосферной плазмы мощными радиоволнами; дакты плотности плазмы; спутниковые измерения; радиотомография

ALTITUDE FEATURES OF PLASMA DENSITY DUCTS

V. L. Frolov, I. A. Bolotin, O. A. Ryabov, E. A. Schrokhova, E. S. Andreeva,
A. M. Padokhin

Abstract. The results of measurements of the spatial characteristics of plasma density ducts formed at the heights of the external ionosphere, when the $F2$ region is modified by high-power HF radio waves, are presented. It is found that such ducts are registered at heights higher than ~ 500 km, the relative magnitude of plasma density variations in them is weakly dependent on altitude for $h \approx 500$ –800 km, and their transverse size with respect to geomagnetic field lines increases with altitude.

Keywords: modification of the ionosphere plasma by powerful radio waves; plasma density ducts; satellite measurements; radio tomography

Введение

Модификация $F2$ -области ионосферы мощными КВ радиоволнами обыкновенной поляризации приводит к развитию в ней разного рода нелинейных явлений и плазменных неустойчивостей. Это вызывает генерацию вблизи высоты отражения волны накачки (ВН) высокочастотной и низкочастотной плазменной турбулентности, сильный разогрев плазмы, ускорение электронов до сверхтепловых энергий, генерацию электрических полей и токов, изменение формы профиля плазмы и др. Одним из результатов модификации $F2$ -области ионосферы является генерация на высотах внешней ионосферы дактов с увеличенной плотностью плазмы [1–3]. Модель формирования дактов за счёт выноса плазмы вдоль силовых линий геомагнитного поля из сильно разогретой области ионосферы, где происходит резонансное взаимодействие мощной радиоволны с плазмой, рассматривалась, например, в [4].

Одной из важных характеристик таких дактов является высотная зависимость плотности плазмы в них и их размеров относительно линий геомагнитного поля. До настоящего времени эти параметры получались, в основном, с помощью спутниковых измерений на высоте орбиты ИСЗ [1–3], которые не давали всей требуемой информации, поскольку пересечение спутником возмущённой магнитной силовой трубки происходит достаточно редко из-за малого (~ 100 км) поперечного размера трубки (дакта) [1]; также разные ИСЗ пересекают дакт в разное время суток

и на разных высотах, привнося суточную и высотную зависимости исследуемых характеристик в результаты измерений.

В докладе представлены результаты исследований характеристик дактов плотности плазмы, полученные методом низкоорбитальной радиотомографии [5] при модификации среднеширотной ионосферы мощными КВ радиоволнами O -поляризации, излучаемыми стендом СУРА (его координаты $\varphi = 56.15^\circ$, $\lambda = 46.1^\circ$). Начиная с 2002 г., эти исследования постоянно проводятся на стенде СУРА (см., например, [5–7]). В них используются ИСЗ PARUS, TRANZIT, COSMOS и e-PoP. Ниже рассматривается один из примеров таких измерений, который демонстрирует возможности предлагаемого метода. Для его реализации около стенда вдоль орбиты ИСЗ разворачивается цепочка из трёх приёмных пунктов на расстоянии 100–150 км между соседними пунктами, в которых проводится регистрация сигналов ИСЗ на двух когерентных частотах 150 и 400 МГц. Это позволяет проводить измерения вариаций полного электронного содержания на луче ИСЗ–приёмник, по которым, следуя [5], затем восстанавливаются пространственные вариации флуктуаций плотности плазмы в ионосфере над стендом СУРА (см. рис. 1 ниже). При высоте используемых ИСЗ ~ 1000 км и геометрии приёмных пунктов, такое восстановление возможно в интервале высот 200–800 км [5]. Приёмники также регистрируют вариации амплитуды принимаемых сигналов, что позволяет исследовать мелкомасштабную (меньше 1 км) неоднородную структуру возмущённой области ионосферы.

Выполненные эксперименты и полученные в них результаты

1. Пример полученной радиотомографической реконструкции.

На рис. 1 приведён пример радиотомограммы, полученной в измерениях 18 августа 2011 г. в предполуночные часы 18:48 UT (22:48 мск) с использованием радиосигналов с ИСЗ COSMOS-2407 и построенной в изолиниях плотности плазмы. Модификация ионосферы в этом сеансе измерений осуществлялась на частоте 4785 кГц при критической частоте $f_oF2 \approx 5.2$ МГц с эффективной мощностью излучения ВЧ $P_{эфф} = 50$ МВт в спокойных геомагнитных условиях ($\Sigma K_p = 11+$). Нагрев ионосферы проводился с 21:01 до 22:51 мск в режиме периодического воздействия [10 мин — излучение, 10 мин — пауза]. Ионозонд, расположенный рядом со стендом СУРА, зарегистрировал возбуждение F -рассеяния среднего уровня. ИСЗ пролетал через возмущённую магнитную силовую трубку во время цикла нагрева 22:41–22:51 мск. Подробный анализ полученных в этом цикле измерений экспериментальных данных был приведён в [7].

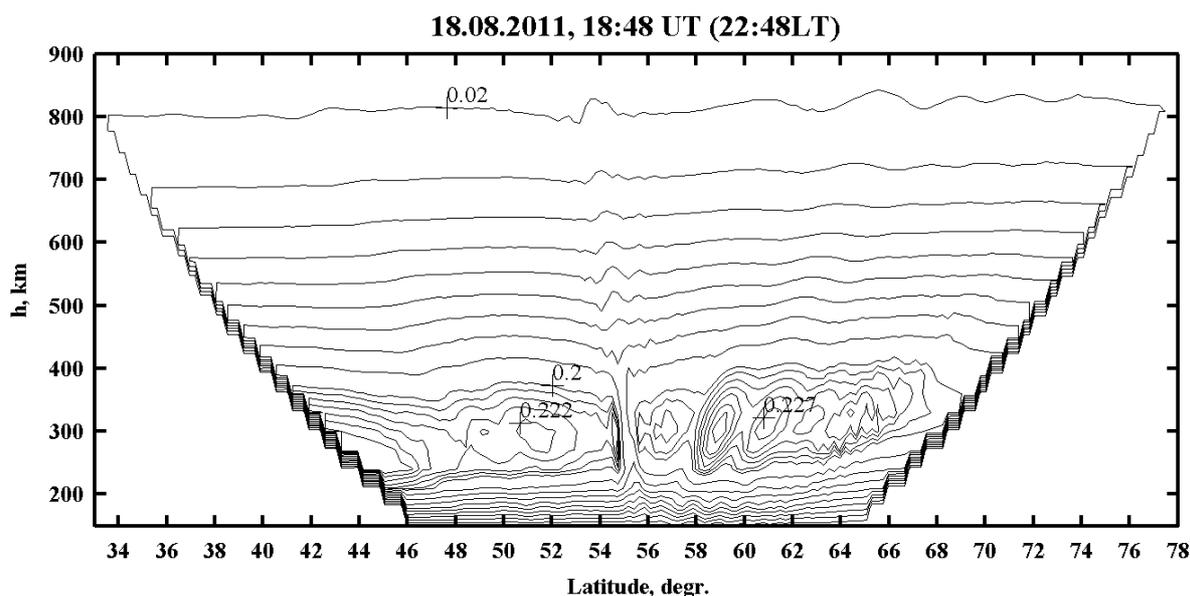


Рис. 1. Радиотомограмма, полученная 18.08.2011 в 22:48 мск.

Томограмма захватывает вдоль орбиты ИСЗ приблизительно интервал широт $40^\circ - 70^\circ$, что соответствует дальности в северо-южном направлении ~ 3300 км. На ней хорошо видно, что выше стенда СУРА в диапазоне высот от 200 до 400 км (в области максимума $F2$ -слоя ионосферы) наблюдается образование полости с уменьшенной на $\sim 30\%$ плотностью плазмы, которая вытянута вдоль силовых линий геомагнитного поля. На высотах $h \geq 500$ км хорошо видно формирование дакта с увеличенной плотностью плазмы, также вытянутого вдоль геомагнитного поля, который не обнаруживается на высотах ~ 400 км. Отсутствие формирования дакта на высотах 450–500 км было недавно подтверждено в экспериментах с ИСЗ SWARM [8].

На томограмме также хорошо различимы волновые структуры, которые отвечают волновым возмущениям (ВВ), возбуждённым в ионосфере в условиях, когда до пролёта ИСЗ через возмущённую магнитную силовую трубку осуществлялось в течение почти 2 часов воздействие на ионосферу мощными радиоволнами в режиме периодического излучения ВН. Анализ характеристик таких ВВ для рассматриваемого сеанса измерений приведён в [7]. Их характеристики подробно анализировались в [9].

II. Характеристики искусственных высыпаний на средних широтах.

Как показала детальная обработка данных, полученных в рассматриваемом в докладе сеансе измерений, на высотах вблизи отражения мощной радиоволны (~ 260 км) наблюдается наибольшее уменьшение плотности плазмы на величину $\sim 30\%$. Эта полость с уменьшенной плотностью плазмы может рассматриваться как фокусирующая линза для проходящих через неё радиоволн. В интервале высот 400–500 км наблюдаются вариации плотности плазмы, которые не носят какого-то регулярного характера. Согласно [8], на этих высотах регистрируются большие вариации температуры электронов плазмы, величина которых уменьшается с ростом высоты. Выше 500 км начинает регистрироваться дакт с увеличенной плотностью плазмы. Выполненный анализ полученных экспериментальных данных приводит к выводу, что на высотах выше максимума $F2$ -слоя величина относительного приращения плотности плазмы в дакте слабо зависит от высоты h .

Полученные в этом сеансе измерений экспериментальные данные показывают, что с ростом высоты h от 500 до 800 км наблюдается рост размера дакта вдоль орбиты ИСЗ (приблизительно в северо-южном направлении поперёк линий геомагнитного поля) от ~ 65 км, что соответствует размерам центральной части возмущённой области ионосферы, где поглощается основная доля энергии ВН, до ~ 120 км.

За прошедшие годы исследований собран материал по 12 радиотомографическим реконструкциям, полученным в различное время суток, при различных ионосферных и геомагнитных условиях. Их обработка и анализ будут выполнены в ближайшее время. Это позволит уточнить характеристики возбуждаемых во внешней ионосфере дактов плотности плазмы и определить пределы вариаций их характеристик.

Заключение

В настоящей работе впервые представлены результаты анализа измерений характеристик создаваемых излучением стенда СУРА искусственных вариаций плотности плазмы, полученные в одном эксперименте в области высот 200–800 км с использованием метода низкоорбитальной радиотомографии. Эти измерения относятся к диапазону высот, где наблюдается переход от области ионосферы вблизи высоты отражения ВН, в которой имеет место резонансное взаимодействие мощной радиоволны O -поляризации с плазмой $F2$ -области, генерация интенсивной искусственной ионосферной турбулентности и сильный разогрев электронов, следствием чего является формирование на высотах 200–400 км полости с дефицитом плотности плазмы (фокусирующей линзы), к области высот внешней ионосферы, где регистрируется формирование дактов с повышенной плотностью плазмы внутри возмущённой магнитной силовой трубки, опирающейся на область с сильно развитой искусственной ионосферной турбулентностью [3, 10]. Как продемонстрировано в докладе, эти измерения позволяют получить зависимость от высоты таких характеристик дактов, как величину приращения в них плотности плазмы по сравнению с её фоновой концентрацией и размеры дакта в северо-южном направлении в ортогональной к

геомагнитному меридиану плоскости. Эти данные по указанным в докладе причинам тяжело получить с помощью измерений с борта орбитальных ИСЗ. В докладе разобран лишь единичный пример. Однако накопленный за более чем 10 лет банк данных радиотомографических измерений позволяет уже сегодня провести их детальный анализ и получить необходимую информацию об особенностях формирования дактов плотности плазмы на высотах внешней ионосферы. Последнее важно как для развития модели генерации дактов, так и для разработки методов управления ионосферно-магнитосферными связями с помощью таких дактов.

Благодарности

Исследования Фролова В. Л. выполнялись при финансовой поддержке Минобрнауки (грант № 3.1844.2017/4.6). Исследования Болотина И. А. выполнялись при поддержке РФФИ (грант № 17-05-00475). Исследования Рябова А. О. выполнялись при поддержке РФФИ (грант № 19-52-15007); исследования Падохина А. М. и Андреевой Е. С. выполнялись при поддержке РФФИ (гранты № 17-05-01250 и № 19-05-00941).

Список литературы

1. Фролов В. Л., Рапопорт В. О., Шорохова Е. А. и др. Характеристики электромагнитных и плазменных возмущений, индуцируемых на высотах внешней ионосферы Земли при модификации F_2 -области мощным КВ радиоизлучением стенда СУРА // Изв. вузов. Радиофизика. — 2016. — Т. 59, № 3. — С. 198–222.
2. Vartanyan A., Milikh G. M., Mishin E. et al. Artificial ducts caused by HF heating of the ionosphere by HAARP // *J. Geophys. Res.* — 2012. — Vol. 117. — A10307, doi:10.1029/2012JA017563.
3. Streltsov A. V., Berthelier J. -J., Chernyshov A. A., Frolov V. L. et al. Past, Present and Future of Active Radio Frequency Experiments in Space // *Space Science Review.* — 2018. — 214:118, <https://doi.org/10.1007/s11214-018-0549-7>.
4. Milikh G. M., Demekhov A., Vartanyan A. et al. A new model for formation of artificial ducts due to ionospheric HF-heating. // *Geophys. Res. Lett.* — 2012. — Vol. 39. — L10102, doi:10.1029/2012GL051718.
5. Куницын В. Е., Терещенко Е. Д., Андреева Е. С. Радиотомография ионосферы. — М.: Физматлит, 2007. — 255 с.
6. Фролов В. Л., Бахметьева Н. В., Беликович В. В. и др. Модификация ионосферы Земли мощным КВ радиоизлучением. // УФН. — 2007. — Т. 177, № 3. — С. 330–340.
7. Kunitsyn V. E., Andreeva E. S., Frolov V. L. et al. Sounding of HF heating-induced artificial ionospheric disturbances by navigation satellite radio transmissions. // *Radio Sci.* — 2012. — Vol. 47. — RS0L15, doi:10.1029/2011RS004957.
8. Фролов В. Л., Лукьянова Р. Ю., Белов А. С. и др. Характеристики плазменных возмущений, возбуждаемых на высотах 450 – 500 км при работе стенда СУРА. // Изв. вузов. Радиофизика. — 2018. — Т. 45, № 5. — С. 359–373.
9. Черногор Л. Ф. Физика мощного радиоизлучения в геокосмосе: Монография. — Харьков: ХНУ им. В. Н. Каразина, 2014. — 544 с.
10. Фролов В. Л. Искусственная турбулентность среднеширотной ионосферы. — Н. Новгород: Изд-во ННГУ им. Н. И. Лобачевского, 2017. — 468 с.

Том II, с. 104–107

УДК: 550.3 + 530.182 + 533.9

GPS-ЗОНДИРОВАНИЕ ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ, ВОЗМУЩЁННОЙ МОЩНЫМИ КВ РАДИОВОЛНАМИ

В. Л. Фролов^{1,2}, И. А. Болотин¹, А. В. Першин¹, Р. О. Шерстюков²

¹Научно-исследовательский радиофизический институт ННГУ им. Н. И. Лобачевского,
603950, г. Нижний Новгород, ул. Б.-Печерская 25/12а

E-mail: frolov@nirfi.unn.ru

²Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

E-mail: sher-ksu@mail.ru

Аннотация. Представлены результаты анализа измерений вариаций ПЭС в трёх приёмных пунктах, два из которых лежат в плоскости геомагнитного меридиана, при работе стенда СУРА в вечернее время суток в режиме периодического излучения ВН. Показано, что на результаты измерений ПЭС сильное влияние оказывают область фокусирующей линзы и окружающие её области с повышенной и пониженной плотностью плазмы, область формирования дакта с повышенной плотностью плазмы, возбуждаемые при нагреве ионосферы волновые возмущения, а также местоположение приёмного пункта.

Ключевые слова: модификация ионосферной плазмы мощными радиоволнами; вариации плотности плазмы; GPS-зондирование

GPS-SOUNDING OF THE EARTH'S IONOSPHERE HF-DISTURBED BY POWERFUL RADIO WAVES

V. L. Frolov, I. A. Bolotin, A. V. Pershin, R. O. Sherstyukov

Abstract. The results of the analysis of TEC measurements in three receiving points, two from which are lying in the plane of the geomagnetic meridian, are presented, when the SURA facility is operating in the evening in a periodic pumping mode of radiation. It is shown that the results of the TEC measurements are strongly influenced by the area of the focusing lens and its surrounding areas with increased and decreased plasma density, by the area of duct formation with increased plasma density, by HF-excited wave disturbances, and also by receiving point location.

Keywords: modification of the ionosphere plasma by powerful radio waves; variations of plasma density; GPS-sounding

Введение

Как показали выполненные многочисленные исследования, вариации плотности плазмы в возмущённой мощной КВ радиоволной ионосфере имеют сложную пространственную структуру. Они занимают область с размерами по высоте от E -слоя ($h \approx 110$ км) до внешней ионосферы ($h \approx 1000$ км и выше); в горизонтальном направлении её размеры достигают 500 км. При этом в ней особо выделяются такие структуры, как дефокусирующая (с увеличенной плотностью плазмы, $h = 130 - 180$ км) и фокусирующая (с уменьшенной плотностью плазмы, $h \approx 200 - 400$ км) линзы, дакт с увеличенной плотностью плазмы на 10–30% на высотах внешней ионосферы с размерами поперёк линий геомагнитного поля $\lambda_{\perp} \sim 10$ км и обрамляющие дакт и фокусирующую линзу дополнительные структуры с уменьшенной и увеличенной плотностью плазмы. Во всей возмущённой области (ВО) ионосферы при её модификации мощными радиоволнами О-поляризации наблюдается генерация искусственных ионосферных неоднородностей с размерами λ_{\perp} от долей метра до десятков километров и волновые возмущения с размерами десятки–сотни километров [1–4].

В последние годы структура ВО в крупномасштабной её части ($\lambda_{\perp} \geq 5$ км) активно изучается с использованием зондирования ионосферы сигналами навигационных ИСЗ GPS/GLONASS с измерением вариаций полного электронного содержания (ПЭС) (см., например, [5, 6]). Однако, как показали исследования [4–6], зондирующая волна, проходя на пути своего распространения

от ИСЗ до приёмного пункта через разные по своим характеристикам области с возмущениями плотности плазмы, показывает сложные вариации своих амплитуды и фазы, что порой сильно затрудняет интерпретацию полученных экспериментальных данных. В [7] было продемонстрировано, как некоторые из имеющихся здесь проблем в ряде случаев могут быть решены, используя измерения, выполненные одновременно в нескольких пространственно разнесённых приёмных пунктах. Анализ результатов, полученных в подобного рода экспериментах, посвящён настоящему докладу.

Выполненные эксперименты и полученные в них результаты

Представленные в докладе эксперименты выполнялись на стенде СУРА (Россия, Н. Новгород, НИРФИ ННГУ им. Н. И. Лобачевского) 28 августа 2018 г. в вечерние часы с наклоном диаграммы направленности (ДН) передающей антенны стенда на 14 град на юг, чтобы усилить генерацию плазменных возмущений за счёт эффекта «магнитного зенита» [2, 3]. Нагрев ионосферы проводился с 19:16 до 20:55 <ск ($T_{\text{мск}} = T_{\text{UT}} + 3h$) на частоте 4300 Гц с эффективной мощностью $P_{\text{эфф}} = 45$ МВт в режиме [14 мин – излучение, 16 мин – пауза] в спокойных геомагнитных условиях ($\Sigma K_p = 14^+$; за время сеанса измерений критическая частота f_oF_2 уменьшилась с 4.5 до 4.0 МГц. Во время нагрева наблюдалось возбуждение достаточно сильного F-рассеяния.

Сигналы GPS для спутников PRN-03, PRN-22 и PRN-23 регистрировались в трёх приёмных пунктах: на стенде СУРА, около г. Саранск и около пос. Карсун. Пункт Саранск (*sara* на рисунке) находился практически на том же геомагнитном меридиане, что и п. СУРА в 230 км к югу от него; п. Карсун (*kars* на рисунке) размещался в 90 км к востоку от п. Саранск. Для п. СУРА подионосферная точка для орбит ИСЗ PRN-03 и PRN-22 по ВО ионосферы на уровне отражения ВН ($h \approx 220$ км) проходила практически через центр ДН антенны в 17:00 и 16:19 UT соответственно. При такой геометрии луч на эти ИСЗ для п. СУРА во время измерений пересекал ВО ионосферы с северо-запада на юго-восток и во время измерений большей частью находился внутри возмущённой магнитной силовой трубки. Ясно, что результаты измерений ПЭС здесь определились отрицательным возмущением плотности плазмы в области фокусирующей линзы, положительным возмущением в области дакта плотности, а также возмущениями плотности плазмы в области, окружающей эти структуры, если луч на ИСЗ распространялся под некоторым углом к линиям геомагнитного поля. Для измерений в п. Саранск луч на ИСЗ проходил вне ВО ионосферы и вне возмущённой магнитной силовой трубки на высотах ниже 700 км, и только на больших высотах он начинал её пересекать. ИСЗ PRN-23 во время сеанса измерений находился приблизительно в 200 км к северо-западу от центра ДН, далеко за её контуром $0.1P_{\text{max}}$.

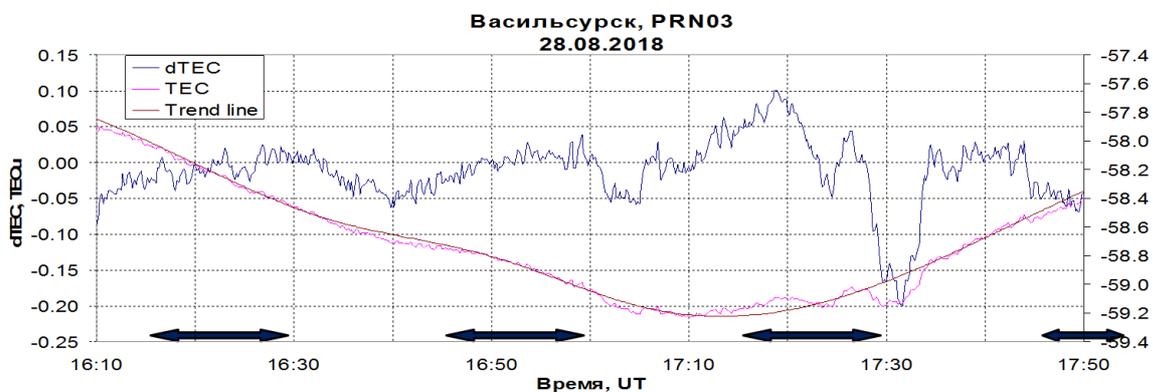


Рис. 1. Вариации ПЭС сигнала PRN-03, зарегистрированные в п. СУРА.

На рис. 1 представлены измеренная в п. СУРА величина ПЭС и детрендрованные значения его вариаций. Стрелками вдоль оси абсцисс на рис. 1 отмечено время излучения ВН. С 16:40 до

17:20 UT луч на ИСЗ пересекал ДН, ограниченную уровнем $0.1P_{\max}$, в 17:00 UT он проходил через центр ДН. Сразу отметим, что, как и в [1, 2], вариации плотности плазмы регистрировались в более широкой области пространства (~ 200 км вдоль траектории подионосферной точки) по сравнению с размерами ДН по уровню $0.1P_{\max} \approx 4$ МВт, (значение 4 МВт близко к порогу генерации искусственной ионосферной турбулентности [2]). На северо-западном крае зоны зондирования (для импульсов ВН с началом в 16:16 и 16:46 UT) включение ВН приводит к увеличению ПЭС на 0.06 TECU с временем роста ~ 10 мин. Это увеличение ПЭС может быть связано с формированием области с увеличенной плотностью плазмы, обрамляющей фокусирующую линзу; в такой геометрии зондирование области дакта здесь не происходит. Релаксация фокусирующей линзы после выключения ВН может быть причиной увеличения плотности плазмы ещё до включения последующего импульса ВН. В южной части траектории подионосферной точки по ВО, где проявляется эффект «магнитного зенита», увеличение ПЭС составляет ~ 0.15 TECU, но только в первые 5 мин излучения ВН. Дальше во время нагрева наблюдается уменьшение ПЭС на 0.3 TECU с быстрым его восстановлением за время ~ 5 мин. Такое уменьшение ПЭС связано с проходом луча через край области фокусирующей линзы с дефицитом плотности плазмы, относительная величина которого по оценкам составляет 10–15%, что находится в согласии с результатами предыдущих измерений [1, 2]. Локальный максимум для $T \approx 17:16$ UT здесь, скорее всего, связан с попаданием зондирующего луча также и в область с увеличенной плотностью плазмы на высотах внешней ионосферы. Исходя из его длительности, следует заключить, что эта область имеет поперечные размеры 50–100 км при степени её вытянутости 10–15.

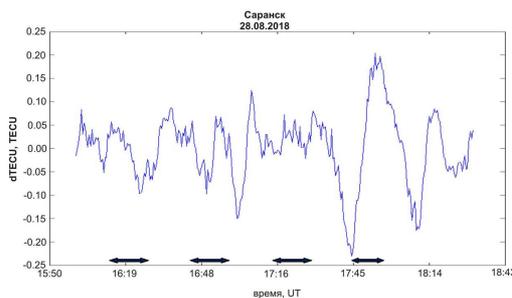


Рис. 2. Вариации ПЭС сигнала PRN-03, зарегистрированные в п. Саранск.

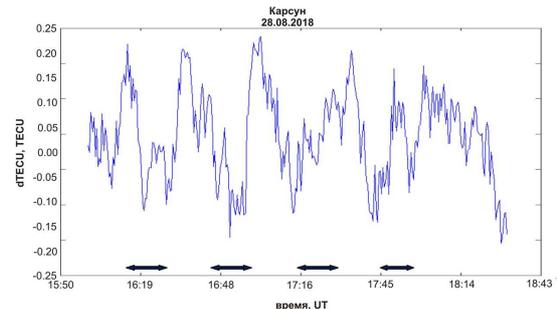


Рис. 3. Вариации ПЭС сигнала PRN-22, зарегистрированные в п. Карсун.

Проанализируем вариации ПЭС, зарегистрированные в п. Саранск (рис. 2). Здесь в импульсах излучения ВН в 16:16 и 16:46 UT, когда имеет место зондирование южного края ВО ионосферы на расстоянии ~ 200 км на уровне отражения ВН и возмущённой магнитной силовой трубки и её окрестности на высотах 600–1500 км, включение нагрева приводит, по крайней мере на первом этапе, к уменьшению ПЭС на величину ~ 0.15 TECU, что связано с прохождением луча через область с уменьшенной плотностью плазмы на высотах $h \approx 200$ –400 км. Увеличение ПЭС на ~ 0.12 TECU на временах 16:52–17:00 UT может быть отнесено к влиянию дакта с увеличенной на 8% плотностью плазмы на высотах 1000–1500 км. Причём следует заключить, что дакт на этих высотах появляется через 8 мин после начала модификации F_2 -области ионосферы, а окончание его влияния на ПЭС определяется выходом луча из области дакта. Сильные вариации ПЭС на временах 17:30 UT, когда область зондирования уже сместилась на юг за ДН по уровню $0.1P_{\max}$, но луч на ИСЗ проходил практически вдоль силовых линий геомагнитного поля, как это было продемонстрировано в [6], связано с прохождением волнового возмущения (внутренней гравитационной волны), генерируемой при периодическом нагреве ионосферы мощной КВ радиоволной [4]. Аналогичные волновые возмущения были зарегистрированы при измерении ПЭС с помощью ИСЗ PRN-22 (см. рис. 3) и PRN-23 (здесь не показано), лучи зрения на которые во время измерений проходили далеко вне ВО, индуцированной над стендом СУРА. В обоих случаях

величина измеренных относительных вариаций ПЭС составляла до 10–20% при удалении от стенда на расстояние 100–200 км, что соответствует результатам [4, 6].

Заключение

В докладе представлены результаты анализа измерений вариаций ПЭС в двух приёмных пунктах, лежащих в плоскости геомагнитного меридиана, при работе стенда СУРА в вечернее время суток в режиме периодического излучения ВН. Показано, что в этих условиях на результаты измерений ПЭС сильное влияние оказывают область фокусирующей линзы и окружающие её области с повышенной и пониженной плотностью плазмы, область формирования дакта с повышенной плотностью плазмы, а также возбуждаемые на ионосферных высотах волновые возмущения. Поскольку эволюционные характеристики этих процессов имеют близкие времена, совместное их влияние может сильно запутывать картину вариаций ПЭС и, следовательно, затруднять интерпретацию получаемых результатов.

Благодарности

Исследования Фролова В. Л. выполнялись при финансовой поддержке Минобрнауки (грант № 3.1844.2017/4.6); исследования Болотина И. А. выполнялись при поддержке РФФИ (грант № 17-05-00475). Работа Шерстюкова Р. О. и Фролова В. Л. в части сбора экспериментальных данных GPS-зондирования выполнялась за счёт средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки КазФУ в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров. Исследования Шерстюкова Р. О. в части анализа данных выполнено при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-35-00593).

Список литературы

1. Фролов В. Л. Пространственная структура возмущений плотности плазмы, индуцируемых в ионосфере при ее модификации мощными КВ радиоволнами: обзор результатов экспериментальных исследований. // Солнечно-земная физика. — 2015. — Т. 1, № 2. — С. 22–45. DOI:10.12737/10383.
2. Фролов В. Л. Искусственная турбулентность среднеширотной ионосферы. — Н. Новгород: Изд-во ННГУ им. Н. И. Лобачевского, 2017. — 468 с.
3. Streltsov A. V., Berthelier J. -J., Chernyshov A. A., Frolov V. L. et al. Past, Present and Future of Active Radio Frequency Experiments in Space // Space Science Review. — 2018. — 214:118, <https://doi.org/10.1007/s11214-018-0549-7>.
4. Черногор Л. Ф., Фролов В. Л. Перемещающиеся ионосферные возмущения, генерируемые периодическим нагревом плазмы мощным высокочастотным радиоизлучением. // Изв. вузов Радиофизика. — 2012. — Т. 55, № 1–2. — С. 14–36.
5. Фролов В. Л., Комраков Г. П., Куницын В. Е., Падохин А. М., Васильев А. В., Курбатов Г. А. Зондирование возмущенной излучением нагревного стенда Сура ионосферы сигналами навигационных ИСЗ системы GPS. // Известия вузов. Радиофизика. — 2010. — Т. 53, № 7. — С. 421–443.
6. Kunitsyn V. E., Andreeva E. S., Frolov V. L. et al. Sounding of HF heating-induced artificial ionospheric disturbances by navigation satellite radio transmissions. // Radio Sci. — 2012. — Vol. 47. — RS0L15.
7. Фролов В. Л., Комраков Г. П., Глухов Я. В., Андреева Е. С., Куницын В. Е., Курбатов Г. А. Пространственная структура крупномасштабных возмущений плотности плазмы, возбуждаемых при модификации F2-области ионосферы мощными КВ радиоволнами. // Изв. вузов Радиофизика. — 2016. — Т. 59, № 2. — С. 91–98.

Том II, с. 108–111

УДК: 533.9.082

ИССЛЕДОВАНИЕ МОДИФИКАЦИИ ПРОФИЛЯ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ИОНОСФЕРЫ В ПОЛЕ МОЩНЫХ РАДИОВОЛН С ЧАСТОТАМИ ВБЛИЗИ 4-Й ЭЛЕКТРОННОЙ ГИРОГАРМОНИКИ

А. В. Шиндин¹, Е. Н. Сергеев¹, С. М. Грач¹, Г. М. Милих², П. А. Бернхардт³,
К. Сифринг³, М. Д. Маккаррик³

¹Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского,
630950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

E-mail: shindin@rf.unn.ru

²Университет штата Мэриленд, 20742, г. Колледж Парк, 2421, США

³Военно-морская исследовательская лаборатория, 20375, г. Вашингтон, США

Аннотация. Обсуждаются результаты экспериментов по модификации ионосферной плазмы, обусловленной КВ нагревом в диапазоне 4-й электронной гирогармоники $4f_c$. Эксперименты проводились на нагревном стенде HAARP (г. Гакона, Аляска, США) в июне 2014 г. Впервые на стенде HAARP для диагностики плазменных возмущений был применен метод многочастотного доплеровского зондирования, предполагающий измерение фазы и амплитуды отраженных импульсных сигналов. Эти измерения сопровождалось наблюдениями искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ). Обнаружено выдавливание плазмы из областей отражения и верхнегибридного резонанса волны накачки (ВН). Показано, что аномальное ослабление зондирующих волн, структура спектров, интенсивность ИРИ и выдавливание плазмы из области верхнего гибридного резонанса коррелировано зависят от отстройки частоты ВН f_0 от $4f_c$.

Ключевые слова: ионосфера; активные эксперименты; многочастотное доплеровское зондирование; искусственное радиоизлучение ионосферы; аномальное ослабление; электронная гирогармоника; верхнегибридный резонанс волны накачки

STUDIES OF THE ELECTRON DENSITY MODIFICATIONS IN THE IONOSPHERE EXCITED BY THE POWERFUL RADIO WAVE WITH FREQUENCIES NEAR THE 4TH ELECTRON GYROHARMONIC

A. V. Shindin, E. N. Sergeev, S. M. Grach, G. M. Milikh, P. A. Bernhardt, K. Siefiring,
M. J. McCarrick

Abstract. We present results on plasma perturbations in the F-region ionosphere caused by HF heating in the vicinity of the 4th electron gyroharmonic $4f_c$. The experiments were conducted at HAARP heating facility in June 2014. On the first time at HAARP the multi-frequency Doppler Sounder which measures the phase and amplitude of reflected sounding radio waves was used for the diagnostic of the plasma perturbations. These measurements were complemented by the observations of the Stimulated Electromagnetic Emission (SEE) for different pumping frequencies. We detected plasma expulsion from the reflection region of the pumping wave, and from the upper hybrid region. We found also how the anomalous absorption of the sounding waves, as well as the SEE spectral structure and intensity depend on the offset of the pumping frequency f_0 from $4f_c$. A review of studies of the ionosphere pumped by the powerful high-frequency radio radiation of the Sura facility, carried out by measuring the optical emission of the ionosphere, is presented.

Keywords: ionosphere; active experiments; multifrequency Doppler sounding; stimulated electromagnetic emission; anomalous absorption; electronic gyroharmonic; upperhybrid resonance

Введение

Исследования модификации профиля электронной концентрации в нагревных экспериментах с помощью доплеровского зондирования на нескольких фиксированных частотах проводились с середины 80-х годов XX века на стендах «Сура» и EISCAT [1]. С развитием цифровой

радиоприемной техники на стенде «Сура» была разработана и апробирована новая методика широкополосного зондирования возмущенной области ионосферы в области плазменных резонансов фазовым методом с высоким частотным и временным разрешением [2]. В 2014 г. данная методика была апробирована в экспериментах на стенде HAARP.

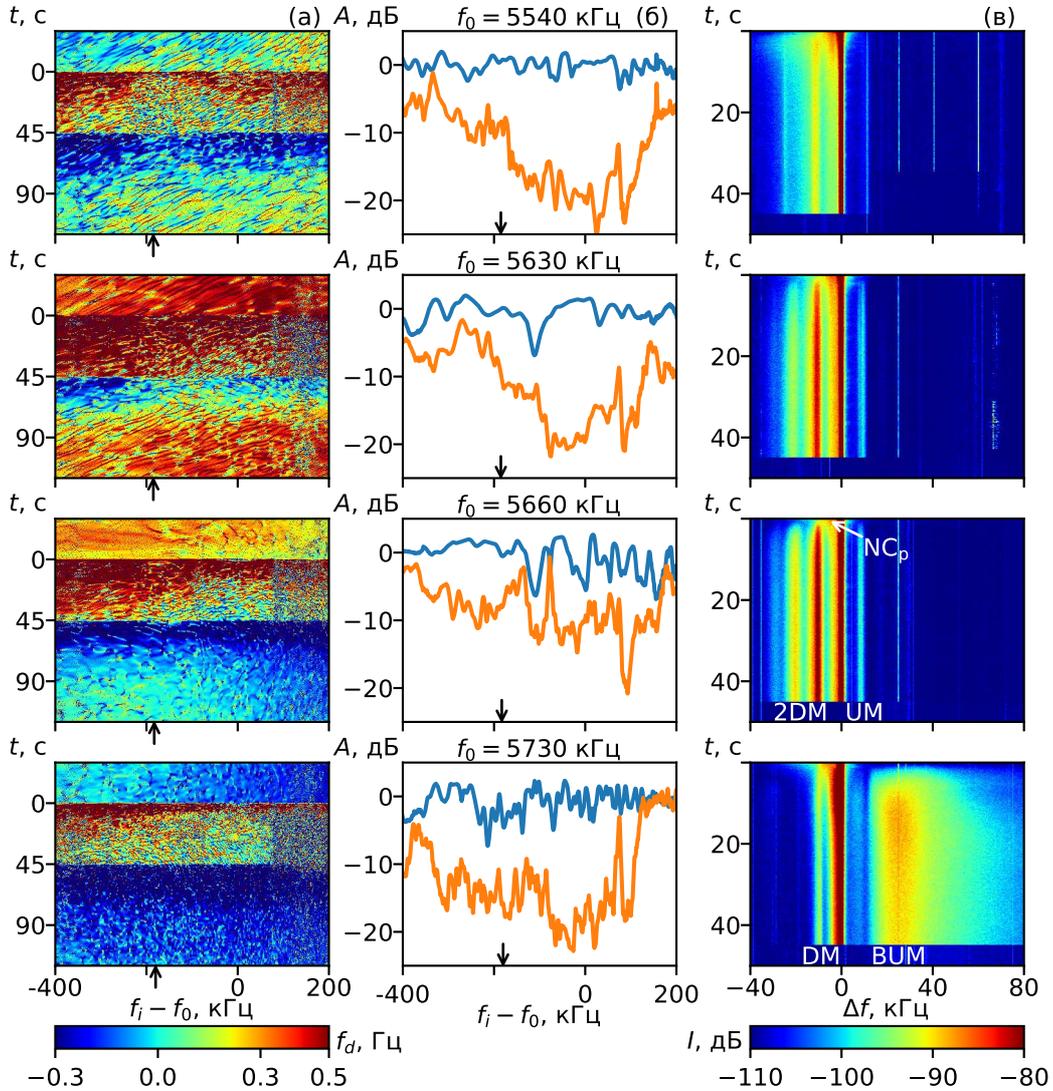


Рис. 1. Столбец (а): зависимость доплеровской частоты (цвет) от времени (ось y) и отстройки частоты спектральной компоненты диагностической волны от f_0 (ось x). Столбец (б): зависимость амплитуды диагностических волн от частотной отстройки их спектральных компонент от f_0 до включения КНН (голубая линия) и в конце КНН (оранжевая линия). Столбец (в): спектрограмма ИРИ. Стрелки на панелях соответствуют локальной плазменной частоте на высоте верхнегибридного резонанса.

Описание эксперимента

4 июня 2014 г. с 15:55 до 16:25 по местному времени на нагревном стенде HAARP проводились эксперименты по фазово-амплитудному зондированию нагретой области ионосферы. Схема излучения включала 6 циклов длительностью 5 минут с частотами волны накачки (ВН) $f_0 = 5540, 5570, 5600, 5630, 5660$ и 5730 кГц. Величина $4f_c$ определялась по спектрам ИРИ и составляла ≈ 5705 кГц. Каждый цикл включал в себя режим квазинепрерывного нагрева (КНН) 70-ти мс импульсами на частоте f_0 с эффективной излучаемой мощностью $P_{ef} \sim 400$ МВт, а

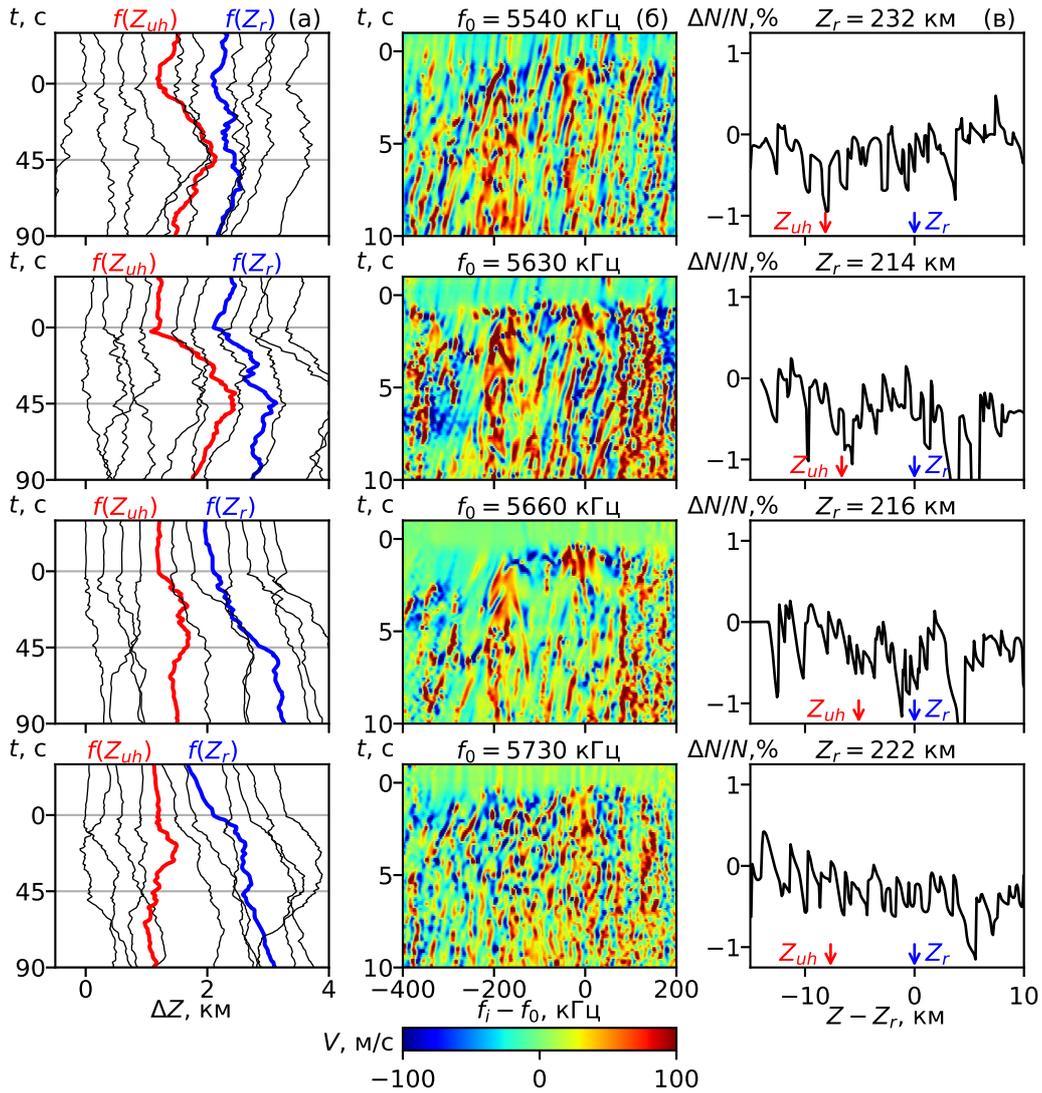


Рис. 2. Столбец (а): вариации высот отражения различных спектральных компонент диагностических импульсов. Частотный шаг между спектральными компонентами $\Delta f_i = 60$ кГц. Для наглядности между двумя соседними кривыми добавлен высотный сдвиг 300 м. Столбец (б): скорость смещения высоты отражения диагностических волн $V_r = d\Delta Z_r(f_i, t)/dt$ от времени и частоты. Столбец (в): относительные вариации электронной концентрации $[N(t) - N(0)]/N(0)$ от высоты на 45 с КНН (для $f_0 \neq 5730$ кГц) и на 22,5 с (для $f_0 = 5730$ кГц). Момент времени $t = 0$ соответствует началу КНН.

также режим зондирования 20-ти мкс импульсами на частотах f_0 и $f_0 - 200$ кГц и $P_{ef} \sim 400$ МВт на каждой частоте. В обоих режимах период следования импульсов составлял 100 мс. Режим зондирования начинался одновременно с началом цикла и длился 240 с. Средняя мощность зондирования в таком режиме составляла ~ 80 кВт, что значительно меньше порогов генерации и поддержки тепловой параметрической неустойчивости в плазме. КНН начинался через 30 с после начала цикла и длился 45 с. С помощью современных радиоприемных устройств и специальных алгоритмов цифровой обработки сигналов были получены зависимости вариаций амплитуды и фазы φ различных спектральных компонент отраженного диагностического импульса в полосе ~ 500 кГц, что соответствует высотному интервалу зондирования 25-30 км, с частотным и временным разрешениями 1 кГц и 100 мс. Регистрация сигнала осуществлялась в 11-ти км от нагревного стенда.

Полученные результаты

На панели (а) рис. 1 цветом показана зарегистрированная зависимость доплеровской частоты $f_d(f_i, t) = d\varphi(f_i, t)/dt$ для различных спектральных компонент f_i отраженного импульса. Результаты измерения амплитуды диагностических сигналов для различных f_i представлены на панели (б) рис. 1. Панель (в) рис. 1 содержит спектрограммы ИРИ, зарегистрированные во время КНН.

Путем решения обратной задачи [2, 3] осуществлялся переход от $\varphi(f_i, t)$ к вариациям высоты отражения $\Delta Z(f_i, t)$ (рис. 2 панель (а)). Вариации скорости изменения высоты отражения $V = d\Delta Z(f_i, t)/dt$ представлены на рис. 2 (панель (б)). Учет данных вертикального зондирования с использованием ионозонда позволяет восстановить мгновенные профили электронной концентрации $N(z, t)$, относительные вариации которых в области плазменных резонансов представлены на панели (в) рис. 2.

В первые 1-2 с после включения КНН в области отражения ВН (Z_r) наблюдается выдавливание плазмы. Далее при $f_0 < 4f_c$ еще более заметное выдавливание начинается в области верхнегибридного резонанса ВН (Z_{uh}). Этот процесс сопровождается развитием сильного (до 20 дБ) аномального ослабления (АО). Такое поведение говорит о том, что верхнегибридные процессы приводят к заметному экранированию точки отражения от энергии ВН.

При $f_0 = 5730$ кГц $> 4f_c$ зарегистрированное сильное АО свидетельствует о достаточно интенсивных мелкомасштабных неоднородностях. В то же время эффект выдавливания плазмы из области Z_{uh} заметно слабее и наблюдается с задержкой ~ 7 с в течение ~ 20 с.

Наблюдаемое различие в эффектах выдавливания плазмы при нагреве ниже и выше $4f_c$ может быть обусловлено большим высотным интервалом генерации плазменных волн в случае $f_0 > 4f_c$ и более широким спектром мелкомасштабных неоднородностей. Также часть энергии ВН в этом случае может тратиться на дополнительную ионизацию плазмы.

Полученные характерные величины выдавливания плазмы (0,5-1%) для случая $f_0 < 4f_c$ подобны результатам экспериментов, проведенных на нагревном стенде «Сура» (р/п Васильсурск, Нижегородская обл.) [2] при эффективной мощности нагрева меньшей в 20 раз.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (обработка данных и визуализация результатов – проект № 17–72–10181, предварительный анализ результатов – проект № 14–12–00706), Российского фонда фундаментальных исследований (анализ аномального ослабления – проект № 19–02–00343).

Список литературы

1. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Ионосферная плазма. / Под ред. В. Д. Кузнецов, Ю. А. Ружин. – Москва, Янус-К, 2009. – Т. 1-3 из Б. – С. 399–407.
2. Shindin Alexey, Sergeev Evgeny, Grach Savely. Applications of broadband radio signals for diagnostics of electron density profile dynamics and plasma motion in the HF-pumped ionosphere // [Radio Science](#). – 2012. – Vol. 47, no. 6.
3. Exploring HF-induced ionospheric turbulence by Doppler sounding and stimulated electromagnetic emissions at the High Frequency Active Auroral Research Program heating facility / E. N. Sergeev, A. V. Shindin, S. M. Grach et al. // [Radio Science](#). – 2016. – Vol. 51, no. 7. – P. 1118–1130.

Том II, с. 112–115

УДК: 537.87 + 533.9.082

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ИСКУССТВЕННОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА НИЗКОШИРОТНОМ НАГРЕВНОМ СТЕНДЕ АРЕСИБО В НОЯБРЕ 2018 Г.

А. В. Шиндин¹, С. М. Грач¹, Е. Н. Сергеев¹, П. А. Бернхардт², Э. Носса²

¹Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского,
630950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23
E-mail: shindin@rf.unn.ru

²Военно-морская исследовательская лаборатория, 20375, г. Вашингтон, США

Аннотация. Приведены предварительные результаты исследований процессов генерации и релаксации искусственной ионосферной турбулентности на низкоширотном нагревном стенде в обсерватории Аресибо (Пуэрто-Рико, США). Свойства ленгмюровской и верхнегибридной турбулентности в области плазменных резонансов при различных режимах мощного воздействия исследованы с помощью одновременных измерений характеристик искусственного радиоизлучения ионосферы, пробных радиоволн и искусственной плазменной линии. Обсуждаются предварительные результаты исследований, особенности возбуждения искусственной турбулентности плазмы в условиях низких широт.

Ключевые слова: мощные радиоволны; искусственная турбулентность ионосферной плазмы; дистанционная диагностика плазменных процессов; искусственное радиоизлучение ионосферы; пробные радиоволны; некогерентное рассеяние радиоволн

PRELIMINARY RESULTS OF ARTIFICIAL IONOSPHERIC TURBULENCE STUDIES AT THE ARECIBO LOW-LATITUDE HEATING FACILITY IN NOVEMBER 2018

A. V. Shindin, S. M. Grach, E. N. Sergeev, P. A. Bernhardt, E. Nossa

Abstract. The preliminary results of studies of the generation and relaxation of artificial ionospheric turbulence at a low-latitude heating facility at the Arecibo Observatory (Puerto Rico, USA) are presented. The properties of Langmuir and upper hybrid turbulence in the field of plasma resonances under various powerful influence modes were investigated using simultaneous measurements of the characteristics of the artificial radio emission of the ionosphere, probe radio waves and the artificial plasma line. The preliminary results of the research, the features of the excitation of artificial plasma turbulence at low latitudes are discussed.

Keywords: powerful radio waves; artificial turbulence of ionospheric plasma; remote diagnosis of plasma processes; stimulated electromagnetic emission; probe radio waves; incoherent scattering of radio waves

Постановка задачи и методика измерений

В начале 2018 г. авторами доклада был выигран проект “Investigation of HF-induced plasma turbulence at low latitude by SEE technique, ISR, HF-sounding, GPS and optical instruments” на проведение экспериментальных исследований на нагревном низкоширотном стенде Аресибо (Пуэрто-Рико, США) с возможностями использования измерений искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) [1] и диагностического оборудования стенда, включая радар некогерентного рассеяния для диагностики искусственной ионосферной турбулентности. Проект включал в себя 4 конкретные программы по исследованию:

- ленгмюровской турбулентности (короткие 5-50 мс импульсы с периодом 2-20 с);
- процессов перехода к генерации верхнегибридной турбулентности (квазинепрерывный нагрев длительностью 1-15 сек. с одновременным диагностическим зондированием ионосферы 200-мкс (10 мс) импульсами с периодом повторения 200 мс, (1 с)). Квазинепрерывный нагрев представлял собой последовательность 70 мс импульсов с периодом 100 мс;

- длинный нагрев ионосферной плазмы (2,5 мин) для исследования ИРИ и процессов генерации искусственного оптического свечения в ночной ионосфере;
- изучение процессов возбуждения и релаксации искусственных периодических неоднородностей на высотах D- и E-слоев в низкоширотной дневной ионосфере (квазинепрерывный нагрев длительностью 15 сек. с одновременным зондированием ионосферы 50-мкс импульсами с периодом 20-мс).

Длительность каждой программы составляла 30-120 мин. Программы полностью реализованы в кампании 4-9 ноября 2018 г. в обсерватории Аресибо при непосредственном участии в измерениях Шиндина А.В. и интерактивном участии (из России) Грача С.М. и Сергеева Е.Н. Сотрудники обсерватории Аресибо обеспечивали проведение нагревных экспериментов по разработанным нами частотно-временным режимам излучения нагревного стенда, ранее уже апробированным на стенде СУРА. Эксперименты по российской программе проводились 7-9 ноября, 14:30-18:30 LT, частота воздействия составляла $f_0 = 5095$ кГц, эффективная мощность излучения ~ 100 МВт. Регистрация ИРИ, пробных волн и оптические измерения проводились как в обсерватории Аресибо, так и на приемном пункте Камуй в 35 км на север от стенда. Все данные одновременных измерений ИРИ и искусственной плазменной линии для частоты радара 430 МГц (кодовые импульсы с длительностью посылок 440 мкс, периодом 10 мс в полосе ~ 25 МГц) зарегистрированы на цифровые носители (объем данных ~ 4 Тб). Данные анализа исследований искусственных периодических неоднородностей D- и E-области представлены на настоящей конференции в докладе [2], наблюдения искусственного оптического свечения провести не удалось из-за плохих погодных условий. Отметим, что единственный к настоящему времени эксперимент по одновременным измерениям ИРИ и сигналов радара был проведен достаточно давно [3], с тех пор техника и методика измерений шагнула достаточно далеко вперед. Кроме этого, в радарных экспериментах накоплен огромный материал, который в большинстве получил достаточно адекватную интерпретацию [4]. В связи с этим проведение новых совместных измерений представляет несомненный интерес.

Результаты исследований

В ходе проведенных исследований получены следующие результаты:

1. Исследования ленгмюровской плазменной турбулентности в условиях «холодного старта» показали наличие слабого эффекта стрикционного самовоздействия волны накачки (~ 5 дБ) в дневной ионосфере, возрастающего до 10 дБ в вечерних условиях. Ширина спектра узкополосной компоненты ИРИ не превышала 25-30 кГц. Величина эффекта на стендах СУРА и НААРР составляла ~ 25 и ~ 35 дБ, соответственно. (Рис. 1);
2. С переходом к квазинепрерывному нагреву плазмы обнаруживается развитие «верхне-гибридных» компонент ИРИ. Для измерений под шестой электронной гирогармоникой $6f_c \sim 5400$ кГц для условий Аресибо это DM, 2DM и BC [1]) с временами развития ~ 10 сек, большими, чем на стендах СУРА и НААРР. Положение DM в спектре ИРИ на отстройке $\Delta f_{DM} = f_{DM} - f_0 = -(8 - 10)$ кГц, что близко к измерениям на этих частотах нагрева на других стендах. Форма спектра соответствует таковой для $5f_c < f_0 < 6f_c$. Однако при $5f_c < f_0 < 6f_c$ отстройка Δf_{DM} в экспериментах на стенде СУРА составляла $-(13 - 14)$ кГц. (Рис. 2);
3. “Длинный нагрев” ионосферной плазмы (2,5 - 3 мин), используемый для исследования ИРИ и процессов генерации искусственного оптического свечения в ночной ионосфере, приводил за время ~ 20 с к развитию в спектре ИРИ Intermediate Downshifted maximum и Upshifted Maximum, расположенных симметрично относительно частоты волны накачки. Еще через 10 с IDM становится доминирующей компонентой в спектре ИРИ. (Рис. 2) Величина аномального ослабления пробных волн составляла $\sim 15 - 20$ дБ в условиях длительного нагрева;
4. Использование диагностического зондирования процессов развития и релаксации искусственной низкочастотной турбулентности показало короткие времена релаксации $\sim 1 - 3$ с

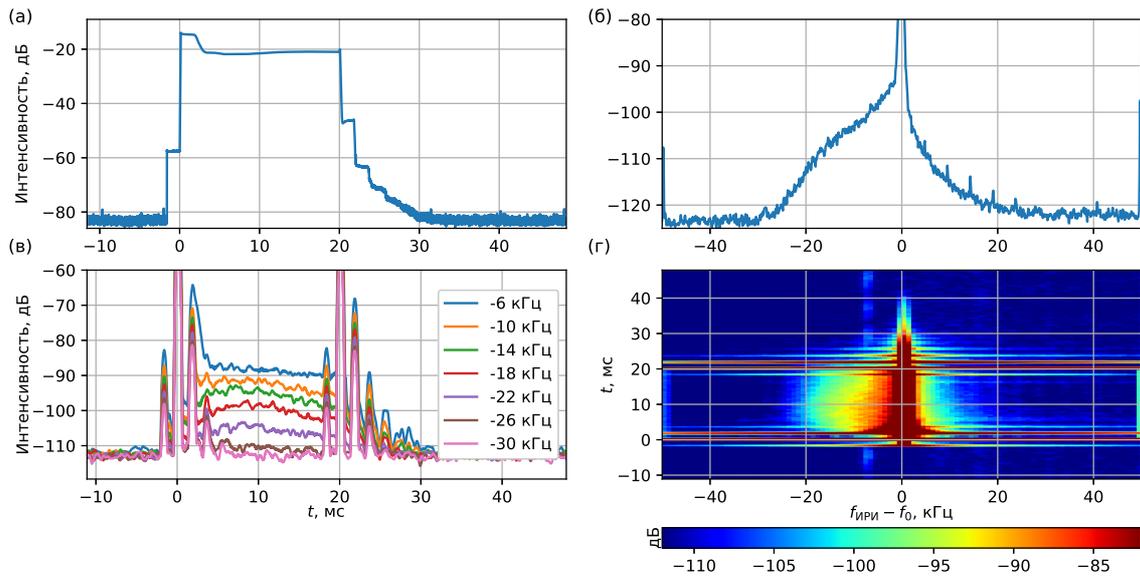


Рис. 1. Осциллограмма интенсивности импульса волны накачки длительностью 20 мс (панель а) и спектр узкополосной компоненты ИРИ на 10-20 мс воздействия (панель б, частотное разрешение 100 Гц, усреднено 55 импульсов). 08.11.2018, 15:30-16:15 LT; осциллограммы ИРИ на отдельных отстройках (панель в) $\Delta f = f_{\text{ИРИ}} - f_0$; спектрограмма 20 мс импульса (панель г, частотное разрешение 1 кГц), 08.11.2018, 15:30-16:15 LT.

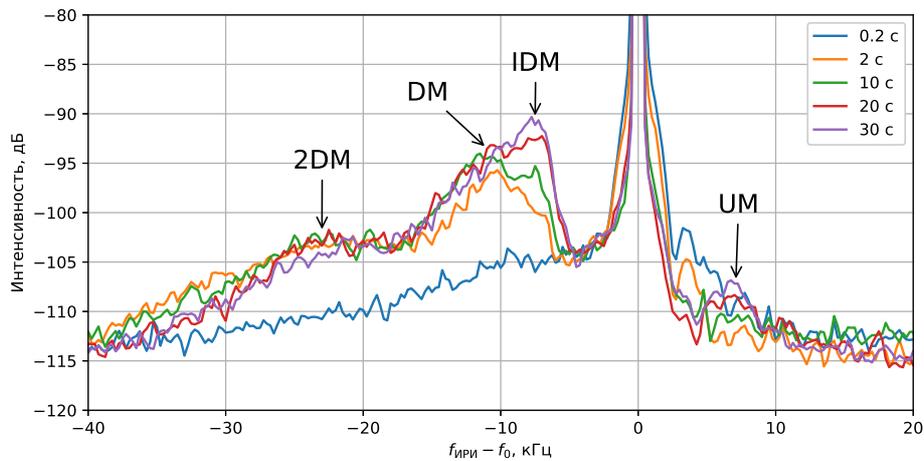


Рис. 2. Пример динамики спектров ИРИ для режима излучения 150 сек – квазинепрерывный нагрев с периодом 395 сек. Хорошо видно последовательное развитие DM ($\Delta f = -11$ кГц), 2DM компонент и, через 10-20 с, IDM ($\Delta f = -8$ кГц) и UM ($\Delta f = 8$ кГц) - компонент ИРИ. 08.11.18, 17:45-18:15 LT.

диагностического ИРИ после выключения нагрева, что отвечает дневным условиям измерений. (Рис. 3);

5. Проведены доплеровские измерения модификации профиля электронной концентрации в полосе ± 200 кГц от частоты f_0 в области плазменных резонансов. Отстройка локальной плазменной частоты на уровне верхнегибридного резонанса в Аресибо составляет всего ~ -80 кГц.

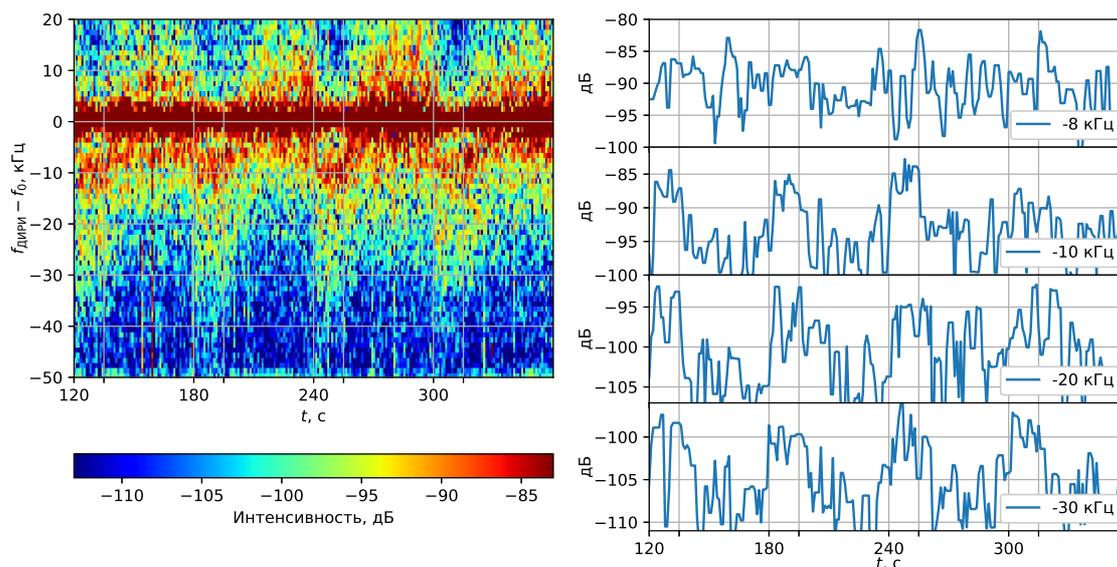


Рис. 3. Пример обработки комплексного диагностического сигнала ($\tau = 10$ мс, $T = 1$ с, частотное разрешение 1 кГц) на 9-10 мс импульса для режима излучения 15 сек – квазинепрерывный нагрев с периодом 60 сек. Левая панель демонстрирует спектрограмму диагностического ИРИ для четырех циклов нагрева. Правая панель показывает динамику ИРИ на фиксированных отстройках. Начало 15 сек нагревов соответствует 120 с, 180 с, 240 с, 300 с 08.11.18. 17:15-17:45 LT.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проведение экспериментов – проект № 14-12-00706, визуализация результатов – проект № 17-72-10181), Российского фонда фундаментальных исследований (анализ и обработка данных – проект № 19-02-00343).

Список литературы

1. Leyser T. B. Stimulated electromagnetic emissions by high-frequency electromagnetic pumping of the ionospheric plasma // *Space Science Reviews*. — 2001. — Aug. — Vol. 98, no. 3. — P. 223–328.
2. Результаты диагностики нижней ионосферы земли методом создания искусственных периодических неоднородностей в высоких, средних и низких широтах / Н. В. Бахметьева, С. М. Грач, Е. Н. Сергеев, А. В. Шиндин // Труды XXVI Всероссийской открытой научной конференции "Распространение радиоволн". — 2019.
3. Evolution of Langmuir turbulence and stimulated electromagnetic emissions excited with a 3-mHz pump wave at Arecibo / B. Thidé, F. T. Djuth, T. B. Leyser, H. M. Ierkeic // *Journal of Geophysical Research*. — 1995. — Vol. 100, no. A12. — P. 23887.
4. Djuth F. T., DuBois D. F. Temporal Development of HF-Excited Langmuir and Ion Turbulence at Arecibo // *Earth, Moon, and Planets*. — 2015. — mar. — Vol. 116, no. 1. — P. 19–53.

Том II, с. 116–120

УДК: 550.388 + 538.566 + 621.391.21

КРУПНОМАСШТАБНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ, СОПРОВОЖДАВШИЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА ИОНОСФЕРУ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ СТЕНДА СУРА

Л. Ф. Черногор¹, К. П. Гармаш¹, В. Л. Фролов²

¹Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, 61022, г. Харьков, пл. Свободы, 4
E-mail: Leonid.F.Chernogor@gmail.com

²Научно-исследовательский радиофизический институт ННГУ им. Н. И. Лобачевского,
603950, Россия, г. Н. Новгород, ул. Большая Печерская, 25/12а
E-mail: frolov@nirfi.unn.ru

Аннотация. При помощи методов частичных отражений, вертикального и наклонного зондирования проведены комплексные радиофизические наблюдения за крупномасштабными (~ 1000 км) аperiodическими возмущениями в нижней ионосфере, сопровождавшими воздействие на ионосферу мощным (40–95 МВт) нестационарным радиоизлучением стенда СУРА. Время запаздывания возмущений составляло 15–18 мин, а их длительность — 5–10 мин. Возмущения следовали за включением/выключением мощного радиоизлучения. Обсуждается природа этих возмущений.

Ключевые слова: крупномасштабные возмущения; нижняя ионосфера; аperiodические возмущения; параметры возмущений; нестационарное радиоизлучение

LARGE-SCALE DISTURBANCES IN THE LOWER IONOSPHERE ASSOCIATED WITH THE SURA HEATER RADIO TRANSMISSION IMPACT ON THE IONOSPHERE

L. F. Chernogor, K. P. Garmash, V. L. Frolov

Abstract. Using the MF radar technique and vertical and oblique-incidence probing, clustered instrument radio observations of large-scale ($\sim 1,000$ km) aperiodic disturbances in the lower ionosphere associated with high-power (40–95 MW) nonstationary radio transmissions from the SURA heating facility were made. The time delays of the disturbances were equal to 15–18 min and their duration 5–10 min. The disturbances followed the high-power radio transmission switch-on and switch-off. The nature of these disturbances is discussed.

Keywords: large-scale disturbances, lower ionosphere, aperiodic disturbances, disturbance parameters, nonstationary radio transmissions

Введение

Исследованию воздействия мощным радиоизлучением на ионосферу традиционно уделяется большое внимание [1–3]. В отличие от других авторов, нами исследуются эффекты, возникающие вдали от диаграммы направленности антенны нагревного стенда.

Цель настоящей работы — краткое изложение результатов наблюдения крупномасштабных (~ 1000 км) аperiodических возмущений в нижней ионосфере, стимулированных воздействием мощным радиоизлучением стенда СУРА на ионосферу. Эксперименты выполнялись в 2017–2018 гг. Для диагностики возмущений использовались средства, размещенные в Радиофизической обсерватории ХНУ имени В. Н. Каразина [4]. К ним относятся радар частичных отражений (ЧО), радар вертикального доплеровского зондирования (ДЗ), цифровой ионозонд и комплекс наклонного зондирования ионосферы.

Результаты наблюдений

Метод ЧО. Пример временных вариаций амплитуд ЧО сигнала и помехи, последовавших за включением/выключением мощного радиоизлучения, приведен на рис. 1. Видно, что в диапазоне высот 88.5–94.5 км с временем запаздывания $\Delta t \approx 15$ –18 мин наблюдались всплески амплитуд A_{-} ЧО сигнала длительностью $\Delta T \approx 5$ –10 мин. Сначала отмечался постепенный рост A_{-} , а

затем — ее уменьшение. Новый всплеск A_- наблюдался через 18 мин после выключения нагрева, длившегося 30 мин. Следующее включение мощного радиоизлучения привело к новому увеличению A_- примерно в 4–6 раз.

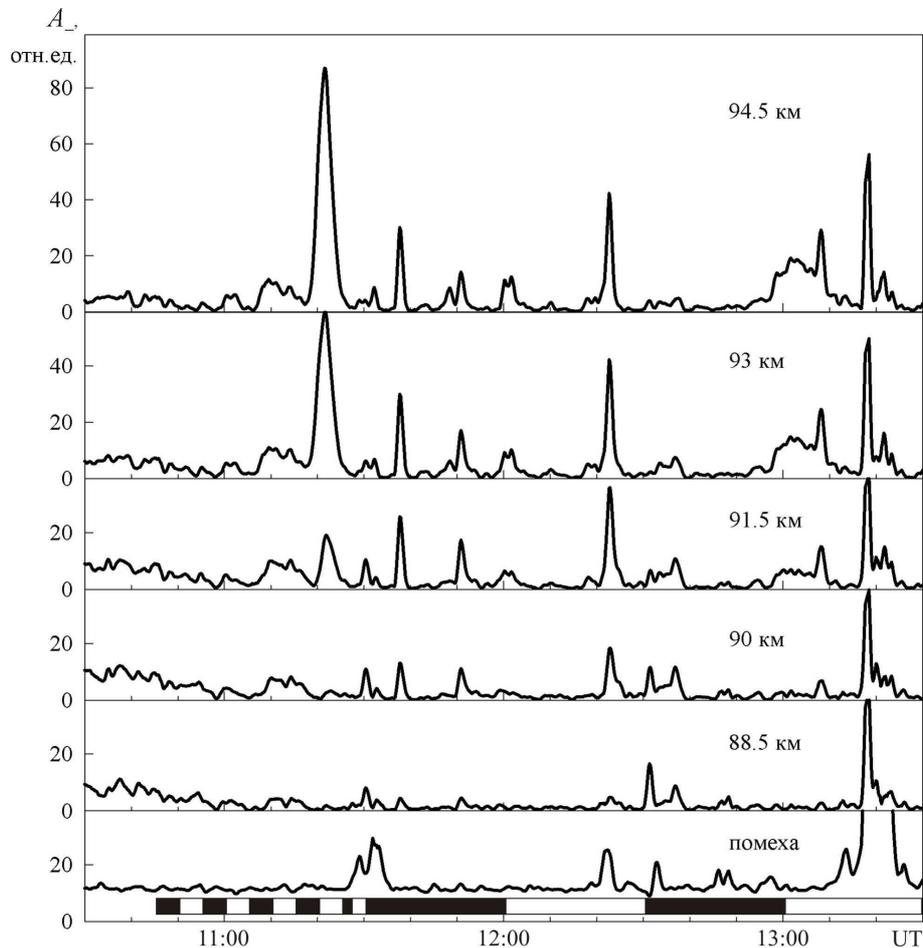


Рис. 1. Временные вариации амплитуд ЧО сигнала и помехи необыкновенной поляризации 21 сентября 2017 г. Частота радара ЧО — 3 МГц. Режим нагрева здесь и далее показан на оси времени. Мощность стенда — 50 МВт.

Метод ДЗ. Пример временных вариаций доплеровских спектров (ДС) и амплитуд сигнала биений отраженного сигнала и сигнала гетеродина на наклонных трассах показан на рис. 2. Расстояние между пунктами Гайдары–Граково составляло 44 км, а между пунктами Талдом–Граково — 643 км. Стенд СУРА излучал мощные радиоволны с эффективной мощностью $PG = 60$ МВт в режиме [10 мин — излучение, 10 мин — пауза]. Для зондирующего сигнала на частоте $f = 4.2$ МГц через $\Delta t \approx 45$ –50 мин после начала нагрева наблюдались квазипериодические вариации ДС с периодом $T \approx 10$ мин в течение $\Delta T \approx 120$ –130 мин. Особенно четко волновой процесс отмечался с 13:05 до 14:30. На частоте 3.2 МГц (верхняя панель) $\Delta t \approx 60$ мин, $\Delta T \approx 110$ –120 мин. Радиоволна с $f \approx 4.996$ МГц отражалась на высотах ~ 100 –110 км, поэтому вариации ДС были аperiodическими, как и в методе ЧО, $\Delta t \approx 15$ –20 мин, $\Delta T \approx 20$ мин. На всех трассах с $\Delta t \approx 30$ –60 мин наблюдалось уширение ДС, вызванное многолучевостью.

Метод вертикального зондирования. Пример временных вариаций частоты f_oF2 , действующей высоты h следа от F -области и частоты f_{\min} на ионограммах показан на рис. 3. Видно, что реакция в f_oF2 и h возникала при включении, а иногда и при выключении нагревного стенда. В вечернее время реакция практически отсутствовала. Отмечались всплески f_{\min} с амплитудой 0.1–0.2 МГц и $\Delta t \approx 10$ –20 мин, $\Delta T \approx 5$ –10 мин.

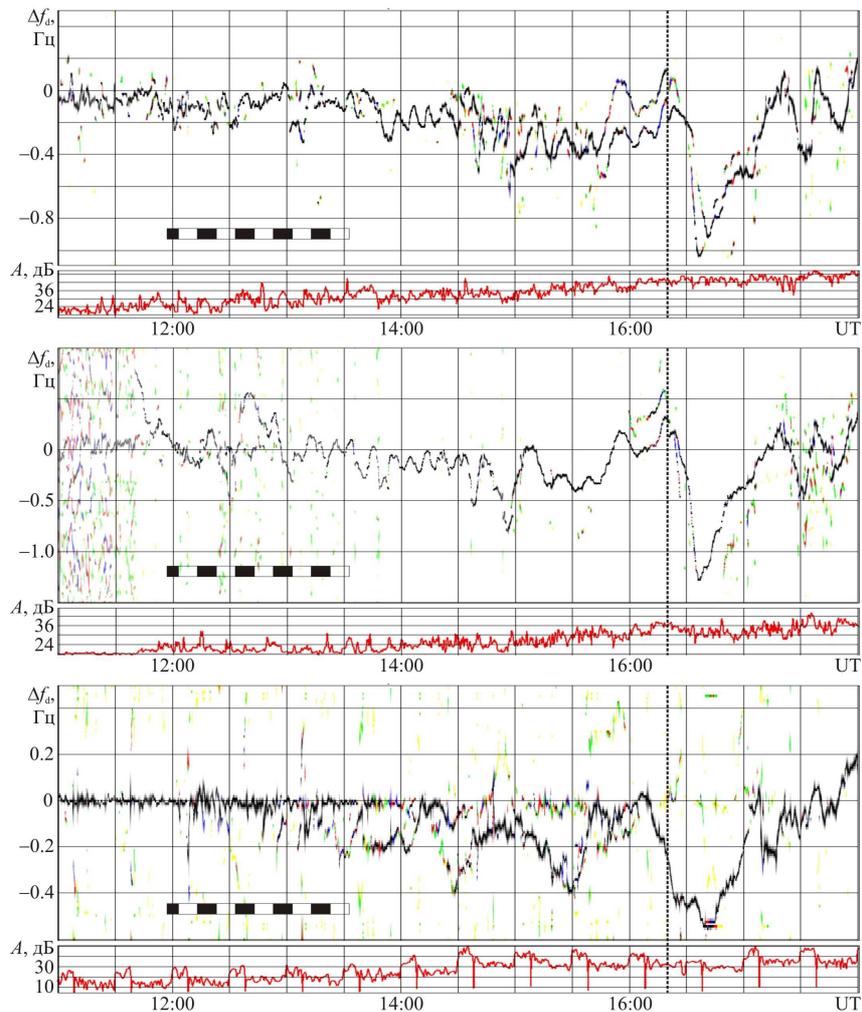


Рис. 2. Временные вариации ДС (верхние панели) и амплитуд (нижние панели) сигнала биений на трассах Гайдары–Граково (3.2 МГц, 4.2 МГц) и Талдом–Граково (4.996 МГц) 27 августа 2018 г.

Обсуждение

Подтверждено изученное ранее [3] явление возникновения крупномасштабных возмущений в нижней ионосфере, стимулированных воздействием мощным нестационарным радиоизлучением на ионосферу. Аперiodические возмущения возникали при включении/выключении стенда и длились 5–10 мин. Величина возмущений зависит от времени суток и состояния космической погоды. Возмущения сопровождаются увеличением концентрации электронов в нижней ионосфере в результате стимулированного мощным радиоизлучением высыпания электронов с энергией 10–100 кэВ из магнитосферы [3].

Заключение

1. Включение/выключение нагревного стенда при определенных состояниях космической погоды могло приводить к стимулированным аперiodическим возмущениям в нижней ионосфере. Время развития возмущений – 10–18 мин, их длительность – 5–10 мин.
2. Возмущения в F -области ионосферы относятся к квазипериодическим; их время запаздывания 45–60 мин (скорость распространения – 270–360 м/с), длительность – 2–2.5 ч, период – 10–30 мин.

3. Воздействие мощным радиоизлучением на ионосферу обычно приводит к уширению ДС, вызванного многолучевостью, время запаздывания эффекта составляет 45–60 мин.

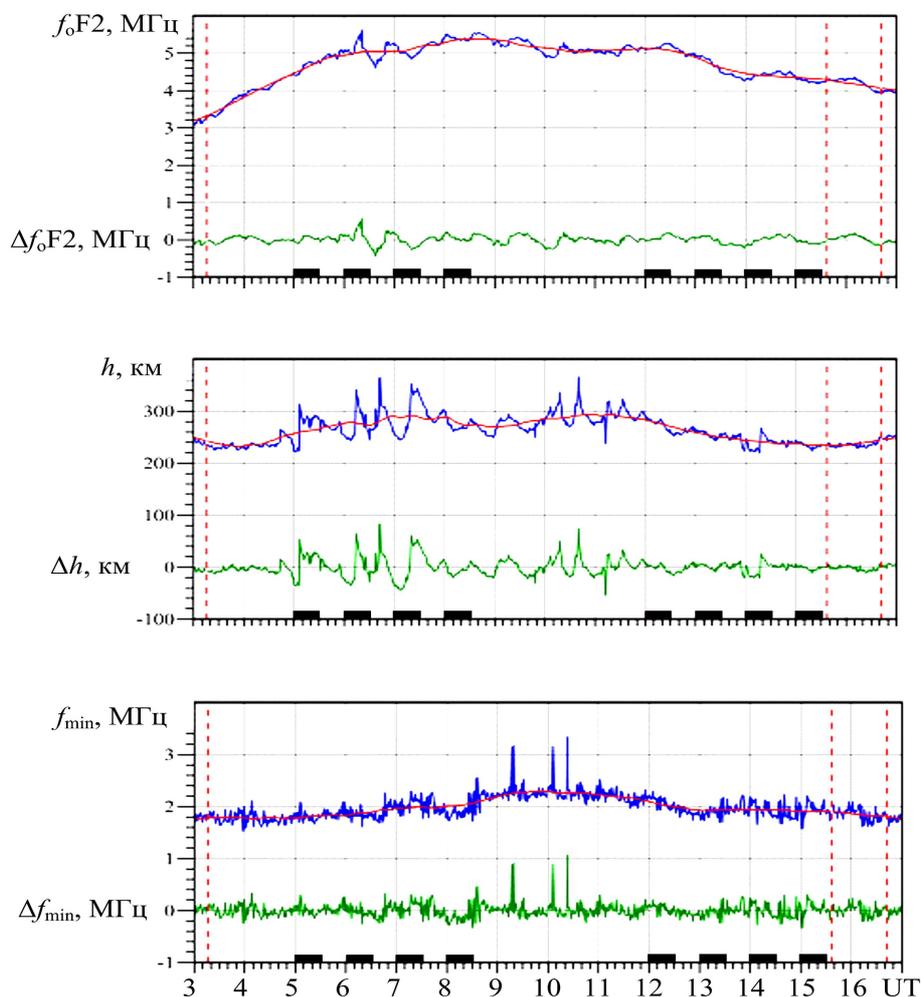


Рис. 3. Временные вариации частоты f_oF2 , действующей высоты следа от F -области и частоты f_{min} на ионограммах, а также их флуктуаций 19 сентября 2018 г. Пунктирными линиями показаны моменты захода Солнца на уровне Земли и на высоте 100 км.

Работа В.Л. Фролова выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки (грант № 3.1844.2017/4.6).

Список литературы

1. Фролов В. Л. Искусственная турбулентность среднеширотной ионосферы. — Н. Новгород: Изд-во ННГУ им. Н. И. Лобачевского, 2017. — 468 с.
2. Streltsov A. V., Berthelier J. -J., Chernyshov A. A., Frolov V. L., Honary F., Kosch M. J., McCoy R. P., Mishin E. V., Rietveld M. T. Past, Present and Future of Active Radio Frequency Experiments in Space // Space Science Reviews. — 2018. — Vol. 214, No 8. — 122 p. DOI: 10.1007/s11214-018-0549-7.
3. Черногор Л. Ф. Физика мощного радиоизлучения в геокосмосе: Монография. — Харьков: ХНУ им. В. Н. Каразина, 2014. — 544 с.
4. Черногор Л. Ф., Гармаш К. П., Поднос В. А., Тырнов О. Ф. Радиофизическая обсерватория Харьковского национального университета им. В. Н. Каразина — средство для мониторинга ионосферы в космических экспериментах // Космический проект «Ионосат-Микро». — К.: Академперіодика, 2013. — С. 160–182.

Том II, с. 120–123

УДК: 550.388 + 538.566 + 621.391.21

ВАРИАЦИИ ДОПЛЕРОВСКИХ СПЕКТРОВ И АМПЛИТУД ВЧ РАДИОВОЛН НА НАКЛОННЫХ РАДИОТРАССАХ, ПОСЛЕДОВАВШИХ ЗА ВОЗДЕЙСТВИЕМ НА ИОНОСФЕРНУЮ ПЛАЗМУ МОЩНЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ СТЕНДА СУРА

Л. Ф. Черногор¹, К. П. Гармаш¹, В. Л. Фролов²

¹Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, 61022, г. Харьков, пл. Свободы, 4
E-mail: Leonid.F.Chernogor@gmail.com

²Научно-исследовательский радиофизический институт ННГУ им. Н. И. Лобачевского, 603950, Россия, г. Н. Новгород, ул. Большая Печерская, 25/12а
E-mail: frolov@nirfi.unn.ru

Аннотация. Приведены результаты многотрассовых многочастотных наблюдений за вариациями доплеровских спектров и амплитуд ВЧ радиоволн на наклонных радиотрассах, последовавших за воздействием на ионосферу мощным радиоизлучением нагревного стенда Сура. Наблюдения выполнены в Радиофизической обсерватории ХНУ им. В. Н. Каразина в течение четырех измерительных кампаний в 2017–2018 гг. Определены основные параметры вариаций характеристик радиоволн.

Ключевые слова: доплеровские спектры; ВЧ радиоволны; наклонные радиотрассы; мощное радиоизлучение; стенд Сура

DOPLER SPECTRA AND AMPLITUDE HF RADIO WAVES VARIATIONS ON OBLIQUE RADIOPATHS FOLLOWING AFTER HIGH-POWER RADIATION SURA HEATER ACTION ON IONOSPHERIC PLASMA

L. F. Chernogor, K. P. Garmash, V. L. Frolov

Abstract. The observations of variations in HF Doppler spectra and amplitudes observed along oblique-incidence radio paths following high-power Sura heater radio transmissions on the ionosphere are presented. The observations are made from the V. N. Karazin Kharkiv National University Radiophysical Observatory during four observational campaigns in 2017 – 2018. The basic parameters of radio waves have been determined.

Keywords: Doppler spectra, HF Radio waves, oblique-incidence radio paths, high-power radio transmissions, Sura heater

Введение

Воздействие мощным радиоизлучением на ионосферную плазму приводит к целому комплексу физических эффектов [1–5]. При этом в пределах диаграммы направленности антенны (ДНА) нагревного стенда и вблизи нее генерируются возмущения с различными пространственными и временными масштабами [4, 5]. Представляет интерес исследование возможности изменения характеристик радиоволн под действием мощного радиоизлучения на трассах значительно (на расстояния ~ 1000 км) удаленных от ДНА нагревного стенда.

Цель настоящей работы — изложение результатов наблюдений за вариациями доплеровских спектров и амплитуд сигналов ВЧ диапазона на ряде наклонных радиотрасс, сопутствовавших воздействию на ионосферу мощным радиоизлучением стенда Сура.

Для наблюдений использовался программно-аппаратный комплекс многочастотного наклонного зондирования ионосферы, расположенный в Радиофизической обсерватории ХНУ им. В. Н. Каразина (с. Гайдары), и радиопередающие устройства вещательных и других служебных станций, работающих в диапазоне (от 66 кГц до 30 МГц) [6]. Из-за низких значений критической частоты в 2017–2018 гг. непрерывные измерения выполнены на частотах 3.2 и 4.2 МГц (трасса Гайдары – Граково) и 4.998 МГц (трасса Талдом – Граково). Длина радиотрасс вдоль поверхности Земли при этом составляла 44 и 643 км соответственно.

Результаты наблюдений

Пример временных вариаций доплеровских спектров (ДС) приведен на рис. 1. Видно, что воздействие мощным радиоизлучением на ионосферу приводило к заметному уширению ДС. Временные вариации доплеровского смещения частоты (ДСЧ) показаны на рис. 2, из которого видно (см. панель *a*), что до включения стенда характер ДСЧ был хаотическим. С временем запаздывания $\Delta t \approx 60$ мин появились спектральные составляющие с периодом $T \approx 30$ мин. В этом сеансе измерений воздействие осуществлялось в режиме 15 мин — излучение, 15 мин — пауза (или [+15 мин; –15 мин]). Продолжительность квазипериодических вариаций ДСЧ составляла $\Delta T \approx 3$ ч, величина ДСЧ $f_d \approx 0.10$ – 0.15 Гц.

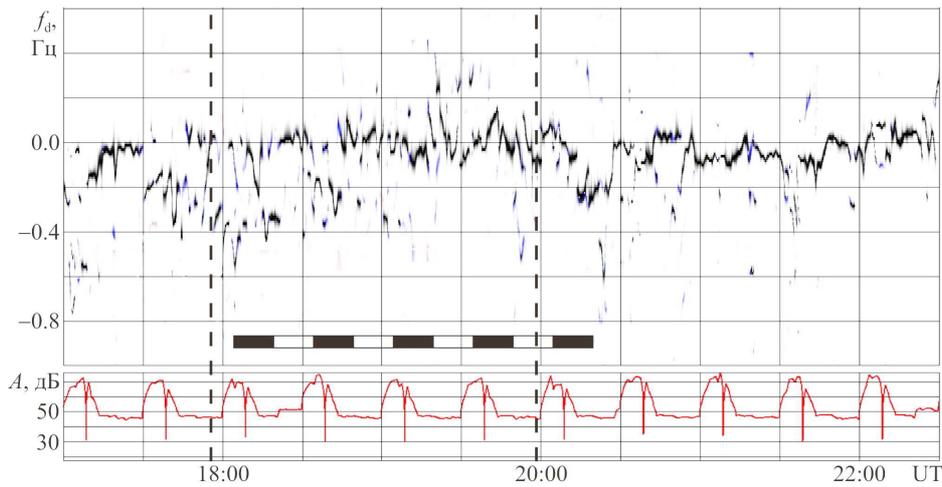


Рис. 1. Временные вариации ДС и амплитуды сигнала (внизу) на трассе Талдом–Граково 8 июня 2017 г. Режим излучения стенда здесь и далее показан на оси времени.

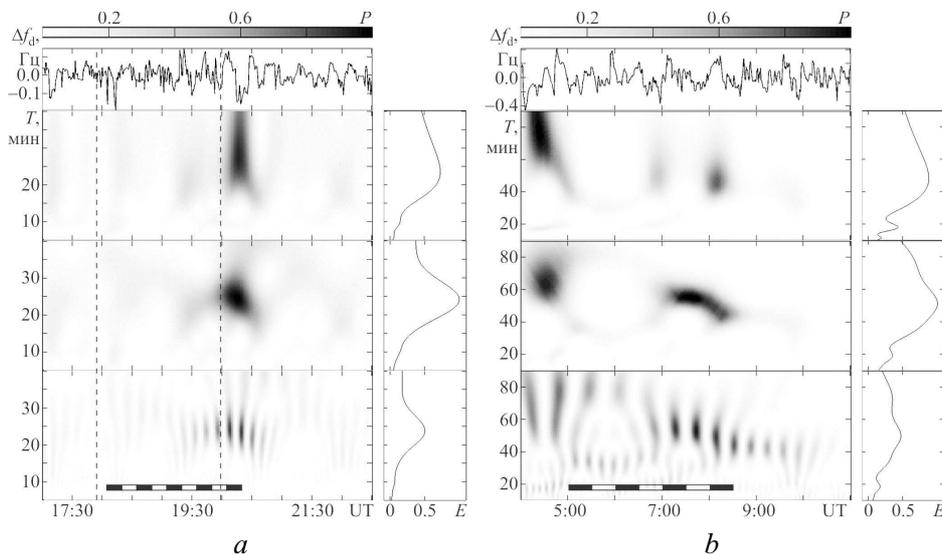


Рис. 2. Результаты спектрального анализа ДСЧ при помощи оконного преобразования Фурье, адаптивного преобразования Фурье и вейвлет-преобразования (панели сверху вниз). Справа показаны энергограммы (распределения энергий по периодам): *a* — на трассе Талдом–Граково для 8 июня 2017 г.; *b* — на трассе Гайдары–Граково для 17 сентября 2018 г. Пунктирными линиями показаны моменты захода Солнца на высоте 0 и 100 км.

При работе стенда в режиме [+30 мин; -30 мин] до включения стенда в спектре ДСЧ регистрировались составляющие с периодом ~ 20 и ~ 40 мин, а после его включения — с $T \approx 30$ и 60 мин (рис. 2б).

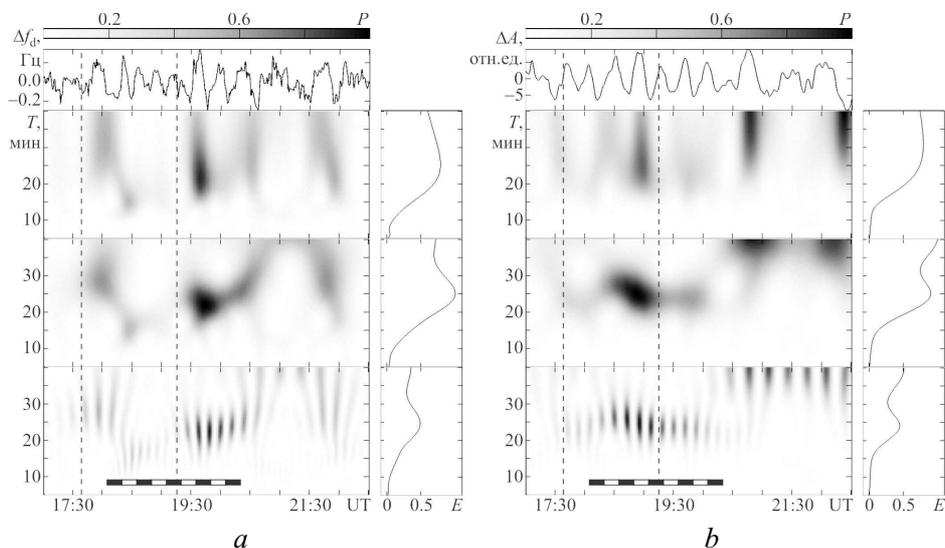


Рис. 3. Результаты спектрального анализа при помощи оконного преобразования Фурье, адаптивного преобразования Фурье и вейвлет-преобразования (панели сверху вниз). Справа показаны энергограммы (распределения энергий по периодам): *a* — ДСЧ на трассе Гайдары–Граково для 6 июня 2017 г.; *б* — флуктуаций амплитуды на трассе Гайдары–Граково для 6 июня 2017 г. Пунктирными линиями показаны моменты захода Солнца на высоте 0 и 100 км.

При воздействии радиоизлучения в режиме [+15 мин; -15 мин] в вечернее время наблюдалось два типа возмущений со следующими параметрами: $\Delta t_1 \approx 10$ мин, $T_1 \approx 15$ мин, $\Delta T_1 \approx 70$ мин, скорость распространения возмущений $v_1 \approx 1.6$ км/с, $f_d \approx 0.15$ Гц и $\Delta t_2 \approx 85$ мин, $T_2 \approx 30$ мин, $\Delta T_2 \approx 90$ мин, $v_2 \approx 190$ м/с, $f_{d2} \approx 0.2$ Гц (рис. 3а). При этом во временных вариациях флуктуаций амплитуды сигнала отмечался период $T \approx 30$ мин (рис. 3б).

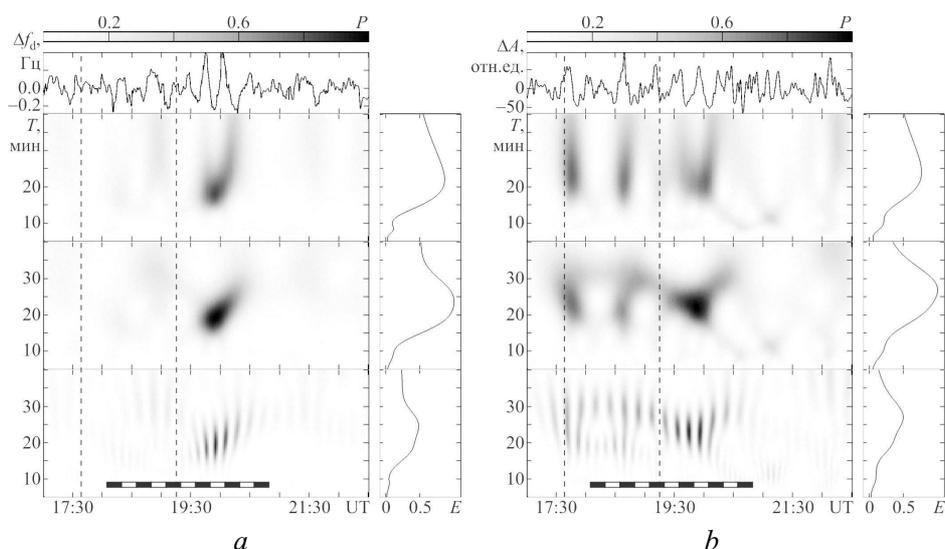


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, для 7 июня 2017 г.

При работе станда в том же режиме вечером 7 июня 2017 г. с запаздыванием $\Delta t \approx 40$ мин ($v \approx 400$ м/с) наблюдались квазипериодические вариации ДСЧ и амплитуды с периодами около 15–30 мин (рис. 4). При этом $f_{d2} \approx 0.15\text{--}0.30$ Гц, $\Delta T \approx 180$ мин.

Значениям амплитуд ДСЧ $f_d \approx 0.15$ Гц и 0.20 Гц при $T \approx 15$ мин и 30 мин соответствуют относительные амплитуды вариаций концентраций электронов $\delta_N \approx 3\text{--}4$ и $9\text{--}12\%$.

Обсуждение

Описанные выше эффекты наблюдались при эффективной мощности станда СУРА не менее 40 МВт. Значения периодов ($15\text{--}60$ мин) и скоростей (сотни метров в секунду) свидетельствуют о том, что работа станда в режиме периодического излучения приводила к генерации атмосферных гравитационных волн. Как известно, в диапазоне высот от ~ 100 до $200\text{--}250$ км их амплитуда возрастает. Ранее этот эффект нами был подтвержден экспериментально. При одновременном использовании двух частот 3.2 и 4.2 МГц на трассе Гайдары–Граково ДСЧ на меньшей частоте было примерно в $1.5\text{--}1.6$ раза меньше, чем на частоте 4.2 МГц. Следует учесть, что радиоволна с частотой 3.2 МГц отражалась примерно на $30\text{--}50$ км ниже, чем радиоволна с частотой 4.2 МГц.

Таким образом, периодическое излучение станда Сура могло заметно влиять на ДС, ДСЧ и флуктуации амплитуды принимаемого сигнала. Заметим, что величина эффекта и его появляемость зависели от времени суток, сезона и состояния космической погоды.

Заключение

1. Показано, что при эффективной мощности станда не менее $40\text{--}60$ МВт примерно через $40\text{--}60$ мин после начала излучения станда Сура на радиотрассах, удаленных на расстояния ~ 1000 км от места воздействия ДС заметно уширяются, проявляется многолучевость сигнала.
2. Периодический нагрев ионосферы приводит к периодическим вариациям ДСЧ с максимальным отклонением $\sim 0.1\text{--}0.2$ Гц и амплитуды сигнала. Время запаздывания реакции ионосферы над г. Харьков составляет $40\text{--}60$ мин. При этом δ_N изменялось от 3 до 12% .
3. Квазипериодические вариации ДСЧ и амплитуды вызваны генерацией и распространением волн со скоростями от ~ 0.2 до 1.6 км/с и периодами $15\text{--}30$ мин. Вариации со скоростью $0.2\text{--}0.4$ км/с, в отличие вариаций со скоростью ~ 1.6 км/с, наблюдались регулярно и отвечают скорости распространения атмосферных гравитационных волн на ионосферных высотах.

Работа В.Л. Фролова выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки (грант № 3.1844.2017/4.6).

Список литературы

1. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973. — 272 с.
2. Gurevich A. V. Nonlinear Phenomena in the Ionosphere. — New York, City Heidelberg, Berlin: Springer — Verlag, 1978. — 465 p.
3. Черногор Л. Ф. Физика мощного радиоизлучения в геокосмосе: Монография. — Х.: ХНУ им. В. Н. Каразина, 2014. — 544 с.
4. Фролов В. Л. Искусственная турбулентность среднеширотной ионосферы. — Н. Новгород: Изд-во ННГУ им. Н. И. Лобачевского, 2017. — 468 с.
5. Streltsov A. V., Berthelier J. -J., Chernyshov A. A., Frolov V. L., Honary F., Kosch M. J., McCoy R. P., Mishin E. V., Rietveld M. T. Past, Present and Future of Active Radio Frequency Experiments in Space // Space Science Reviews. — 2018. — Vol. 214, No 8. — 122 p. DOI: 10.1007/s11214-018-0549-7.
6. Черногор Л. Ф., Гармаш К. П., Поднос В. А., Тырнов О. Ф. Радиофизическая обсерватория Харьковского национального университета им. В. Н. Каразина — средство для мониторинга ионосферы в космических экспериментах // Космический проект «Ионосат-Микро». — К.: Академпериодика, 2013. — С. 160–182.

Том II, с. 124–127

УДК: 533.9.08 + 537.868

СПОРАДИЧЕСКИЙ СЛОЙ E ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫМ КВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ

К. М. Юсупов¹, Н. В. Бахметьева², В. Л. Фролов², Т. Маруяма³, А. Д. Акчурин¹,
Р. О. Шерстюков¹

¹Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18
E-mail: kamil.usupov@kpfu.ru

²Научно-исследовательский радиофизический институт ННГУ им. Н. И. Лобачевского,
603950, г. Нижний Новгород, ул. Б.-Печерская 25/12а

³National Institute of Information and Communications Technology, Tokyo, Japan

Аннотация. Воздействие мощным коротковолновым радиоизлучением на ионосферу Земли вызывает комплекс явлений, приводящих к генерации искусственной ионосферной турбулентности. Одной из наиболее важных компонент турбулентности являются искусственные ионосферные неоднородности с поперечным размером от долей метра до десятка и более километров. Изучение их спектральных и динамических характеристик даёт возможность исследовать свойства вызываемых мощной радиоволной неустойчивостей, изучать особенности динамических процессов в ионосфере, а также определять возможное влияние искусственных неоднородностей на распространение радиоволн различных диапазонов. Так 5 августа 2010 г. был проведен нагревный эксперимент на стенде СУРА. Эксперимент проводился в вечерние часы. Наблюдение за возбуждаемыми неоднородностями происходило на удалении в 170 км от стенда СУРА в обсерватории Казанского Федерального Университета (рядом с городом Казань) с помощью ионозонда «Циклон». Система управления ионозонда была настроена на повышенный режим регистрации ионограмм (1 ионограмма в минуту), что позволило наблюдать синхронные с нагревным излучением вариации амплитуды отражений от спорадического слоя E (E_s). Обсуждается возможный механизм наблюдаемого эффекта.

Ключевые слова: ионосфера; спорадический слой E (E_s); ионозонд; нагревный стенд «СУРА»

SPORADIC E LAYER AND POWERFUL HF RADIO EMISSION

K. M. Yusupov, N. V. Bakhmetieva, V. L. Frolov, T. Maruyama, A. D. Akchurin,
R. O. Sherstyukov

Abstract. Powerful HF radio emission to the Earth's ionosphere can be a reason of complex phenomena, which leads to the generation of artificial ionospheric turbulence. One of the most important components of turbulence is artificial ionospheric irregularities with a transverse dimension from a fraction of a meter to ten or more kilometers. The investigations of their spectral and dynamic characteristics makes possible to study the instabilities properties caused by the powerful radio wave and to study the features of dynamic processes in the ionosphere, and also to determine the possible influence of artificial irregularities to the different ranges radio waves propagation. Therefore, in August 5, 2010, a heating experiment was carried out at the SURA heating facilities. The experiment was carried out during evening hours. Observation of generated irregularities occurred at a distance 170 km from the SURA facility at the observatory of Kazan Federal University (near Kazan) with ionosonde Cyclone. The control system of the ionosonde was set to the fast mode of ionograms recording (1 ionogram per minute), which made it possible to observe variations in the amplitude of reflections from the sporadic E-layer (E_s). These variations look like synchronous with the heating time. A possible mechanism of the observed effect is discussed.

Keywords: ionosphere; sporadic E layer (E_s); ionosonde; “SURA” heating facilities

Введение

гигагерцового диапазона. Спорадический слой E является плазменным образованием с высоким электронным содержанием и формируется на высотах 90–140 км. Основной причиной происхождения E_s -слоя является теория ветрового сдвига [1, 3]. Достаточно информативными методами исследованиями E_s являются радарные исследования за счет больших мощностей излучения (например [3]), а также метод частичных отражений на искусственных периодических

неоднородностях [4–7]. Высокую информативность в изучении Es-слоя с помощью обычных ионозондов можно достичь при достаточной скорости регистрации ионограмм [8–12]. Так в Казанском Федеральном Университете была усовершенствована цифровая система управления ионозондом Циклон для регистрации ионограмм с 1 минутной периодичностью, и новая система управления начала работать с февраля 2010 г. Для анализа такого потока данных необходимы новые формы визуализации ионосферного зондирования, некоторые из таких форм представлены в работах [13–15]. Для визуализации данных ионозонда циклон были разработаны итоговые карты состояния ионосферы (A -, H -, A_s -карты) [12], которые позволили обнаружить вариации амплитуды отражений E_s -следов на ионограммах во время эксперимента при мощном воздействии КВ радиоизлучения стенда СУРА.

Вариации амплитуды Es следов на ионограммах

Эксперимент проводился в вечерние часы. Возмущение ионосферы осуществлялось передатчиками с мощностями 160 кВт. Радиоволны излучались на частоте $\sim 4,8$ МГц с частотой повторения 15 секунд и длительностями импульсов 20 мс и они имели необыкновенную поляризацию. Наблюдение за возбуждаемыми неоднородностями происходило на удалении в 170 км от стенда СУРА в обсерватории Казанского Федерального Университета. При обработке данных ионозонда циклон сначала анализировались H - (высотная карта положений максимумов – рис. 1а.) и A -карты (карта максимумов амплитуд – рис. 1б.). H -карта достаточно точно отображает критические частоты за счет хаотического расположения амплитуды шумов относительно высоты, в свою очередь A -карта в дополнении к критическим частотам несет информацию о вариациях амплитуды, однако низкоамплитудные отражения от слоев ионосферы сливаются с промышленными шумами, которые часто экранируют и высокоамплитудные полезные сигналы – это видно на рис. 1б. в виде коричнево-красных горизонтальных полос. Анализ A -карты выявил, что вовремя нагревного эксперимента 21:30–22:40 LT (или 1290–1360 минут суток), когда излучение стенда СУРА производилось каждые две минуты с длительностью 1 минута, на следах слоя E_s заметны резкие чередующиеся увеличения/ослабления амплитуд, как это видно на увеличенном фрагменте A -карты – рис. 2 в диапазоне времени ~ 1290 –1345 минут. Сигналы стенда СУРА заметны в виде темно красных полос в частотном интервале (4.5–5.2 МГц).

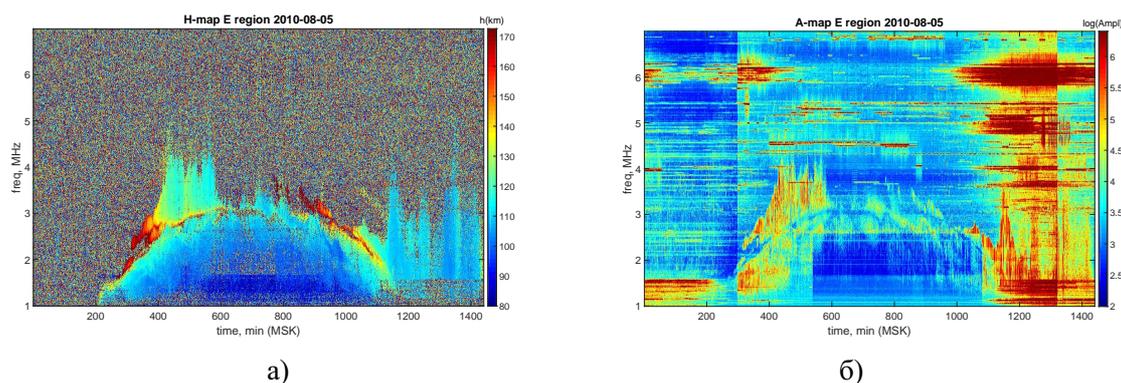
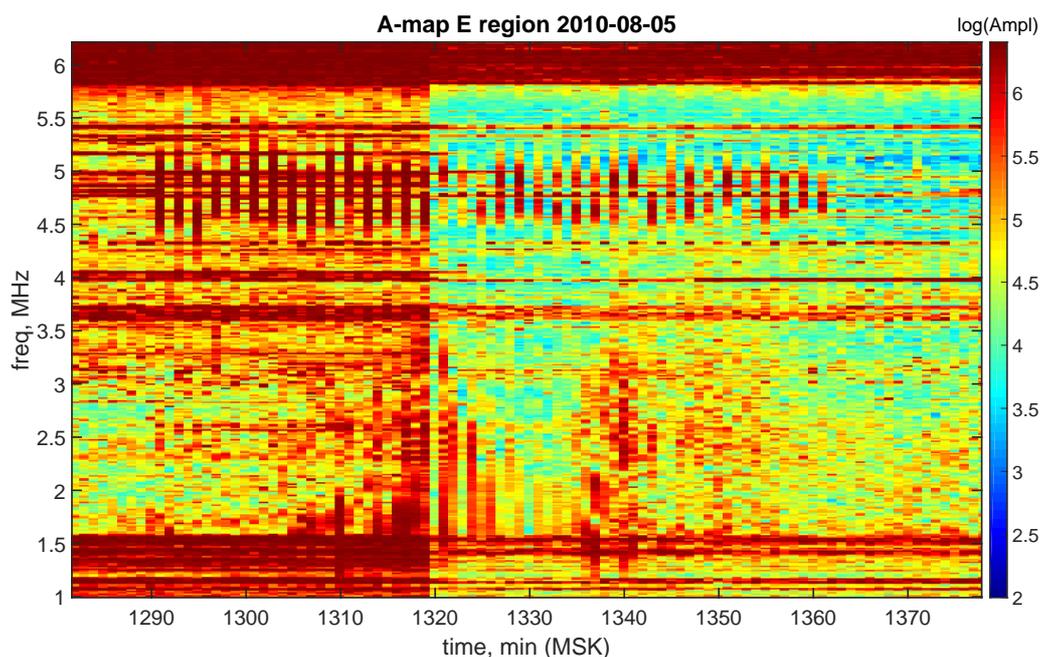
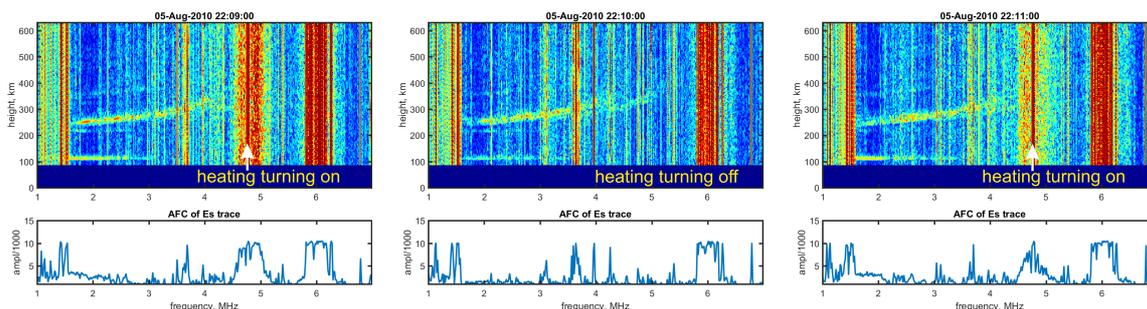


Рис. 1. а) H -карта E области ионосферы. б) A -карта E области ионосферы.

При детальном рассмотрении ионограмм описываемого интервала нагрева наблюдаются устойчивый след E_s на высоте ~ 110 км во время излучения, как это видно на рис. 3 (слева и справа), когда излучение отсутствует след E_s заметно слабее, а именно амплитуда отражения ниже и длительность отраженных импульсов короче, т. е. выглядит как почти распавшийся след (рис. 1 – ионограмма в центре). Отметим, что в этот интервал времени на следах слоя F не наблюдается такой модуляции амплитуды. Когда следы E_s диффузные (интервалы времен ~ 1290 –1315 и ~ 1337 –1360 мин) такая модуляция амплитуд от ионограммы к ионограмме наблюдается в более слабой форме, а вне интервала нагревного периода отсутствует.

Рис. 2. Увеличенный фрагмент А-карты E области ионосферы.Рис. 3. Пример последовательности ионограмм, показывающих модуляцию амплитуды отражений от E_s -слоя при воздействии мощного КВ-излучения.

Заключение

Исследования спорадических слоев E_s ведутся многие десятилетия и особенный интерес вызывает влияние на него мощного КВ излучения. Данная работа показывает одну из редких особенностей влияния излучения стенда СУРА на вариации амплитуды отражений от спорадического слоя E при вертикальном зондировании. Такой эффект удалось зарегистрировать благодаря 1 минутной периодичности регистрации ионограмм.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-05-00293).

Список литературы

1. Whitehead, J.D. Recent work on mid-latitude and equatorial sporadic- E, J. Atmos. Terr. Phys., 51, 401, 1989.
2. Mathews J. D. Sporadic E: current views and recent progress // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. — 1998. — Vol. 60. — P. 413.

3. Malhotra A., Mathews J. D. and Urbina J. Effect of Meteor Ionization on Sporadic-E observed at Jicamarca // *Geophys. Res. Lett.* — 2008. — Vol. 35. — L15106. — doi:10.1029/2008GL034661.
4. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Толмачева А. В., Бахметьева Н. В. Исследование ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей. — Нижний Новгород: ИПФ РАН. 1999. — № 155 — С. 2.
5. Бахметьева Н. В., Беликович В. В. Результаты исследований спорадического слоя E методом резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях ионосферной плазмы // *Известия высших учебных заведений. Радиофизика.* — 2008. — Т. 51. № 11. — С. 956–969.
6. Bakhmet'eva N. V., Grigoriev G. I., Tolmacheva A. V., Kalinina E. E. Atmospheric Turbulence and Internal Gravity Waves Examined by the Method of Artificial Periodic Irregularities // *Russian Journal of Physical Chemistry B.* — 2018. — Vol. 12, No. 3. — P. 510–521.
7. Бахметьева Н. В., Беликович В. В., Егоров М. Н., Толмачёва А. В. Искусственные периодические неоднородности, волновые явления в нижней ионосфере и спорадический слой E // *Известия высших учебных заведений. Радиофизика.* — 2010. — Т. 53. № 2. — С. 77–90.
8. Christos Haldoupis, Chris Meek, Nikolas Christakis, Dora Pancheva, Alain Bourdillon. Ionogram height–time–intensity observations of descending sporadic E layers at mid-latitude // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* — 2006. — Vol. 68. — P. 539–557.
9. Chandra H., Sharma S., Devasia C. V., Subbarao K. S. V., Sridharan R., Sastri J. H., Rao J. V. S. V. Sporadic-E associated with the Leonid meteor shower event of November 1998 over low and equatorial latitudes // *Ann. Geophys.* — 2001. — Vol. 19. — P. 59–69, doi: 10.5194/angeo-19-59-2001.
10. Maruyama T., Kato H., Nakamura M. Ionospheric effects of the Leonid meteor shower in November 2001 as observed by rapid run ionosondes // *J. Geophys. Res.* — 2003. — Vol. 108, A8. — 1324, doi:10.1029/2003JA009831.
11. Maruyama T., Kato H., Nakamura M. (2008), Meteor-induced transient sporadic E as inferred from rapid-run ionosonde observations at midlatitudes // *J. Geophys. Res.* — 2008. — Vol. 113, A09308, doi:10.1029/2008JA013362.
12. Akchurin A., Yusupov K. The O- and Z-modes interference beating in sporadic E layer traces amplitude // *IEEE Xplore*, doi: 10.1109/URSI-AT-RASC.2015.7303141.
13. Lynn K. J. W., Otsuka Y., Shiokawa K. Simultaneous observations at Darwin of equatorial bubbles by ionosonde-based range/time displays and airglow imaging // *Geophys. Res. Lett.* — 2011. — Vol. 38. — L23101, doi:10.1029/2011GL049856.
14. Haldoupis C., Meek C., Christakis N., Pancheva D., Bourdillon A. Ionogram height-time-intensity observations of descending sporadic E layers at mid-latitude // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* — 2006. — Vol. 68. — P. 539–557, doi: 10.1016/j.jastp.2005.03.020.
15. Harris T. J., Quinn A. D., Pederick L. H. The DST group ionospheric sounder replacement for JORN // *Radio Sci.* — 2016. — Vol. 51. — P. 563–572, doi:10.1002/2015RS005881.

СЕКЦИЯ 6

Физические проблемы радиолокации,
радионавигации и радиосвязи

Том II, с. 129–133

УДК: 537.87 + 621.396

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ СШП ХАОТИЧЕСКОГО АНСАМБЛЯ

Ю. В. Андреев

*Московский физико-технический институт (НИИУ),
141700, г. Долгопрудный, Институтский пер. 9*

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
125009, г. Москва, ул. Моховая 11 корп. 7*

E-mail: andreev.iuv@mipt.ru

Аннотация. Ансамбль сверхширокополосных хаотических передатчиков представляет собой новый тип передающих устройств, работающих в режиме коллективного излучения. Характеристики СШП хаотического ансамбля существенно отличаются от характеристик традиционных передающих радиосистем. Аналитически исследована структура поля излучения ансамбля сверхширокополосных хаотических излучателей. Показано, что некогерентное суммирование полей, создаваемых передатчиками ансамбля, не приводит к появлению дополнительных направленных свойств.

Ключевые слова: динамический хаос; хаотическая несущая; распространение радиоволн; диаграмма направленности; сверхширокополосный сигнал; некогерентное сложение; коллективный режим; передача информации

ENERGY RADIATION PATTERN OF UWB CHAOTIC ENSEMBLE

Yu. V. Andreyev

Abstract. Ensemble of ultrawideband (UWB) chaotic transmitters is a new type of transmitter systems operating in collective transmission mode. Performance of UWB chaotic ensemble differs substantially from those of traditional transmitter radio systems. The structure of the emission field of the UWB chaotic radiator ensemble is studied analytically. As is shown, noncoherent summation of the fields created by the ensemble radiators gives no additional directivity.

Keywords: dynamic chaos; chaotic carrier; radio wave propagation; radiation pattern; ultrawideband signal; noncoherent summation; collective mode; information transmission

Введение

В последние годы сверхширокополосные (СШП) сигналы и системы находят все большее применение в системах радиолокации и передачи информации, и поскольку существует запрос на увеличение дальности действия соответствующих СШП систем, интерес представляет использование коллективных режимов излучения для достижения этой цели.

Для систем СШП радиолокации характерно использование ультракоротких импульсных сигналов («моноцикл Гаусса») и коротких радиоимпульсов. Характеристики излучения таких сигналов исследовались аналитически и численно [1–8]. Отмечено, что для описания направленности излучения СШП систем удобно пользоваться энергетическими характеристиками, интегральными по частоте и длительности импульса [3]. При анализе направленных свойств был сделан вывод, что характеристики направленности излучателя СШП сигнала зависят не только от диаграммы направленности (ДН) антенны, но и от спектра излучаемого сигнала [1–4].

Исследовались характеристики излучения ансамблей СШП излучателей в коллективном режиме. Доступные из литературы данные относятся к решеткам излучателей СШП ультракоротких импульсов (например, [5–8]). Показано, что характеристики направленности таких решеток качественно близки к характеристикам антенных решеток (АР), запитываемых узкополосными

радиосигналами [9]. А именно, для АР, излучающих сверхкороткие импульсы, характерна остро направленная энергетическая диаграмма направленности (ЭДН, ЭКНД). Указывается, что «форма и спектр импульса в дальней зоне существенно зависит от расстояния между излучателями и направления относительно максимума ЭДН» [5]; что учет взаимовлияния элементов АР приводит к обужению полосы и сильным направленным свойствам АР [7]; что антенные решетки могут обеспечивать высокую направленность системы при использовании слабонаправленных антенн [8].

Таким образом, суммирование в пространстве сигналов источников СШП ультракоротких импульсов приводит к появлению выраженных направленных свойств даже при использовании ненаправленных антенн. Следует заметить, что для задач радиолокации данное свойство является скорее положительным, поскольку в этих задачах формирование узкого луча является существенным требованием.

В то же время, при создании беспроводных сетей СШП радиосвязи, особенно сетей с произвольным расположением приемопередающих узлов, может возникать требование всенаправленного характера передачи и приема беспроводного сигнала. Из анализа литературных источников [1–8] следует, что системы на ультракоротких импульсах неспособны обеспечить ненаправленное в коллективном режиме передачи. В этой связи, интерес представляют системы связи на СШП хаотических радиоимпульсах [10].

В данном докладе исследуются характеристики направленности СШП хаотических излучателей и ансамблей таких излучателей. От ультракоротких импульсов (УКИ) и коротких радиоимпульсов (КРИ) их отличают следующие особенности [10, 11].

Сверхширокая полоса частот ΔF УКИ и КРИ объясняется их крайне малой длительностью ΔT . В отличие от них, хаотические сигналы являются сверхширокополосными в силу внутренней динамики порождающих их нелинейных динамических систем [12]. Поэтому, база УКИ составляет $B = \Delta F \Delta T \sim 1$, а база СШП хаотических радиоимпульсов может произвольно меняться в широких пределах за счет изменения длительности импульса [11].

Еще одним существенным отличием хаотических радиоимпульсов является неповторяемость. В ансамбле независимых хаотических излучателей, хаотические радиоимпульсы являются некоррелированными [13], а сложение соответствующих полей в пространстве происходит некогерентным образом.

Энергетическая диаграмма направленности одиночного СШП хаотического излучателя

В спектральном представлении в свободном пространстве в рамках скалярной модели рассмотрим излучение точечного источника СШП хаотического сигнала. Поле излучателя, расположенного в начале сферической системы координат, в дальней зоне $kr \gg 1$ в точке приема $M(\theta, \alpha, r)$ имеет вид расходящейся сферической волны [14]:

$$E(\theta, \alpha, r, \omega) = \frac{A\omega}{r\sqrt{4\pi}} S(\omega) F(\theta, \alpha, \omega) \exp[-j(kr + \varphi)], \quad (1)$$

где E – комплексная амплитуда электрического поля, θ и α – углы сферической системы координат; A – множитель, определяющий интенсивность колебаний излучателя; $S(\omega)$ – комплексная спектральная плотность сигнала на входе антенны; $F(\theta, \alpha, \omega)$ – нормированная ДН антенны излучателя; r и $\varphi(\omega)$ – соответственно расстояние от излучателя до точки наблюдения и случайная фаза его тока возбуждения; $k = \omega/c$ – волновое число; ω – круговая частота излучения; c – скорость света.

Физический смысл ЭДН излучателя есть зависимость потока излучаемой энергии (мощности) от направления в пространстве. Определим ЭДН $H(\theta, \alpha)$ как отношение плотности мощности поля излучения источника $P(\theta, \alpha, r)$ к плотности мощности поля $P_i(r)$, создаваемого источником равной мощности при изотропном излучении

$$H(\theta, \alpha) = \frac{P(\theta, \alpha, r)}{P_i(r)}. \quad (2)$$

Очевидно, $P_i(r) = P_0/4\pi r^2$, где P_0 – мощность излучения источника, которая с учетом (1) равна

$$P_0 = A^2 \int_{\omega_=}^{\omega_2} |S(\omega)|^2 d\omega, \quad (3)$$

где $\omega_н$ и $\omega_в$ – соответственно нижняя и верхняя граничные частоты СШП сигнала. Мгновенная плотность мощности поля $P(\theta, \alpha, r)$ с точностью до постоянного множителя равна:

$$\begin{aligned} P(\theta, \alpha, r) &= \int_0^\infty |E|^2 d\omega = \int_0^\infty \left| \frac{A}{r\sqrt{4\pi}} S(\omega) F(\theta, \alpha, \omega) \exp[-j(kr + \varphi)] \right|^2 d\omega = \\ &= \frac{A^2}{4\pi r^2} \int_{\omega_=}^{\omega_2} |S(\omega)|^2 F^2(\theta, \alpha, \omega) d\omega. \end{aligned} \quad (4)$$

Отсюда получаем следующее выражение для ЭДН хаотического излучателя

$$H(\theta, \alpha) = \frac{\int_{\omega_=}^{\omega_2} |S(\omega)|^2 F^2(\theta, \alpha, \omega) d\omega}{\int_{\omega_=}^{\omega_2} |S(\omega)|^2 d\omega}. \quad (5)$$

Таким образом, ЭДН СШП излучателя определяется не только ДН антенны излучателя $F(\theta, \alpha, \omega)$, но и спектром $S(\omega)$ излучаемого сигнала. Схожие выражения ранее были получены для излучателей СКИ и КРИ [1–4].

ЭДН ансамбля СШП хаотических излучателей

Рассмотрим теперь направленные свойства ансамбля хаотических излучателей. Коллективный режим излучения ансамбля будем обеспечивать не с помощью антенной решетки, излучающей один сигнал через несколько антенн, а за счет согласованного излучения набора независимых сигналов. Каждый излучатель ансамбля содержит независимый СШП генератор хаоса, модулятор и собственную антенну с ДН $F(\theta, \alpha, \omega)$. СШП хаотические радиоимпульсы излучаются всеми элементами ансамбля одновременно.

Введем ЭДН ансамбля $H(\theta, \alpha)$ как зависимость потока мощности от направления в пространстве аналогично (2)

$$H_\Sigma(\theta, \alpha) = \frac{P_\Sigma(\theta, \alpha, r)}{P_{\Sigma,i}(\theta, \alpha, r)}, \quad (6)$$

где $P(\theta, \alpha, r)$ – плотность мощности поля ансамбля в точке приема, а $P_{i,i}(\theta, \alpha, r)$ – плотность мощности поля ансамбля таких же излучателей, у которых все антенны заменены на изотропные. Как было показано ранее [15], в дальней зоне $P_\Sigma(\theta, \alpha, r) = \sum_{n=1}^N P_n(\theta_n, \alpha_n, r_n)$, так как сигналы независимых хаотических источников не коррелированы, и поля суммируются по мощности.

Тогда для плотности мощности поля ансамбля излучателей с изотропными антеннами имеем $P_{\Sigma,i}(\theta, \alpha, r) = \sum_{n=1}^N P_{i,n}(r_n)$, где $P_{i,n}$ – плотность мощности поля n -го источника в точке приема при изотропном излучении; аналогично поступаем с $P(\theta, \alpha, r)$ и получаем ЭДН

$$H_\Sigma(\theta, \alpha) = \frac{\sum_{n=1}^N P_{i,n} H_n(\theta, \alpha)}{\sum_{n=1}^N P_{i,n}} = \sum_{n=1}^N a_n H_n(\theta, \alpha), \quad (7)$$

$$a_n = \frac{P_{Tx,n}}{\sum_{n=1}^N P_{Tx,n}}, \quad (8)$$

где $P_{Tx,n}$ – мощность излучения n -го источника. Таким образом, ЭДН ансамбля является линейной комбинацией ЭДН его элементов, причем весовыми коэффициентами являются значения относительной мощности этих элементов.

Из полученного выражения следует важный вывод. Если антенны всех элементов ансамбля одинаковые и одинаково расположены, т.е. их ДН равны $F_n(\theta, \alpha, \omega) = F_0(\theta, \alpha, \omega)$, $n = 1, \dots, N$, и соответственно ЭДН $H_n(\theta, \alpha) = H_0(\theta, \alpha)$, то $H(\theta, \alpha) = H_0(\theta, \alpha)$, т.е. ЭДН всего ансамбля совпадает с

ЭДН каждого его элемента. Например, если антенны всех излучателей ансамбля ненаправленные, то и излучение всего ансамбля также является ненаправленным.

Это свойство ансамбля хаотических излучателей резко отличает его от других систем коллективного излучения, как узкополосных сигналов [9], так и сверхширокополосных УКИ и КРИ [5–8]. Анализ показывает, что направленные свойства излучения ансамбля появляются в том случае, когда в точке приема суммируемые поля являются когерентными. Для узкополосных несущих это происходит ввиду коррелированности синусоидальных сигналов одной частоты. В случае УКИ и КРИ, корреляция сигналов в точке приема связана с тем, что это сигналы с фиксированной формой. Так как величина корреляции зависит от направления на ансамбль от точки приема, появляется угловая зависимость диаграммы направленности ансамбля.

Может показаться некорректным сравнение ансамбля независимых источников с ансамблем излучателей в виде антенной решетки. В самом деле, анализ и моделирование показывают, что если вместо ансамбля независимых СШП хаотических излучателей использовать антенную решетку, запитываемую единственным СШП хаотическим сигналом, то такая решетка покажет остронаправленные свойства даже при использовании ненаправленных антенн. Это объясняется тем, что хотя хаотические сигналы имеют малое время автокорреляции, обратно пропорциональное ширине полосы частот, $\tau \sim 1/\Delta F$, в точке приема лучи с относительным временем набега $\Delta t < \tau$ оказываются коррелированными и складываются по амплитуде.

Однако даже если взять ансамбль независимых излучателей УКИ, добиться ненаправленных свойств невозможно: в точке приема УКИ все равно окажутся коррелированными вследствие хорошей повторяемости формы. Таким образом, из всех типов СШП систем только ансамбль независимых СШП хаотических излучателей способен обеспечить ненаправленные свойства.

Заключение

Аналитически исследована структура поля излучения ансамбля сверхширокополосных хаотических излучателей. Получены оценки для энергетических диаграмм направленности отдельных СШП излучателей и СШП ансамбля в целом. В силу некогерентности полей, создаваемых излучателями ансамбля, суммирование этих полей в пространстве не приводит к появлению дополнительных направленных свойств.

Работа выполнена по госзаданию.

Список литературы

1. Зернов Н.В., Меркулов Г.В. Энергетические характеристики апертурных антенн, излучающих негармонические волны // Радиотехника. 1991. – № 1. – С. 68–71.
2. Зернов Н.В. Коэффициент направленного действия и эффективная площадь апертурной антенны при излучении и приеме негармонических сигналов // Радиотехника. 1995. – № 3. – С. 51–52.
3. Иммореев И.Я., Синявин А.Н. Излучение сверхширокополосных сигналов // Антенны. 2001. – № 1 (47). – С. 8–16.
4. Авдеев В.Б. Энергетические характеристики направленности антенн и антенных систем при излучении и приеме сверхширокополосных сигналов и сверхкоротких импульсов // Антенны. 2002. № 7 (62). С. 5–27.
5. Курочкин А.П., Лось В.Ф., Стрижков В.А. Формирование энергетических диаграмм направленности видеоимпульсными сканирующими антенными решетками // Антенны. 2007, № 1 (116), С. 45–54.
6. Разиньков С.Н. Направленные свойства решеток вибраторов, возбуждаемых сверхширокополосными квазирадиосигналами // Радиотехника. 2008. № 6. С. 97–101.
7. Лаговский Б.А. Излучение сверхкоротких импульсов антенными решетками с учетом взаимовлияния элементов // Антенны. 2009. № 9 (148). С. 29–36.
8. Овчаров А.П., Седельников Ю.Е. Антенные решетки для сверхширокополосных радиосредств // Антенны. 2013. № 11 (198). С. 29–35.

9. Хансен Р.С. Фазированные антенные решетки / 2-е изд. пер. с англ. под ред. А.И. Синани. – М.: Техносфера, 2012.
10. Дмитриев А.С., Панас А.И. Динамический хаос. Новые носители информации для систем связи. – М.: Физматлит, 2002. 252 с.
11. Андреев Ю.В., Дмитриев А.С., Кузьмин Л.В., Мохсени Т.И. Сверхширокополосные сигналы для беспроводной связи // Радиотехника, 2008, № 8, С. 83–90.
12. Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Панас А.И., Максимов Н.А. Генерация хаоса – М.: Техносфера, 2012, 424 с.
13. Шустер Г. Детерминированный хаос. – М.: Мир, 1988.
14. Каплун В.А., Браммер Ю.А., Лохова С.П., Шостак И.В. Радиотехнические устройства и элементы радиосистем: учеб. пособие. – М.: Высшая школа, 2002. 294 с.
15. Андреев Ю.В., Дмитриев А.С., Лазарев В.А. СШП прямохаотическая передающая панель. Теория и эксперимент // Труды науч. конф. «V Всероссийские Арmandовские чтения», Муром, Россия, 29 июня–1 июля 2015 г.

Том II, с. 134–138

УДК: УДК: 551.510.535 + 621.396.24

ВЛИЯНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК КЛАССА M4.0, M7.3 И X2.0 НА ПАРАМЕТРЫ СИСТЕМ КОГНИТИВНОЙ КВ СВЯЗИ

Р. Р. Бельгибаев Н. В. Рябова Е. В. Катков

ФГБОУ ВО Поволжский государственный технологический университет,

424000, Респ. Марий Эл, г. Йошкар-Ола, Площадь Ленина, 3

E-mail: BelgibaevRR@volgatech.net

Аннотация. Ухудшение работы систем КВ связи часто вызваны непрогнозируемыми возмущениями ионосферы, обусловленными солнечными вспышками. Это приводит к необходимости их экспериментального исследования, методами радиозондирования. Однако для этих целей метод пассивного зондирования ионосферы и упорядоченного по частоте множества парциальных КВ каналов требует своего развития. В работе данная задача решена благодаря созданию оригинального алгоритмического обеспечения и применению современных технологий цифровой обработки сигнала, позволившей оценивать параметры внезапных ионосферных возмущений в широкой полосе частот и реальном времени, а также параметры вызванных ими блэкаутов. Эксперименты, посвященные исследованию релаксации блэкаутов проводились 18 апреля, 24 и 26 октября 2014 года.

Ключевые слова: короткие волны; блэкаут; пассивный зонд; отношение сигнал/шум; время релаксации

EFFECT OF ABSORPTION DURING SOLAR FLARES OF CLASS M4.0, M7.3 AND X2.0 ON THE PARAMETERS OF COGNITIVE HF COMMUNICATION SYSTEMS

R. R. Belgibaev, N. V. Ryaboiva, E. V. Katkov

Abstract. Typically, degradation of HF communication systems operation is caused by unpredictable ionospheric disturbances due to the solar flares. Therefore, it is crucial to do experimental research into the solar flares by means of radio sounding methods. However, for these purposes, the method of passive sounding of the ionosphere and multiple HF channels requires its development. In our studies this problem was solved through the development of original algorithms and the use of the state-of-the-art digital signal processing technologies. This allowed to estimate the parameters of sudden ionospheric disturbances over a wide frequency band in real time, as well as the parameters of blackouts. Experiments focused on studying relaxation of blackouts were carried out at April 18, October 24 and 26, 2014.

Keywords: short waves; blackout; passive sounder; signal to noise ratio; relaxation time

Введение

Короткие волны является эффективным средством решения проблемы обеспечения беспроводной связи на дальние расстояния и в местах со сложным рельефом местности из-за их свойства отражаться от ионизированных слоев верхней части атмосферы. Основные проблемы для систем связи вызваны непрогнозируемыми возмущениями ионосферы, что негативно сказывается на работе систем КВ связи. Физическими процессами, приводящими к ним, относятся солнечные вспышки, возмущения магнитного поля Земли, спорадический *E* слой и др. Нестабильность состояния ионосферы приводит к искажениям принимаемого сигнала и ухудшают помехоустойчивость КВ радиосистем. В настоящее время решение данной проблемы идет по двум направлениям. Первое связано с проектированием систем, учитывающих основные физические особенности линии связи. Другое – с созданием когнитивных систем, в которые включаются системы диагностики сложной среды распространения, основанные на применении метода радиозондирования ионосферы.

В настоящее время для зондирования используется 2 типа ионозондов: панорамные и каналные. Наибольшее распространение получили панорамные ионозонды с непрерывным линейно-частотно-модулированным (ЛЧМ) сигналом. Для них эффективна оптимальная обработка зондирующего сигнала в приемнике, которая позволяет получить значительный (до 10^5 – 10^6) выигрыш в величине отношения сигнал/шум и существенно снизить мощность зондирующего сигнала. Однако, для реализации ЛЧМ ионозонда требуется дорогостоящее специальное оборудование.

Для зондирования ионосферы, возможно применение пассивного ЛЧМ ионозонда. В этом случае для приема зондирующих сигналов можно использовать аппаратуру связи. Однако подход пассивного панорамного зондирования требует своего развития в алгоритмической и программной частях. Это особенно важно для исследования эффекта блэкуата, вызванного рентгеновскими вспышками.

Виды ионосферных возмущений. Блэкауты.

Солнечные вспышки включают в себя: электромагнитное излучение (ультрафиолетовое и рентгеновское), частицы высоких энергий (протоны) и солнечную плазму (протоны и электроны). Вспышки разделяются по классам (см. таб. 1).

Таблица 1. Классы солнечных вспышек [1].

№	Обозначение	Интенсивность рентгеновского излучения в пике (Bm/m^2)
1	A	$<10^{-7}$
2	B	10^{-7} – 10^{-6}
3	C	10^{-6} – 10^{-5}
4	M	10^{-5} – 10^{-4}
5	X	$>10^{-4}$

Внезапные ионосферные возмущения (ВИВ) обусловлены рентгеновским излучением вспышки, приводящим к существенному росту электронной концентрации на высотах слоя D и широкополосному поглощению КВ (блэкауту). Блэкауты разделяются на следующие классы (см. таб. 1).

Таблица 2. Классы блэкаутов [2].

№	Классификация NOAA	Класс солнечных вспышек	Длительность
1	R1	M1	минуты
2	R2	M5	десятки минут
3	R3	X1	около часа
4	R4	X10	1-2 часа
5	R5	X20	несколько часов

Блэкауты носят случайный характер, регистрируются методами радиозондирования и требуют патрульных экспериментов.

Техника пассивного зондирования и условия проведения эксперимента

Среди средств радиозондирования наиболее доступным является пассивный ЛЧМ ионозонд. Блок-схема и внешний вид разработанного нами устройства для пассивного зондирования ионосферного КВ радиоканала представлена на рис. 1 [3, 4].



Рис. 1. Блок-схема устройства для пассивного зондирования ионосферного КВ радиоканала и внешний вид пассивного ЛЧМ ионозонда

Непрерывный ЛЧМ сигнал в диапазоне $3-30$ МГц излучается передатчиками активных ЛЧМ ионозондов. Приемник пассивного зонда, настроенный на заданную рабочую частоту, «вырезает» в принимаемом непрерывном сигнале ЛЧМ импульс с девиацией, равной полосе пропускания приемника $2,7$ кГц, и длительностью $T_0=27$ мс. Для зондирования упорядоченного по рабочей частоте множества парциальных каналов приемник перестраивается за время 1 с с шагом 100 кГц. Частотно-временная синхронизация [5–7] осуществляется по сигналам навигационных систем ГЛОНАСС и GPS с помощью модуля NAVIOR-T CH3833.

Каждый принятый ЛЧМ импульс с девиацией 3 кГц оцифровывается и сжимается во временной области путем вычисления корреляционного интеграла. Для синхронизации устройства, цифровой обработки сигнала, его обнаружения и выделения, а также для оценки параметров каждого канала и отображения результатов в виде ионограмм, суточных ходов отношения сигнал/шум разработаны алгоритмы и создано соответствующее программное обеспечение [8, 9]

Экспериментальные исследования влияния внезапных ионосферных возмущений

Исследование характеристик блэкаутов, обнаруженных в ходе патрульных экспериментов, проводилось в период с января по декабрь 2014 года. Были зарегистрированы блэкауты, вызванные солнечными вспышками классов: M 7.3 (18.04), M4.0 (24.10) и X2.0 (26.10). На рис 2б и рис 2в представлены суточные ходы частотных зависимостей отношения сигнал/шум в периоды обнаруженных событий, особенно значительные для вспышки класса X2.0. Геомагнитная обстановка во время данных событий была невозмущенной.

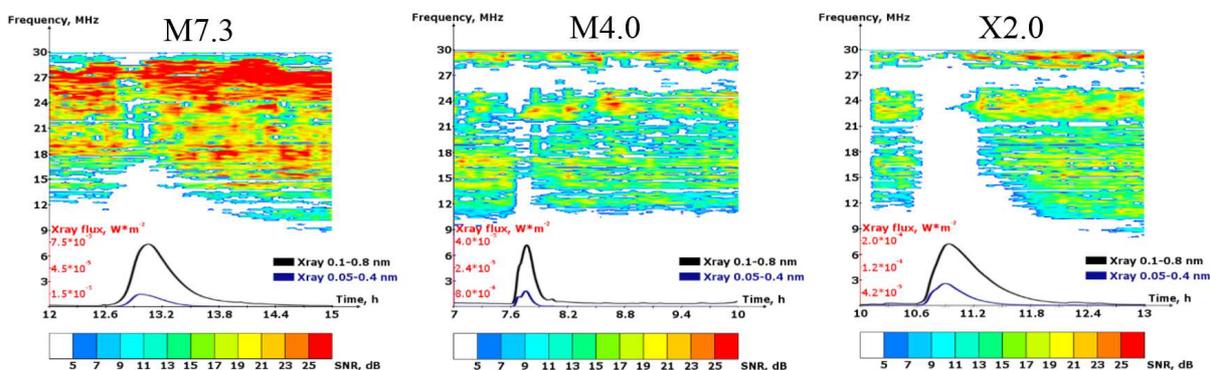


Рис. 2. Суточный ход частотной зависимости отношения сигнал/шум, плотность потока рентгеновского излучения с $\lambda_1=0,05-0,4$ нм (синий) и $\lambda_2=0,1-0,8$ нм (черный)

Видно, что продолжительность блэкаута определяется временем релаксации рентгеновского излучения. Обращает на себя внимание горизонтальные белые линии на частотах $25 \dots 28$ МГц.

Проведенные нами расчеты показали, что данный эффект связан с экранировкой лучей на этих частотах сферической земной поверхностью.

Исследовалось влияние компонент рентгеновского излучения на блэкаут. Для этого воспользуемся законом релаксации. Пусть релаксация возмущения рентгена и наименьшая применимая частота (НПЧ) радиолинии описывается экспоненциальным законом со своими параметрами:

$$y(t) = y_0 e^{-t/T_R}, \quad (1)$$

где T_R - время релаксации (время уменьшения начального возмущения в e раз), y_0 – амплитуда в максимуме возмущения.

Логарифмируя обе части выражения (1), получим

$$\ln(y(t)/y_0) = -(t/T_R). \quad (2)$$

Графики экспериментальных зависимостей исследуемых функций (2) представлены на рис. 3. Аппроксимирующие прямые получены методом наименьших квадратов.

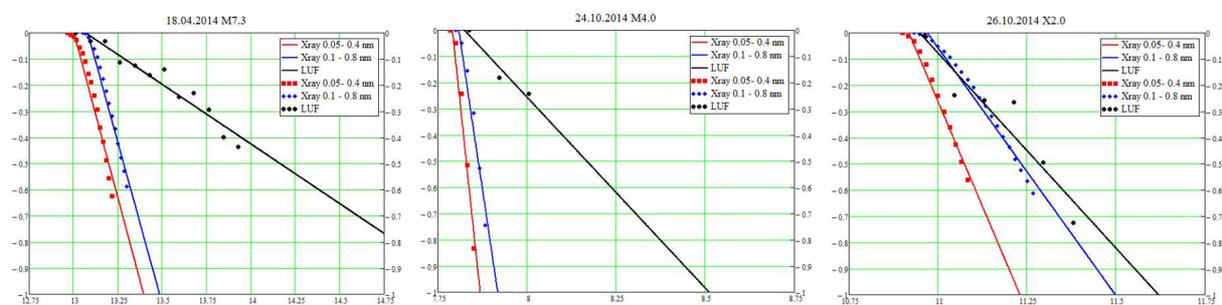


Рис. 3. Логарифмы хода НПЧ (черный), рентгеновского излучения с $\lambda_1=0,05-0,4$ нм (красный) и $\lambda_2=0,1-0,8$ нм (синий), нормированные на единицу и их аппроксимация.

Из представленных данных видно, что НПЧ следует за ходом интенсивности «мягкой» компоненты рентгеновского излучения. Это означает, что именно эта компонента рентгена определяет поглощение КВ при распространении в условиях внезапных ионосферных возмущений.

Заключение

Развитие метода пассивного ЛЧМ зондирования и созданная на этой основе аппаратура позволяют интегрировать приемный терминал зонда в систему когнитивной КВ связи. Данная аппаратура позволила исследовать взаимосвязи функциональных зависимостей рентгена и НПЧ в периоды внезапных ионосферных возмущений, приводящих к блэкаутам различного класса. Установлено, что релаксация блэкаута определяется «мягкой» компонентой рентгеновского излучения.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования РФ: № 8.2817.2017/ПЧ и грантов Российского фонда фундаментальных исследований: № 17-07-01590, № 18-07-01376.

Список литературы

1. NOAA Space Weather Scales [Электронный ресурс] // National Oceanic and Atmospheric Administration: [сайт]. [2017]. URL: <http://www.swpc.noaa.gov/noaa-scales-explanation> (дата обращения: 27.август.2017).
2. Solar Flares (Radio Blackouts) [Электронный ресурс] // National Oceanic and Atmospheric Administration: [сайт]. [2017]. URL: <http://www.swpc.noaa.gov/phenomena/solar-flares-radio-blackouts> (дата обращения: 27.август.2017).

3. Belgibaev, R. R.; Ivanov, D. V.; Ivanov, V. A.; Ryabova, N. V.; Ryabova, M. I. Engineering development of passive ionosonde to study the effect of the blackout on HF communication // Journal of applied engineering science, Vol. 14, No. 4, 2016. pp. 493-501.
4. Belgibaev, R. R.; Ivanov, D. V.; Ivanov, V. A.; Ryabova, N. V. Systems of Signal Synchronization, Generating and Processing in Telecommunications (SINKHROINFO) // Processing signals of passive chirp ionosonde in the problem of estimation the HF channel availability. Kazan. 3-4 July 2017. Vol. 7997501.
5. Бельгибаев, Р. Р.; Иванов, Д. В.; Иванов, В. А.; Рябова, М. И.. Автоматическое обнаружение работы и поддержание синхронизации станций в мировой сети ЛЧМ ионозондов // Вестник Поволжского Государственного Технологического Университета. Серия: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы, № 2, 2009. С. 3-12.
6. Иванов В.А., Чернов А.А. Развитие теории синхронизации РТС декаметровая связи и панорамного зондирования ионосферы // Телекоммуникации, № 2, 2012. С. 16-22.
7. Иванов, В. А.; Катков, Е. В.; Чернов, А. А.. Устройство и алгоритмы синхронизации радиотехнических систем связи и зондирования ионосферных высокочастотных радиоканалов // Вестник Марийского государственного технологического университета. Серия: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы., № 2 (9), 2010. С. 114-126.
8. Иванов, В. А.; Иванов, Д. В.; Рябова, Н. В.; Мальцев, А. В.. Адаптивное обнаружение и выделение широкополосного сигнала с линейной частотной модуляцией при сжатии его в частотной области // Электромагнитные волны и электронные системы, Т. 14, № 8, 2009. С. 34-45.
9. Бельгибаев Р.Р., Иванов В.А., Иванов Д.В. ChirpSPU– Программа для обнаружения и согласованной обработки узкополосного ЛЧМ сигнала, версия 1.0, Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ 2017615391, май 16, 2017.

Том II, с. 139–142

УДК: 551.510.535 + 621.396.24

АДАПТИВНЫЙ АЛГОРИТМ CFAR ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ РАДИОСИГНАЛА В ЗАДАЧАХ ЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ И КАНАЛОВ КВ СВЯЗИ

А. А. Елсуков, Д. В. Иванов

Поволжский государственный технический университет, 424000, г. Йошкар-Ола, пл. Ленина, 3
E-mail: IvanovDV@volgatech.net

Аннотация. Исследовалось применение алгоритмов типа CFAR для повышения эффективности автоматического обнаружения зондирующего сигнала при исследовании распространения КВ в ионосфере и многомерных каналах КВ связи. Анализировались две модификации адаптивного алгоритма CFAR (CA-CFAR и OS-CFAR), использующие динамический порог, изменяющийся в зависимости от мощности шума и помех в канале КВ связи. Показано, что для решения задачи зондирования более эффективной является модификация OS-CFAR. Представлены результаты проведённых натурных экспериментов по верификации данных алгоритмов при зондировании ионосферы на трассе о. Кипр – г. Йошкар-Ола.

Ключевые слова: автоматическое обнаружение сигнала, зондирование ионосферы и канала КВ связи, адаптивное пороговое обнаружение, CA-CFAR, OS-CFAR

ADAPTIVE CFAR ALGORITHM FOR RADIO SIGNAL DETECTION IN THE PROBLEMS OF IONOSPHERE AND HF COMMUNICATION CHANNELS SOUNDING

A. A. Elsuikov, D. V. Ivanov

Abstract. Paper presents the findings of the research into the application of the CFAR algorithm aimed at increasing efficiency of automatic signal detection in the problem of ionosphere and HF communication channels sounding. We studied two modifications of the adaptive CFAR algorithm (CA-CFAR and OS-CFAR). Their threshold values dynamically vary depending on the noise and interferences power in a HF communication channel. It was proved that OS-CFAR modification is more appropriate for solving the problem. Verification of these algorithms were carried out in full-scale experiments on ionosphere sounding over the Cyprus - Yoshkar-Ola propagation path.

Keywords: automatic signal detection, sounding of the ionosphere and HF channel, adaptive threshold detection, CA-CFAR, OS-CFAR

Введение

В задачах радиозондирования ионосферы и упорядоченного по рабочей частоте множества КВ каналов, называемого многомерным каналом (МК) возникает проблема автоматического анализа экспериментальных данных. Зондирование ионосферы является разновидностью радиолокации, когда объект носит распределённый в пространстве характер. Получаемая информация отображается в виде ионограммы, являющейся упорядоченным множеством зашумленных профилей задержки мощности (ПЗМ), заданных на носителе - рабочей частота. Ионограмма является источником данных, как о текущем состоянии ионосферы, так и о состоянии множества парциальных ионосферных каналов КВ связи [1]. Поэтому эти данные могут быть использованы в системах частотного обеспечения КВ связи и радиолокации [2]. В КВ диапазоне на работу различных радиотехнических систем негативное влияние оказывают сосредоточенные и флуктуационные помехи. Повышение эффективности работы систем требует развития алгоритмов автоматического обнаружения сигнала на фоне помех. Для извлечения из ионограммы данных о парциальных каналах необходима обработка зондирующих сигналов, ставящая на начальном

этапе задачу обнаружения отраженного ионосферой сигнала на каждой рабочей частоте. В радиолокации эта проблема решается с использованием различных пороговых методов. В данной работе исследовано применение алгоритмов типа CFAR для повышения эффективности автоматического обнаружения зондирующего сигнала при исследовании ионосферы и многомерных каналов СВ связи.

Алгоритм адаптивного обнаружения сигнала на фоне шумов CFAR при панорамном зондировании ионосферы

Для получения частотных характеристик зондирующей ЛЧМ сигнал нарезается на элементы с полосами частот порядка 20-30 кГц, определяющие парциальные зондируемые каналы с аналогичными полосами частот. Каждый элемент зондирующего сигнала подвергается сжатию (демодуляции), повышая при этом амплитуду принятого сигнала. В результате определяется мгновенный профиль задержки мощности (ПЗМ), соответствующий средней частоте спектра элемента (рабочая частота). При цифровой форме ПЗМ его бины могут содержать либо помехи, либо смесь сигнала и помехи. В задаче адаптивного обнаружения и выделения бинов, содержащих сигналы, применяются пороговые методы, аналогичные применяемым в радиолокации. Фундаментальными параметрами при этом являются вероятность обнаружения сигнала p_d и вероятность ложных тревог p_{fa} , которые зависят от параметра, называемого отношением импульсной мощности сигнала к средней мощности шума и помех - SNR . Когда смесь шума и помехи имеет равномерный в полосе частот спектр (белый в полосе), это отношение можно оценить по формуле:

$$SNR = \frac{2E}{n_0} \quad (1)$$

где E - энергия сигнала, n_0 - спектральная плотность мощности «белых» в полосе сигнала смеси шума и помех. В панорамном зондировании задача усложняется тем, что средняя частота зондируемых парциальных каналов изменяется в достаточно широких пределах. В результате отдельные парциальные каналы различаются между собой как по характеристикам шума, так и принимаемого в нем сигнала. В такой ситуации добиться наибольшей эффективности позволяют алгоритмы, обеспечивающие постоянный уровень вероятности ложных тревог p_{fa} путем использования плавающего (динамического) порога, адаптивно меняющего свою величину при вариациях интенсивности помех и шумов. Подходы к использованию динамических порогов для сигналов после сжатия (мгновенных ПЗМ) приведены в работе [3]. В работе [4] подробно изучен алгоритм адаптивного динамического порога, получивший название CFAR (Constant false alarm rate).

В алгоритме CFAR ПЗМ задан в виде упорядоченного по задержке множества отсчетов. Каждый ПЗМ соответствует своей средней частоте. Для анализа уровня мощности бинов ПЗМ и сравнения с пороговым значением используется скользящее окно, которое последовательно перемещается от меньших задержек к большим и содержит один исследуемый бин, защитные бины и опорные бины (см. рис. 1). Окно усреднения формируется около исследуемого бина. На основе значений отсчетов опорных бинов определяется уровень порога. Защитные бины предназначены для уменьшения вклада отсчетов самого сигнала, соседствующих с исследуемым, на величину порога при анализе заданного бина. Сопоставление мощности исследуемого бина с величиной порога решает поставленную задачу в виде выполнения гипотез: если значение мощности больше порогового, то исследуемый бин содержит отсчет сигнала, а если оно меньше порога, то - содержит только отсчет шума. Во втором случае значение отсчета исследуемого бина в задаче зондирования обнуляется.

На сегодняшний день существует достаточно большое количество модификаций алгоритма CFAR, отличающихся элементами логики и соответствующих различным моделям сигнала, шумов и помех в парциальном канале [4]. Однако не все они подходят для решения задачи обнаружения сигнала при панорамном зондировании ионосферы.

В работе исследовались две модификации алгоритма CFAR: cell-averaging CFAR (CA-CFAR) и order-statistic CFAR (OS-CFAR) в рамках задачи зондирования. В первом, порог обнаружения

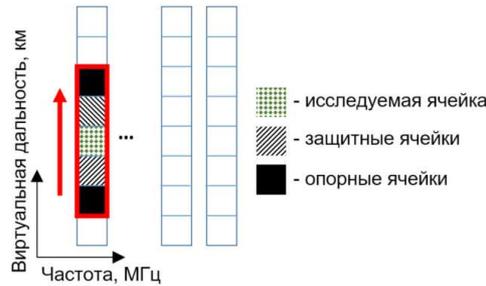


Рис. 1. Структура окна обнаружения алгоритма CFAR.

определяется на основе оценки средней мощности опорных бинов, составляющих скользящее окно с усреднением отчетов ПЗМ в нем (CFAR фильтр). Апертура скользящего окна выбирается в соответствии с межмодовой задержкой лучей, соответствующих максимумам ПЗМ. Очевидно, что фильтрация при малой апертуре фильтра будет приводить к росту ложных обнаружений, а при большой - к «маскированию» слабого сигнала от расположенных близко к нему сильных. Модификация OS-CFAR преодолевает эффект «маскирования». В этом случае вместо простого усреднения используется алгоритм порядковых статистик. В нем из отчетов мощности опорных ячеек в окне строится вариационный ряд $P_k \in \{P_1, P_2, \dots, P_r, \dots, P_N\}$. Из него выбирается произвольный элемент с индексом r : $N/2 < r < N$ [3], по которому определяется порог в окне с индексом n :

$$\hat{P}_n = \alpha \cdot P_r \quad (2)$$

где α пороговый коэффициент.

Он определяется вероятностью ложных обнаружений p_{fa} , значениями r и N из уравнения [4]:

$$p_{fa}(\alpha, N) = \frac{N!(\alpha + N - r)!}{(N - r)!(\alpha + N)!} \quad (3)$$

В работе [5] порядковый номер r отсчета, по которому определяется пороговый коэффициент рекомендуется выбрать равным $0,75N$.

Рисунок 2 иллюстрирует результаты применения двух исследуемых алгоритмов. Апертура окна и количество защитных ячеек определялись эффектом диффузного рассеяния волны по задержке на неоднородностях ионосферы. Исходя из того, что диффузное рассеяние составляет примерно 5 ячеек (18 км) были определены следующие параметры: количество опорных ячеек – 40 (146 км); количество защитных ячеек – 10 (36,6 км); вероятность ложных обнаружений – 0.001. Видно, что алгоритм CA-CFAR при данной апертуре окна, приводит к эффекту «маскирования» сигнала, который на 7 дБ ниже по уровню от мощности более сильного сигнала. При этом алгоритм OS-CFAR позволяет обнаруживать его.

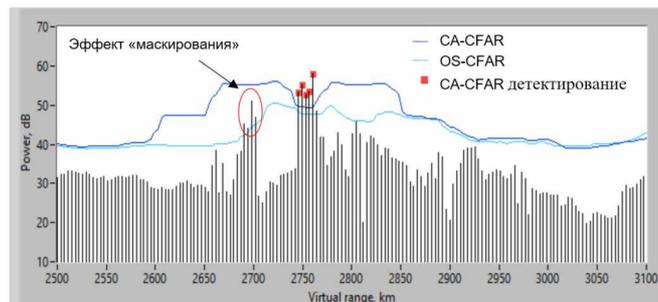


Рис. 2. Эффективность обнаружения отражений при использовании алгоритмов CA-CFAR и OS-CFAR.

Верификация предложенных алгоритмов в натуральных экспериментах по наклонному зондированию ионосферы FMCW сигналом

Эксперименты проводились с помощью разработанного в ПГТУ на основе технологии программно-конфигурируемого радио (SDR) универсального цифрового ионозонда при использовании FMCW сигнала, универсальной аппаратной платформы USRP с принципом «АЦП к антенне» и программного обеспечения GNU Radio, LabVIEW. Исследовалось влияние алгоритмов обеления и CFAR на ионограммы наклонного зондирования трассы о. Кипр – г. Йошкар-Ола, протяженностью 2623 км.

На рисунке 3 представлены две ионограммы до и после OS-CFAR. Вертикальные линии на первом рисунке являются результатом действия сосредоточенных помех, которые при сжатии в частотной области трансформируются в ЛЧМ сигнал. Видно, что OS-CFAR эффективно отделяет сигнал от шума и устраняет сосредоточенные помехи.

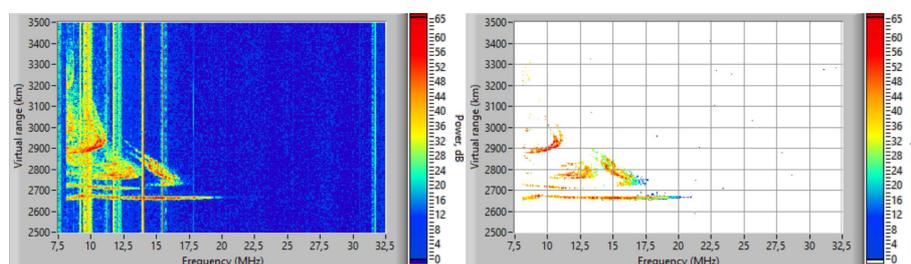


Рис. 3. Ионограмма до (слева) и после (справа) OS-CFAR.

Видно, что ионограмма, полученная после применения алгоритмов обеления и OS-CFAR, пригодна для автоматической обработки, так как содержит информацию об отраженном сигнале и совсем незначительное количество флуктуационных помех.

Заключение

Исследования показали, что при зондировании ионосферы и многомерных каналов КВ связи, когда шумы и помехи, принимаемые вместе с сигналом, носят нестационарный характер предпочтительно использовать адаптивный алгоритм OS-CFAR в сравнении с алгоритмом CA-CFAR. В этом случае выделяются слабые отраженные сигналы на фоне более мощных при меньшем числе случаев ложных обнаружений. Применение алгоритмов CFAR позволяет получать в автоматическом режиме ионограммы, содержащие информацию только об отраженном сигнале, что дает возможность оценивать частотные зависимости SNR и значений параметров рассеяния в задаче автоматического выбора оптимального канала связи, а также автоматически оценивать параметры ионосферы в контрольной точке зондирования.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 18-19-00401.

Список литературы

1. D.V. Ivanov, V.A. Ivanov, N.V. Ryabova, A.A. Elsukov, M.I. Ryabova, A.A. Chernov, “Software-defined radio technology in the problem concerning with the successive sounding of HF ionospheric communication channels”, *Journal of Communications Technology and Electronics*, vol. 61, no. 7, pp. 767–775, 2016.
2. D.M. Haines, D.F. Kitrosser, B.W. Reinisch, and F.J. Gorman, “A portable ionosonde in support of reliable communications,” *Proc. AGARD EPP Symposium*, no. 453, 1989.
3. В.А. Иванов, Н.В. Рябова, В.В. Шумаев. Основы радиотехнических систем ДКМ диапазона: учеб. пособие. Йошкар-Ола: МарГТУ, 1998. 204 с.
4. M.A. Richards, *Fundamentals of Radar Signal Processing*, McGraw Hill Professional, 2005.
5. F.E. Nathanson, J.P. Reilly and M.N. Cohen, *Radar Design Principles*, 2d ed, McGraw-Hill, New York, 1991

Том II, с. 143–146

УДК: 523.985

ОЦЕНКА ИНДЕКСА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ F10.7 ПО ДАННЫМ ПОМЕХОВОГО КАНАЛА РЛС МЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

М. Ю. Филиппов¹, А. А. Абуни^{2,3}, Н. А. Ходатаев¹

¹ Акционерное общество «Радиотехнический институт имени академика А.Л. Минца»,
г. Москва, 8-Марта, 10 стр.1, 18

E-mail: mm.grif@gmail.com

² Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Троицк, г. Москва, Россия

³ Калмыцкий государственный университет имени Б.Б. Городовикова, г. Элиста, Россия

Аннотация. Представлен метод, который позволяет достаточно уверенно оценивать среднесуточные значения потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см на основе данных радиоизлучения Солнца в метровом диапазоне.

Ключевые слова: солнечная активность; индекс F10.7; радиоизлучение солнца метрового диапазона

ESTIMATION OF INDEX OF SOLAR ACTIVITY F10.7 BASED ON NOISE DATA OF METER RANGE RADAR

M. Y. Filippov, A. A. Abunin, N. A. Khodataev

Abstract. The method that allows to confidently estimate the average daily values of the solar radio emission flux at a wavelength of 10.7 cm on the basis of solar radio emission data in the meter range is presented.

Keywords: solar activity; index F10.7; meter range solar emission

Введение

Регистрируемая на поверхности Земли мощность солнечного радиоизлучения в метровом и сантиметровом диапазоне не будет коррелировать в мгновенных значениях, причиной этому можно назвать как различие в расположении источника излучения – соответственно уменьшению плазменных частот при радиальном удалении от ядра Солнца, так и время начала излучения. Однако, очевидно, что крупномасштабные периодические вариации солнечной активности проявляются во всех диапазонах и на больших интервалах усреднения могут быть поставлены в соответствие друг другу. Вопрос, который будет рассмотрен в данной работе, состоит в следующем: возможно ли получать хорошо коррелированные ряды данных средней мощности Солнца в метровом диапазоне и средних значений F10.7, при уменьшении времени усреднения до единиц дней.

Исследуемые величины

Индекс интегральной солнечной активности F10.7 характеризует среднесуточный поток радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см, доступен свободно в сети Интернет [4]. Индекс F10.7 измеряется в единицах solar flux unit (sfu), $1 \text{ sfu} = 10^{-22} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$. Данные излучения в метровом диапазоне - мощность активной помехи Солнца, регистрируемая РЛС. Ежедневные наблюдения станции включают периоды нахождения Солнца в секторе обзора. Солнечная активная помеха выделяется штатными алгоритмами помехового канала на основе уравнений движения небесных тел, а благодаря электронному сканированию сектора с применением антенных решеток, для некоторых РЛС Солнце присутствует в секторе более 3 часов в сутки. Мощность активной помехи в полосе помехового канала ($P_{АП}$) регистрируется в кодовых единицах (к.е.),

с частотой дискретизации порядка нескольких единиц Гц. Солнце в секторе проходит диапазон углов возвышения над горизонтом и излучение Солнца падает на антенну под некоторым углом, определяемым двумя угловыми координатами. Таким образом, регистрируемая величина $P_{АП}$ может быть рассчитана при известном потоке излучения Солнца вне атмосферы Земли в частотной полосе приемного устройства станции, как:

$$P_{АП} \sim F_C \cdot \gamma \cdot G(v, \nu),$$

где $G(v, \nu) = (1 - v^2 - \nu^2)^{-1/2}$; – коэффициент усиления антенны [2]; F_C – поток солнечного излучения вне атмосферы; γ – коэффициент поглощения атмосферы; v, ν – угловые координаты в станционной системе координат.

Поглощение атмосферы формируется составляющими ионосферы и тропосферы. Для вертикального распространения, ионосферная составляющая может быть оценена сверху исходя из известных данных о поглощении в коротковолновом диапазоне, а также квадратичной зависимости величины поглощения от частоты [1] в пересчете на метровый диапазон эти потери составляют доли дБ. В литературе [3], для наклонного распространения на малых углах места, приводятся оценки диапазона возможных значений тропосферной составляющей ослабления, для метровых волн верхняя граница определена на уровне 0.2 дБ. Таким образом, для вертикального распространения, совокупные потери в атмосфере, вероятно, составляют не более 1 дБ и что немаловажно, представляют собой медленно изменяющуюся величину как в течение дневного наблюдения $P_{АП}$, так и день ото дня. Однако, в силу изменения протяженности существенной для формирования ослабления части среды для исследуемой среднеширотной станции, предполагается некоторая зависимость величины мощности активной помехи от зенитного угла Солнца.

Отметим, что характерные угловые размеры формируемого фазированной антенной решёткой приемного луча $\Delta v, \Delta \nu$ не превышают единиц градусов, что исключает возможные эффекты воздействия иных источников излучения кроме Солнца.

Обсуждение результатов

Регрессионный анализ показал, что суточные вариации среднесуточных величин $P_{АП}$ для РЛС с южной ориентацией барьерной зоны, оптимальной для исследования F10.7, и F10.7 связаны друг с другом с линейным коэффициентом корреляции порядка 0,6. В аналитическом виде эту связь можно представить следующим образом:

$$F10.7(P_{АП}) = A \cdot P_{АП} / G(v, \nu) + B,$$

где A и B – регрессионные коэффициенты.

На основе допущения, что исследуемые вариации F10.7 имеют характерные временные масштабы хотя бы несколько суток, были предприняты меры к повышению корреляции. На рис. 1 представлены временные вариации наблюдаемого (сплошная кривая) и рассчитанного по формуле (пунктирная кривая) величин F10.7, сглаженных при помощи свертки с инерционным окном в 5 суток вида [0.05, 0.1, 0.5, 0.8, 0.95, 1, 0, 0, 0, 0]. Для снижения влияния ослабления среды при маленьких углах места Солнца, в формировании суточного среднего $P_{АП}$ были выбраны только данные +/- 2 часа от локального полудня, что в совокупности позволило достичь коэффициента корреляции 0,75. На рисунке хорошо заметен характерный период обращения солнца 27 дней, наблюдаемый в обеих кривых. Выделяется период повышенной гелиогеофизической активности сентября 2017 года, когда предлагаемый метод расчета показал хорошее совпадение результатов с наблюдениями.

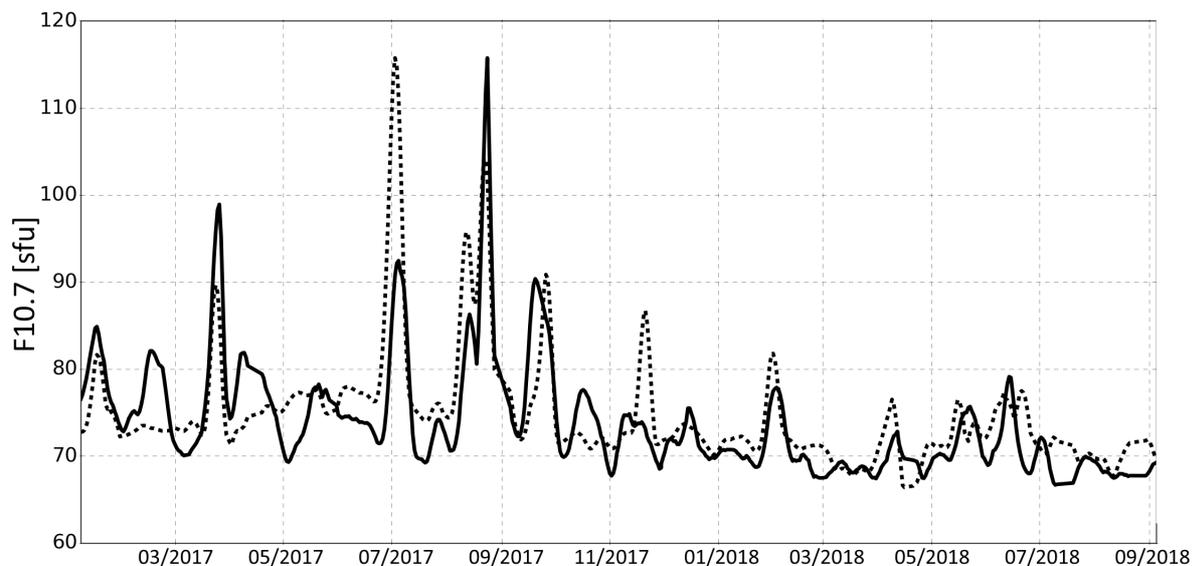


Рис. 1. Временные профили наблюдаемого (сплошная кривая) и рассчитанного по формуле (пунктирная кривая) сглаженных потоков радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см.

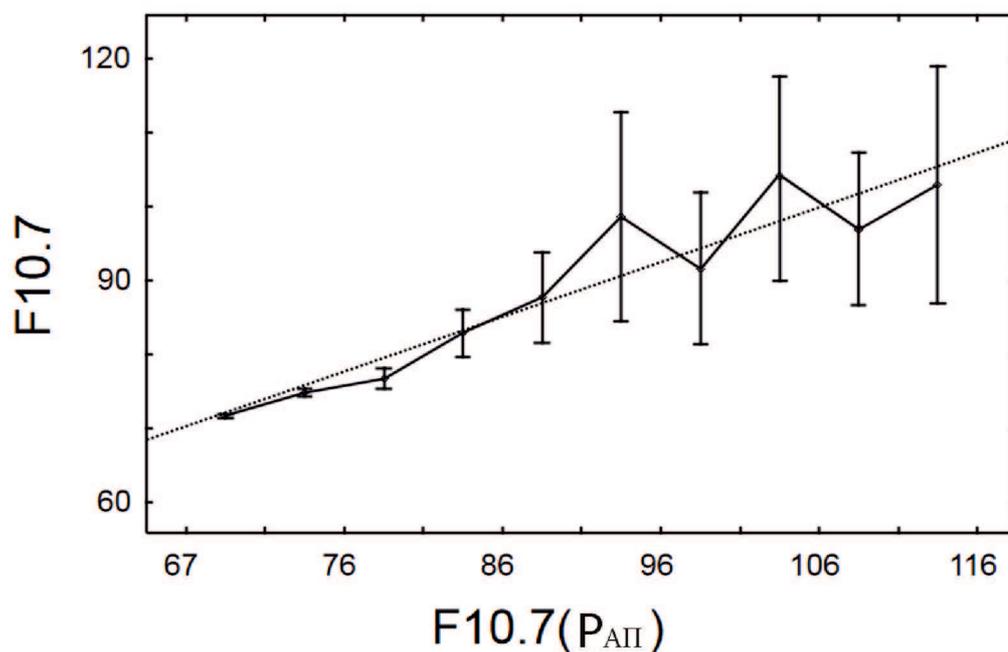


Рис. 2. Зависимость величин индекса $F10.7$ от $F10.7$, определенных по $P_{АП}$. Ломаная линия показывает средние значения в интервалах, диапазон показывает 95% среднеквадратичного отклонения в интервале, точечная прямая определена линейной регрессией.

На рисунке 2 представлена зависимость исследуемых параметров друг от друга за доступный период. Из рисунка видно, что принятая линейная зависимость правдоподобно описывает

взаимосвязь параметров F10.7 расчетных и наблюдаемых, что подтверждается коэффициентом корреляции ~ 0.75 . Увеличение среднеквадратичного отклонения для $F10.7 > 90$ объясняется малым количеством таких данных за доступный период наблюдений. Необходимо отметить, что при расчете индекса F10.7 не была произведена предварительная подготовка данных РАП на предмет выделения и удаления неперIODических вариаций (шумовых бурь) на фоне среднего, что является возможным путем уточнения метода.

Таким образом, получая информацию о мощности активной помехи РЛС можно оценить величину потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см.

Благодарности

Работа выполнена в рамках НИР «Компенсация», а также частично поддержана в рамках грантов РФФИ № 17-02-00508 и РНФ № 15-12-20001.

Список литературы

1. Альперт Я.Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. М.: Наука, 564 с. 1972.
2. Сколник М.И. Справочник по радиолокации. Т. 1. М.: Сов. Радио, 456 с. 1976.
3. Сколник М.И. Справочник по радиолокации. Т. 2. М.: Сов. Радио, 408 с. 1977.
4. Solar radio flux – Archive of measurements. Режим доступа <http://www.spaceweather.gc.ca/solarflux/sx-5-en.php> (дата обращения 29.03.2019)

Том II, с. 147–150

УДК: 537.876.23

СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ОШИБКИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ УРОВНЯ МОРЯ ПО СИГНАЛАМ ГЛОБАЛЬНЫХ СПУТНИКОВЫХ РАДИОНАВИГАЦИОННЫХ СИСТЕМ, СВЯЗАННЫЕ С МОРСКИМ ВОЛНЕНИЕМ

Я. А. Илюшин^{1,2}, А. М. Падохин¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, 119992, ГСП-2, Москва, Ленинские горы E-mail: ilyushin@phys.msu.ru

² Институт радиотехники и электроники В. А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая 11, корп. 7. E-mail: ire@cplire.ru

Аннотация. В работе исследованы систематические ошибки определения высоты приемной антенны глобальной спутниковой навигационной системы над взволнованной поверхностью моря, связанные с морским волнением. Проведено компьютерное моделирование эксперимента прямым численным решением задачи рассеяния электромагнитных волн от рельефной проводящей поверхности. Показана прямая пропорциональность высоты морского волнения и систематической ошибки определения высоты антенны над морской поверхностью.

Ключевые слова: глобальные спутниковые навигационные системы; интерференционная рефлектометрия; FDTD; морское волнение

SYSTEMATIC ERRORS OF THE INTERFEROMETRIC ALTIMETRY OF THE SEA SURFACE WITH THE RADIO NAVIGATIONAL SATELLITE SIGNALS DUE TO SEA SURFACE WAVES

Y. A. Ilyushin, A. M. Padokhin

Abstract. Systematic errors of the sea surface level altimetry with the Global Navigational satellite systems are considered. Computer simulations of the measurement process are performed by direct numerical solution of the electromagnetic scattering problem with FDTD technique. Direct proportionality between the error and sea surface waves height is shown.

Keywords: GPS; GNSS; sea level altimetry; FDTD

Введение

По мере роста антропогенной нагрузки на окружающую среду глобальные изменения в природе и климате, связанные с хозяйственной деятельностью человечества, становятся всё более и более заметными на фоне естественных природных процессов. Систематический мониторинг этих изменений критически важен для обнаружения длиннопериодных вариаций климата и долгосрочных климатических трендов, таких как глобальное потепление, таяние полярных льдов, подъем уровня океана и т.д. Мониторинг глобального уровня поверхности моря всегда имел большое значение для населения прибрежных государств и территорий [1]. Длиннопериодные наблюдения уровня морской поверхности крайне важны для понимания закономерностей его изменения и влияния на все сферы жизни и деятельности в этих районах. В большом числе таких регионов организованы и длительно проводятся местные наблюдения с помощью мареографов, объединенных в глобальные сети мирового масштаба [2, 3]. Однако, традиционные мареографические измерения чувствительны не только к изменениям абсолютного уровня водной поверхности, но также и к современным вертикальным движениям земного грунта [4]. Это означает, что эти измерения требуют соответствующей коррекции. В настоящее время для этих целей

мареографы на станциях наблюдения, как правило, объединяются с приемниками глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС). Интенсивное развитие технологий оперативного мониторинга Земли из космоса к настоящему времени обеспечило широкие возможности для непрерывного регулярного наблюдения ключевых физических параметров атмосферы, океана и поверхности земной суши в глобальном масштабе. Перспективной альтернативой традиционным методам измерений являются системы непосредственной регистрации уровня моря методами интерференционной рефлектометрии. С помощью таких систем оказывается возможным одновременная регистрация изменений уровня моря и смещений береговой суши путем непосредственного определения координат приемной станции штатными средствами ГНСС-позиционирования. Интерференционная рефлектометрия сигналов спутников глобальных навигационных систем [5] представляет собой относительно дешевый метод для местных измерений уровня морской поверхности, пригодный для применения как на береговых станциях сетей наземного геодезического обеспечения (СНГО), так и в специально организованных обсерваториях глобального мониторинга окружающей среды. Метод основан на наблюдении интерференции падающей и отраженной волны и оценке высоты точки наблюдения над уровнем отражающей поверхности по разности фаз падающей и отраженной волн (рис. 1). При известных с высокой точностью координатах радиоприемного устройства это позволяет определять уровень моря в моменты заходов или восходов спутников над горизонтом. Таким образом, системы ГНСС-рефлектометрии оказываются способными практически полностью заменить комбинированные системы на основе мареографов, снабженных приемниками ГНСС как вспомогательными средствами позиционирования. Этот метод, однако, подвержен влиянию ошибок, связанных с мелкомасштабными возмущениями уровня моря, в т.ч. ветровым волнением. Эти возмущения могут вносить в результаты измерений не только случайные, но и систематические ошибки.

Целью данной работы является исследование влияния морского волнения на точность определения уровня морской поверхности по данным интерференционной ГНСС-рефлектометрии. Для решения поставленной задачи в настоящем исследовании проводится компьютерное моделирование отражения от возмущенной морской поверхности сигналов спутниковых навигационных радиомаяков, в первую очередь спутников глобальной навигационной системы GPS на основной рабочей частоте L1 (1575.42 МГц). В спутниковой интерференционной альтиметрии уровня моря интерес представляют отражения электромагнитной волны от поверхности морского волнения в общем случае не малой по сравнению с длиной волны высоты. Кроме того, отражение происходит при малых углах скольжения, т.е. в направлениях, близких к горизонтали. В такой ситуации известные приближенные подходы к расчету отражения работают плохо, причем в значительной степени выражено затенение профиля поверхности. Наиболее надежным подходом в этом случае являются точные решения электромагнитных уравнений для объекта заданной геометрической формы. Отражение сигналов радиомаяков глобальных навигационных спутниковых систем от взволнованной морской поверхности исследовано путем численного моделирования методом FDTD. Исследуется влияние поверхностных волн на оценку среднего уровня моря, в том числе случайных и систематических ошибок, в первую очередь вызванных частичным затенением профиля взволнованной морской поверхности при малых углах скольжения падающей волны. Прорабатываются подходы к учету и компенсации ошибок наблюдения на основе ассимиляции данных вспомогательных измерений, включая записи спектров местного ветрового волнения, контекстной фото/видеосъемки окружающей акватории, местных погодных условий (скорости ветра и др.) и так далее. Исследован эффект частичного затенения профиля морского волнения.

Численное моделирование

Численный расчет электромагнитного поля ведется методом конечных разностей во временной области (FDTD) [6] для различных моделей спектров поверхностного морского волнения. Авторами разработано семейство компьютерных кодов для решения уравнений Максвелла методом FDTD в одномерных, двумерных и трехмерных областях. В данном исследовании используется алгоритм FDTD в двумерной области (рис. 1), ранее примененный для решения задач

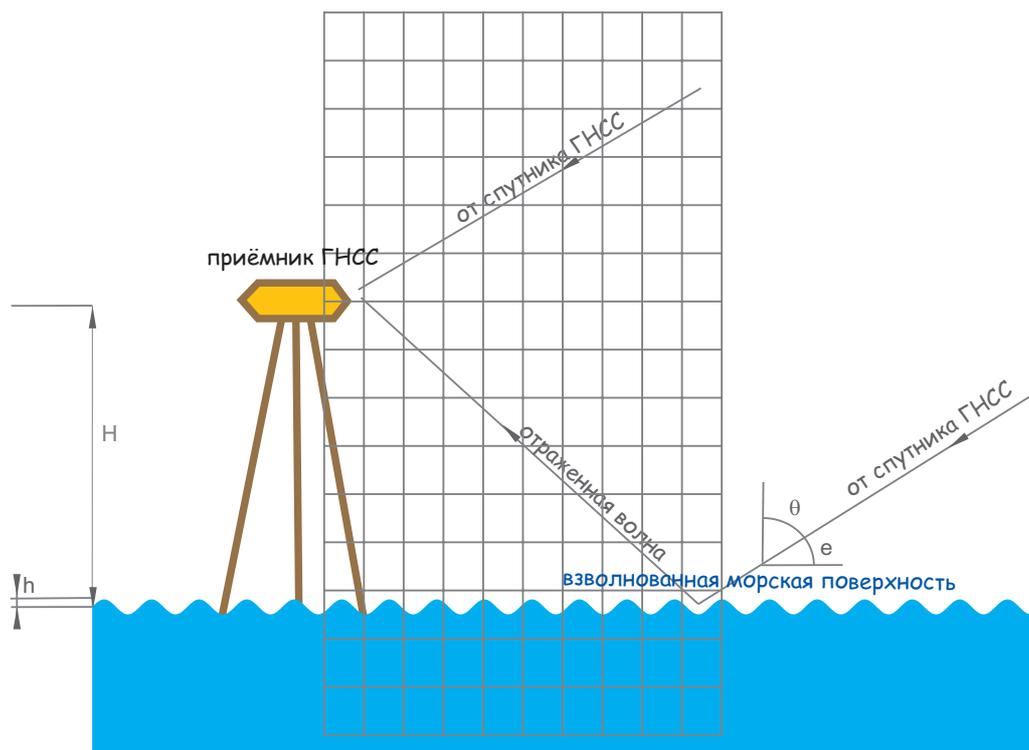


Рис. 1. Схематическое изображение эксперимента по интерференционной рефлектометрии уровня морской поверхности. Область численного расчета поля методом FDTD условно показана сеткой.

оптической микроскопии [7, 8] с распараллеливанием итерационных циклов метода FDTD средствами открытого стандарта OpenMP на языке программирования C++ в рамках процедурного стиля программирования. Применение средств объектно-ориентированного программирования ограничено классом комплексных чисел. В связи с независимостью уравнений для итерационного обновления решения в каждом узле разностной схемы FDTD распараллеливание алгоритма требует минимальных затрат и реализуется с высокой эффективностью, с ускорением счета, практически пропорциональным числу выделенных для расчета процессорных ядер. Каждый запуск программы проводился на отдельном узле параллельного кластера с 8 или 12 процессорными ядрами, т.е., с учетом реализованной на процессорах технологии гипертрединга с 16 или 24 нитями. Исследование зависимости интерференционной картины от угла падения электромагнитной волны требует многократного повторения расчета с различными значениями угла падения, в связи с чем целесообразно применение высокопроизводительной вычислительной техники.

Исследованы интерференционные картины поля радиомаяков глобальных спутниковых радионавигационных систем над взволнованной поверхностью моря. По результатам расчетов построены высотные спектры интерференционных картин, максимумы которых соответствуют оцениваемой высоте антенны над уровнем моря. Оценена систематическая ошибка определения уровня морской поверхности, связанная с присутствием ветрового волнения на поверхности моря. Показано, что вызываемая ветровым волнением ошибка оценки уровня практически равна высоте ветрового волнения в пределах ограниченной разрешающей способности метода.

Благодарности

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова [9]. Исследование поддержано грантом Российского Научного Фонда (РНФ) (проект № 17-77-20087).

Список литературы

1. Cohen J. E., Small C., Mellinger A., Gallup J., Sachs J. Estimates of coastal populations // *Science* – 1997. – Vol. 278. – P. 1209–1213.
2. Schöne T., Schön N., Thaller D. IGS tide gauge benchmark monitoring pilot project (TIGA): Scientific benefits// *J. Geodesy* – 2009. – Vol. 83. – P. 249–261.
3. Woodworth P. L., Hughes C. W., Bingham R. J., Gruber T. Towards worldwide height system unification using ocean information // *J. Geodetic Sci.* – 2012. – Vol. 2. –
4. Larson K. M., Löfgren J. S., Haas R. Coastal sea level measurements using a single geodetic GPS receiver // *Adv. Space Res.* – 2013. – Vol. 51. –
5. Liu W., et al. Coastal Sea-Level Measurements Based on GNSS-R Phase Altimetry: A Case Study at the Onsala Space Observatory, Sweden. // *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens.* – 2017. – Vol.55. – P. 5625.
6. Taflove A., Brodwin M.E. Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* – 1975. – Vol. 23. – P. 623-630.
7. Levin G.G., Vishnyakov G.N., Ilyushin, Ya.A. Synthesis of three-dimensional phase images of nanoobjects: Numerical simulation // *Optics and Spectroscopy.* – 2013. – Vol. 115 – P. 938-946.
8. Levin G. G., Moiseev N. N., Ilyushin Ya. A., Minaev V. L. The effect of focusing on the lateral resolution of an interference microscope. // *Measurement Techniques.* – 2014. – Vol.57. – P. 69-73.
9. Sadovnichy V., A. Tikhonravov, Vl. Voevodin and V. Opanasenko "Lomonosov": Supercomputing at Moscow State University,"In *Contemporary High Performance Computing: From Petascale toward Exascale* (Chapman & Hall/CRC Computational Science), 283-307, Boca Raton, USA, CRC Press, 2013.

Том II, с. 151–154

УДК: 537.876.23

ЛИДАРНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ТОНКИХ ОБЛАЧНЫХ СЛОЁВ: ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Я. А. Илюшин^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, 119992, ГСП-2, Москва, Ленинские горы E-mail: ilyushin@phys.msu.ru

² Институт радиотехники и электроники В. А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая 11, корп.7.
E-mail: ire@cplire.ru

Аннотация. В работе рассмотрен эффект динамического гало обратного рассеяния тонких световых пучков, проявляющийся в тонких слоях рассеивающих сред. Проведено численное моделирование, непосредственно выявляющее исследуемый эффект. Предложена приближенная теоретическая модель эффекта, на основе которой получен аналитический критерий его визуального наблюдения.

Ключевые слова: лидар; теория переноса излучения;

LIDAR SOUNDING OF THIN CLOUD LAYERS: NUMERICAL SIMULATION

Y. A. Ilyushin

Abstract. Effect of the dynamic backscattering halo of pencil beams in thin layers of scattering media is considered. Numerical modeling, immediately demonstrating the effect, is performed. Simple analytical theory, providing a numerical criterion of the effect manifestation, is proposed.

Keywords: lidar; cloud; radiative transfer

Введение

Коллимированные пучки излучения, в первую очередь лазерного, в течение многих десятилетий широко применяются в дистанционном зондировании окружающей среды, биомедицинской диагностике и терапии, различных технологических процессах и др. В этой связи опубликовано большое количество работ по анализу рассеяния в случайных и неоднородных средах стационарных и импульсных узких пучков оптического излучения (см. [1] и цитированную там литературу).

Одним из теоретически предсказанных эффектов является гало обратного рассеяния, т.е. кольцевые максимумы интенсивности, окружающие точку входа пучка излучения в среду. Динамическое гало наблюдалось при отражении импульсов лазерного излучения от тонких облачных слоев с помощью видеорегистрирующих лидаров [2] (рис. 1). Теоретическое моделирование в скалярном приближении (без учета поляризации излучения) [3] подтвердило экспериментальные наблюдения.

Мотивацией к данной работе является создание теоретической модели эффекта и анализ условий его проявления. В работе проведено численное моделирование, выявляющее условия проявления эффекта, и предложена краткая теория, аналитически объясняющая поведение лазерного импульсного пучка в тонком рассеивающем слое.

Перенос поляризованного излучения в слое рассеивающей среды

Пространственное и угловое распределение интенсивности и поляризации излучения в среде подчиняются векторному уравнению переноса излучения (ВУПИ)

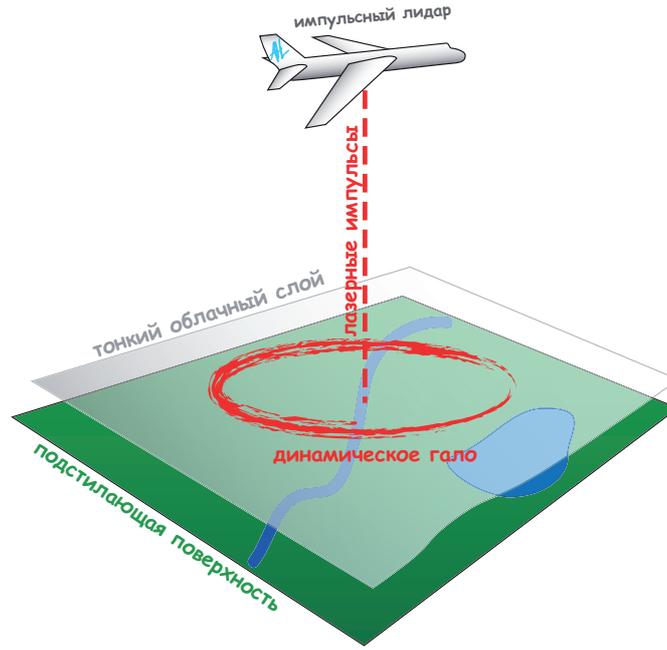


Рис. 1. Схематическое изображение эксперимента по лидарному зондированию облачного слоя.

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{I}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})}{\partial t} + (\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla) \mathbf{I}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = -\varepsilon \mathbf{I}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) + \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} \hat{x}(\boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}') \mathbf{I}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}') d\boldsymbol{\Omega}' + \mathbf{e}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, t), \quad (1)$$

где $\boldsymbol{\Omega} = (\mu_x, \mu_y, \mu_z)$ – единичный вектор произвольного направления, $\mathbf{I}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \{I, Q, U, V\}$ – вектор параметров Стокса поляризованного излучения, ε – объемный коэффициент ослабления поляризованного излучения в среде, $\hat{x}(\boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}')$ – матрица рассеяния, $\mathbf{e}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, t)$ – функция источников в среде. Импульсный пучок лазерного излучения аппроксимируем импульсным точечным мононаправленным (ТМ) источником:

$$\mathbf{I}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, t) = \mathbf{I}_0 \exp(-\varepsilon z) \delta(\boldsymbol{\Omega}) \delta(x) \delta(y) \delta(z - ct), \quad (2)$$

где $\delta(\cdot)$ – дельта-функция Дирака, \mathbf{I}_0 – состояние поляризации падающего излучения. Это соответствует функции источников ВУПИ (1)

$$\mathbf{e}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, t) = \frac{\mathbf{I}_0}{4\pi} \exp(-\varepsilon z) \delta(x) \delta(y) \delta(z - ct) \hat{x}(\boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}_0), \quad (3)$$

где $\boldsymbol{\Omega}_0 = (0, 0, 1)$ – направление падения пучка, параллельное оси z . Компьютерное моделирование пространственно-углового распределения интенсивности и поляризации излучения в среде сводится к прямому численному решению ВУПИ (1) в соответствующей области среды вместе с граничными условиями на границах области.

В этой работе ВУПИ численно решалось методом дискретных ординат (ДО) в прямоугольной трехмерной области среды

$$\begin{cases} 0 < x < X \\ 0 < y < Y \\ 0 < z < Z \end{cases}. \quad (4)$$

Соответствующее уравнение в дискретных ординатах

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{I}_i + \mu_{xi} \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{I}_i + \mu_{yi} \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{I}_i + \mu_{zi} \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{I}_i = -\varepsilon \mathbf{I}_i + \sum_{l,j} \hat{x}(\boldsymbol{\Omega}_i, \boldsymbol{\Omega}_j) a_j \mathbf{I}_j + \mathbf{e}_i(\mathbf{r}, t), \quad (5)$$

где $\Omega_i = \{\mu_{xi}, \mu_{yi}, \mu_{zi}\}$ – единичный вектор направления i -го узла квадратурной формулы на сфере, a_j – весовые коэффициенты квадратурной формулы. Функция источников в среде $e_i(\mathbf{r}, t)$

$$e_i(\mathbf{r}, t) = \frac{\mathbf{I}_0}{4\pi} \exp(-\varepsilon z) \delta(x) \delta(y) \delta(z - ct) \hat{x}(\Omega_i, \Omega_0). \quad (6)$$

Граничные условия соответствуют отсутствию падающего излучения на границах области

$$\mathbf{I}_i \equiv \mathbf{I}(\Omega_i) = 0 \text{ при } \Omega_i \cdot \mathbf{n} > 0, \quad (7)$$

где n – внутренняя нормаль к границе среды.

Интеграл рассеяния на сфере вычислялся по Гауссовой квадратурной формуле 29го порядка точности [4]. Матрица рассеяния рассчитывалась для модели облака СЗ [5]. Размеры водяных капель в облаке подчиняются модифицированному гамма-распределению

$$n(r) = ar^\alpha \exp(-br^\gamma), \quad 0 \leq r \leq \infty, \quad (8)$$

где n – объемная концентрация водяных капель в см^{-3} , r – радиус капель в мкм, $a = 5.5556$, $b = 1/3$, $\alpha = 8$, $\gamma = 3$. Индивидуальные матрицы рассеяния капель рассчитывались методом Т-матриц [6] для различных значений радиуса и затем численно усреднялись по статистическому распределению (8). Для длины волны $\lambda = 532$ нм принятая модель среды характеризуется значением объемного коэффициента рассеяния $\mu_s = 0.0029 \text{ м}^{-1}$ и параметром анизотропии рассеяния $g = 0.83$.

Уравнение (5) численно решалось по схеме встречных разностей [7]. Компьютерный алгоритм был ранее разработан для исследований переноса теплового радиоизлучения в облаках и осадках [8]. Валидация алгоритма проводилась по известным табулированным решениям эталонных задач [9].

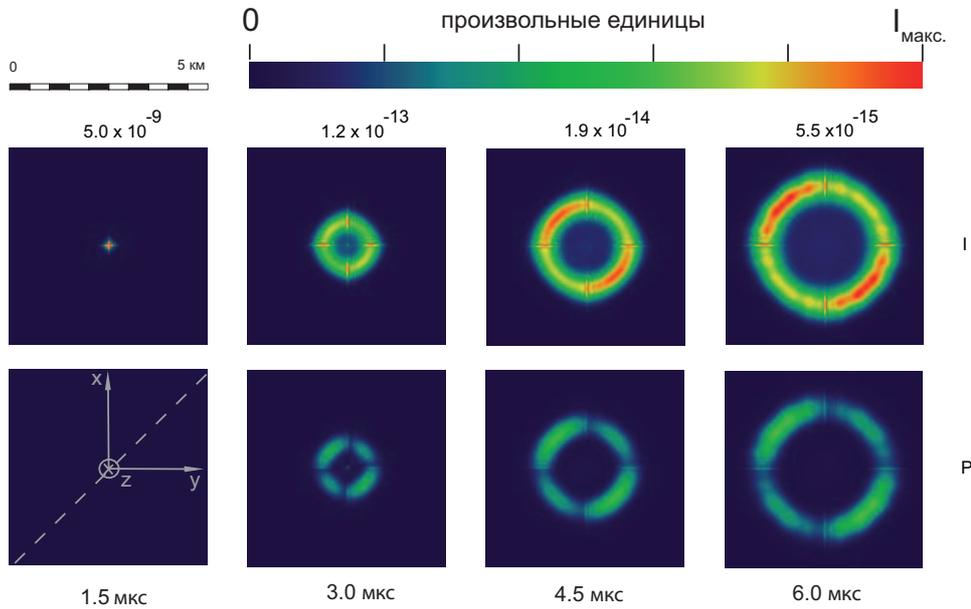


Рис. 2. Численное моделирование диффузного отражения импульсного светового пучка от плоского слоя рассеивающей среды. Линейная поляризация падающего пучка $U = I$. Графики в каждый момент времени нормированы на соответствующие максимумы интенсивности (указаны цифры сверху каждого столбца). Размер области среды 5 км X 5 км X 200 м. Верхний ряд – первый параметр Стокса (интенсивность излучения I), нижний ряд – поляризованная часть интенсивности $P = \sqrt{I^2 + Q^2 + U^2}$.

Результаты численного моделирования

На рис. 2 приведены результаты моделирования диффузного отражения линейно поляризованного лазерного пучка от облачного слоя толщиной 200 м. Азимутальная асимметрия распределения интенсивности и поляризации по кольцу обусловлена соответствующей асимметрией линейно поляризованного падающего излучения в центре области. В полученном поле излучения можно выделить две основные компоненты – яркую сильно поляризованную периферийную область (собственно динамическое гало обратного рассеяния, т.е. кольцевой максимум интенсивности) и практически неполяризованное слабое излучение в внутренней области кольца. Путем сравнения приближенных аналитических выражений для соответствующих интенсивностей в работе [10] получен аналитический критерий проявления эффекта, определяющий критическую толщину облачного слоя среды с заданной транспортной длиной l_{tr}

$$h_c \approx 2l_{tr}. \quad (9)$$

Список литературы

1. Pyushin Y. A., Budak V. P. Narrow beams in scattering media: the advanced small-angle approximation // J. Opt. Soc. Am. A – 2011. – Vol. 28. – P. 1358–1363.
2. Polonsky I., Love S., Davis A. Wide-angle imaging lidar deployment at the ARM southern great plains site: Intercomparison of cloud property retrievals // J. Atm. Ocean. Tech. – 2005. – Vol. 22. – P. 628–648.
3. Prigarin S., Aleshina T. Monte Carlo simulation of ring-shaped returns for CCD lidar systems // Russian J. Num. Anal. Math. Mod. – 2015. – Vol. 30 – P. 251–257.
4. Лебедев В.И. Квадратурные формулы для сферы 25–29-го порядка точности // Сиб. мат. журн. — 1977.— Т. 18. – No 1.— С. 132–142.
5. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971.
6. Moroz A. Improvement of Mishchenko's T-matrix code for absorbing particles // Appl. Opt. – 2005. – Vol. 44. – P. 3604–3609.
7. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1972.
8. Илюшин Я. А., Кутуза Б. Г. Влияние пространственной структуры осадков на поляризационные характеристики уходящего микроволнового излучения атмосферы. // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. — 2016. — Т. 52, № 1. — С. 83–91.
9. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. М.: ИЛ, 1953.
10. Pyushin Y. A. Transient polarized radiative transfer in cloud layers: numerical simulation of imaging lidar returns // J. Opt. Soc. Am. A — 2019. — Vol. 36, no. 4. — P. 540–548.

Том II, с. 155–159

УДК: 621.38

ИЗМЕРЕНИЕ МГНОВЕННЫХ ЧАСТОТ МНОЖЕСТВА РАДИОСИГНАЛОВ НА ОСНОВЕ ТЕХНОЛОГИИ МИКРОВОЛНОВОЙ РАДИОФОТОНИКИ

А. А. Иванов, А. Ж. Сахабутдинов

*Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ,
420008, г. Казань, ул. Карла Маркса, 10*

E-mail: aleste1@mail.ru, kazanboy@yandex.ru

Аннотация. В работе представлен способ реализации системы измерения мгновенных частот полигармонических сигналов сверхвысокой частоты. Предложен алгоритм работы системы, который основан на радиофотонной обработке биений компонент оптического сигнала на фотодетекторе после его отражения от ВРБ, выполняющей роль частотного фильтра. Электрический сигнал после фотоприемника подвергается преобразованию Фурье для получения амплитуд и частот, выделение частот исходного сигнала ведется на основе предложенного алгоритма путем исключения дополнительных комбинационных частот, возникших от биений оптических несущих на фотоприемнике.

Ключевые слова: микроволновая фотоника; оптическая обработка сигналов; измерение мгновенных частот; волоконная решетка Брэгга

MICROWAVE PHOTONIC METHOD FOR MULTIPLE SIGNALS INSTANTANEOUS FREQUENCY MEASUREMENT

A. A. Ivanov, A. Zh. Sakhabutdinov

Abstract. The paper presents a method of a system implementation for instantaneous frequencies measurement of polyharmonic ultrahigh frequency signals. Proposed algorithm of the system operation, which is based on the radiophotonic beats of an optical signal processing on the photodetector after the reflection from the FBG, which acts as a frequency filter. The electrical signal after photodetector is subjected to Fourier transform to obtain amplitudes and frequencies, the frequencies selection of the original signal is performed on the basis of the proposed algorithm by eliminating additional combination frequencies arising from the beating of an optical carriers at the photodetector.

Keywords: microwave photonics; optical signal processing; instantaneous frequencies measurement; fiber Bragg grating

Введение

С развитием оптико-электронных систем радиофотонные методы измерения мгновенной частоты (ИМЧ) радиосигналов являются перспективным инструментом как в военной (радиотехническая разведка, радиоэлектронная борьба), так и в гражданской области (оценка электромагнитной обстановки, программно-определяемое радио и т.д.). Радиофотонные методы позволяют проводить обработку радиосигналов в оптическом диапазоне и использовать такие присущие фотонным технологиям достоинства как более широкий рабочий диапазон (по частоте и амплитуде) по сравнению с электронными методами, малые потери, невосприимчивость к электромагнитным полям, упрощенная конструкция и малый размер [1]. Среди фотонных методов ИМЧ радиосигналов на основе преобразования «частота-амплитуда» наиболее часто используются методы с использованием волоконной решетки Брэгга (ВРБ) в качестве дисперсионного элемента [2].

На основе предложенного и исследованного ранее метода ИМЧ одного сигнала с использованием ВРБ: аддитивного частотного разнесения несущей [3] предложен способ и алгоритм одновременного измерения и определения множества частот принимаемого полигармонического радиосигнала.

Идея измерения основана на электрооптическом свойстве модулятора Маха-Цендера (ММЦ), которое позволяет напрямую связать разностную частоту оптически модулированного сигнала с частотой электрического модулирующего сигнала. Узкополосное лазерное излучение направляется на модулятор, работающий в нулевой рабочей точке с подавлением несущего сигнала. Модуляция оптической несущей производится внешним полигармоническим электрическим сигналом, частоты которого подлежат измерению.

На рис. 1 приведены примеры оптико-электронных схем реализации такого измерительного преобразования. Оптико-электронная схема, показанная на рис. 1 а, основана на классических методах ИМЧ с ВРБ, которые используют лазер, настроенный на центральную частоту ВРБ. Излучение с источника – ЛД, модулируется на – ММЦ полигармоническим электрическим сигналом – MS с неизвестным набором частот $\{f_{RFk}\}$, и, отражаясь от ВБР, возвращается через оптический циркулятор – ОЦ, принимается на фотодетекторе – ФД и оцифровывается на АЦП (рис. 1 а). Блок обработки, в котором производится определение мгновенных частот, на рисунке не приведен. При данном способе диапазон измеряемых частот определяется шириной АЧХ ВРБ на уровне 0,1 (рис. 2 а). Отличие оптико-электронной схемы, приведенной на рис. 2 б, заключается в том, что используется два модулятора, первый из которых осуществляет разнос оптической несущей частоты лазера на линейный участок склона ВРБ.

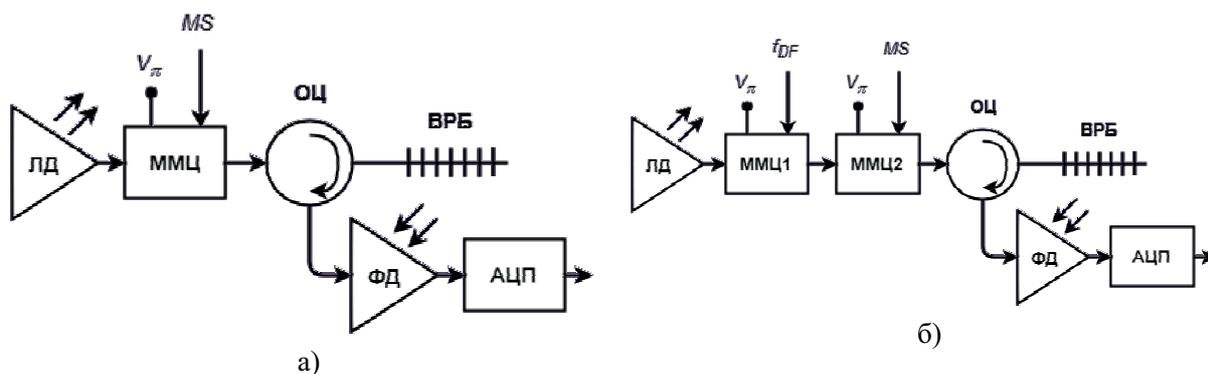


Рис. 1. Структурные оптико-электронные схемы реализации приемной части ИМЧ: а) измерение относительно центральной длины волны ВРБ; б) измерение на одном из склонов ВРБ.

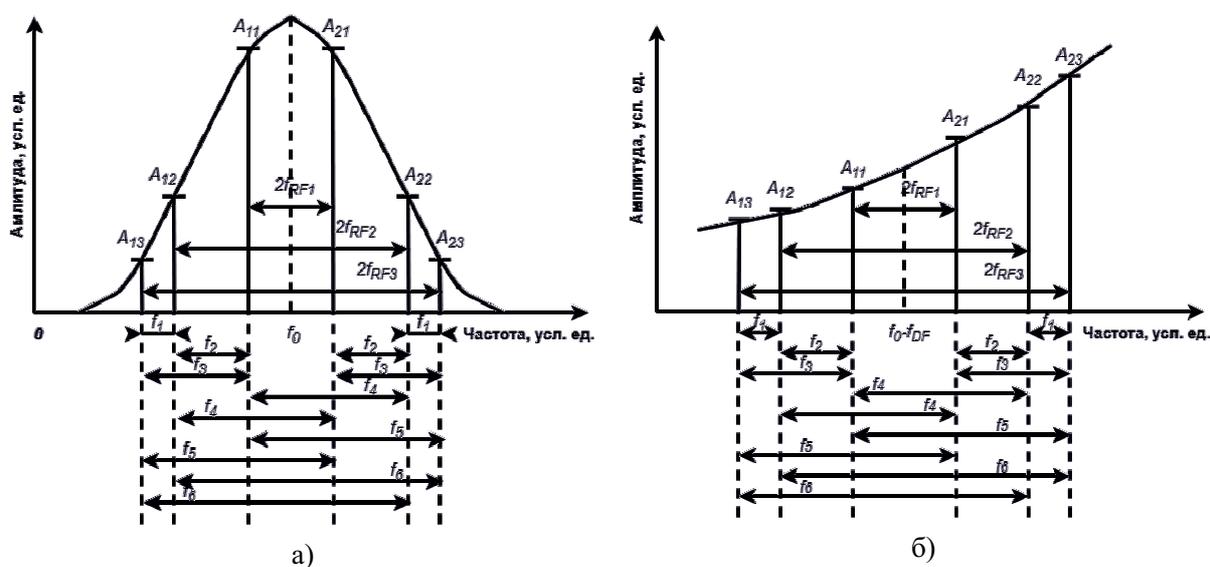


Рис. 2. Амплитудно-частотные характеристики спектральной формы сигналов, принимаемых на фотоприемнике для: а) измерений относительно центральной длины волны ВРБ; б) измерений на одном из склонов ВРБ.

После ММЦ сигнал будет представлять собой полигармоническое оптическое излучение с оптическими частотами, которые разнесены от несущей частоты лазера на частоты модуляции. На рис. 2 а и 2 б приведены схемы амплитудно-частотных характеристик лазерного излучения, получающегося в результате взаимодействия модулированного исходного излучения полигармоническим электрическим сигналом с ВБР, принимаемом на фотоприемнике, для оптоэлектронных схем, приведенных на рис. 1 а и 1 б, соответственно.

На фотоприемнике, как на квадратичном элементе будут происходить все парные перекрестные биения оптических частот, схема спектра сигнала после фотоприемника приведена на рис. 3. Оцифрованный результирующий сигнал подвергается преобразованию Фурье и направляется на вход алгоритма определения частот (рис. 4).

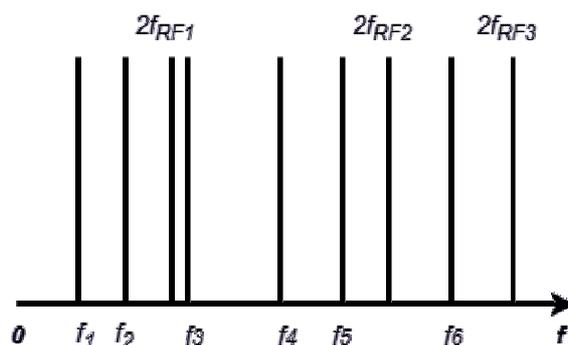


Рис. 3. Схема спектра сигнала после фотоприемника в амплитудно-частотной плоскости.

Алгоритм работы

На вход алгоритма определения частот модуляции, содержащихся в полигармоническом модулирующем сигнале – MS (рис. 1 а и 1 б) подающемся на ММЦ, подается результат преобразования Фурье сигнала, полученного после фотоприемника (рис. 3). Алгоритм выполняет задачу выделения из всей совокупности частотных компонент $\{f_i\}$ и $\{2f_{RFk}\}$, полученных в результате перекрестных биений оптических частот, неизвестные частоты $\{f_{RFk}\}$, которые содержались в модулирующем ММЦ сигнале. Стоит сделать замечание, что для проведения преобразования Фурье необходимо измерить хотя бы несколько периодов сигнала. Блок схема алгоритма и код его реализации приведены на рис. 4.

В алгоритме предусмотрена последовательность следующих операций, ведущих к определению искомым частот:

- шаг 1. Наибольшая частота в спектре принимается за наибольшую по величине искомую неизвестную частоту;
- шаг 2. Вычисляется разность наибольшей и следующей по уменьшению частоты в спектре;
- шаг 3. Удвоенная разность вычисленной частоты вычитается из наибольшей частоты для нахождения следующей неизвестной частоты (происходит переход к следующей неизвестной частоте);
- шаги 1-3 повторяются для определения последующих значений частот, пока результат вычисления не станет отрицательным;
- шаг 4. Вычисленные частоты делятся пополам для определения действительных значений частот.

Для расширения диапазона измеряемых частот в два раза можно использовать амплитудно-фазовое модуляционное преобразование оптической несущей в симметричное двухчастотное излучение по методу Ильина-Морозова [4]. Как модификацию способа измерения на одном из склонов АЧХ ВРБ можно рассматривать измерение одновременно на обоих склонах ВБР. При этом алгоритм следует модифицировать для исключения из расчета частот в спектре возникших от биений гармоник соседних склонов.

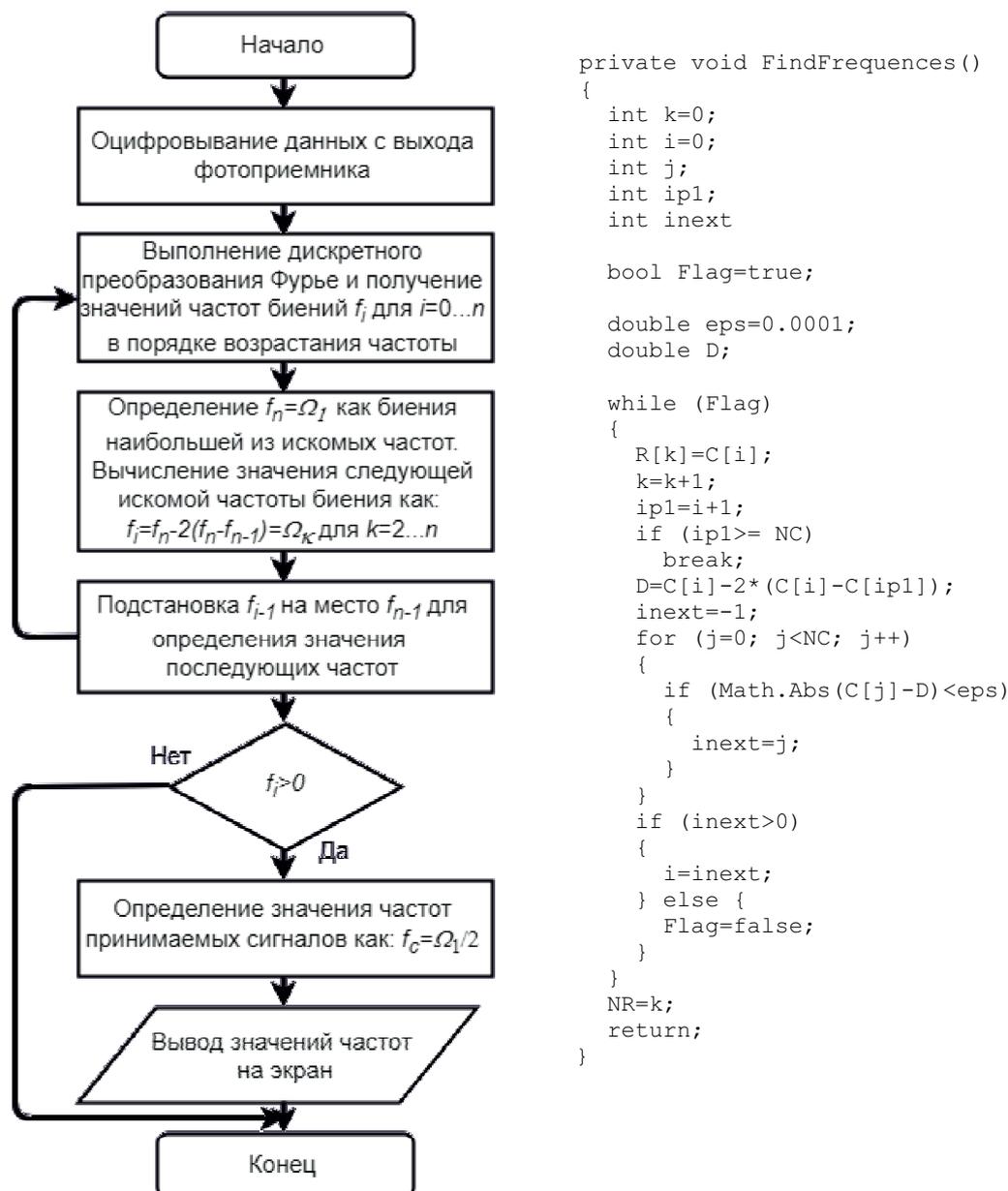


Рис. 4. Алгоритм и код ИМЧ множества радиосигналов. Тут $C[i]$ – массив частот, полученный после преобразования Фурье, NC их количество; $R[k]$ – искомый массив частот, NR – их количество; D – текущая анализируемая частота; eps – погрешность определения частоты.

Для проверки работы алгоритма были написаны математические модели в программах MathCad и Microsoft Visual Studio (рис. 4б), которые подтвердили его работоспособность. Точность определения частот при этом зависит от числа отсчетов в периоде при выполнении дискретного преобразования Фурье, что в свою очередь определяется производительностью процессора выполняющего данную процедуру.

Заключение и выводы

Предложенный алгоритм измерения мгновенной частоты применим в условиях возможности измерения нескольких периодов поступающего сигнала, требует необходимости дискретного преобразования Фурье и получения его спектра для выделения искомых частот. Точность измерения частот зависит от производительности процессора, входящего в контроллер, проводящий математическую обработку сигнала.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках выполнения государственного задания КНИТУ-КАИ № 8.6872.2017/8.9.

Список литературы

1. P. Ghelfi et al. A fully photonics-based coherent radar system // Nature. – 2014. – V. 507. – P. 341–345.
2. Photonic instantaneous measurement of microwave frequency using fiber Bragg grating / Z. Li et al. // Optics Communication. – 2010. – V. 283. – P. 396-399.
3. Radiophotonic method for instantaneous frequency measurement based on principles of frequency-amplitude conversion in fiber Bragg grating and additional frequency separation / A. A. Ivanov et al. // XI International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT). – 2017. – P. 427-430.
4. Морозов О. Г., Ильин Г. И. Амплитудно-фазовая модуляция в системах радиофотоники // Вестник Поволжского государственного технологического университета. – 2014. – № 1. – С. 6–42.

Том II, с. 160–163

УДК: 621.37

ВЛИЯНИЕ ОДНОРОДНЫХ СРЕД С ЛИНЕЙНО-МЕНЯЮЩЕЙСЯ ЧАСТОТНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ ТРЕТЬЕГО И ВТОРОГО ПОРЯДКА НА ИСКАЖЕНИЯ ИХ КАНАЛА С ГАУССОВОЙ АЧХ

В. А. Иванов, М. И. Рябова, В. В. Овчинников

*Поволжский государственный технологический университет, 424000, г. Йошкар-Ола,
пл. Ленина, 3*

E-mail: OvchinnikovVV@volgatech.net

Аннотация. Распространение волнового пакета в однородной среде с частотной дисперсией приводит к разделению его спектральных составляющих по величине группового запаздывания и как следствие к искажениям передаваемой в нём информации. Негативное воздействие среды распространения на передаваемый импульс вызвано зависимостью фазовой скорости волновых колебаний от частоты. В работе на основе использования принципа эквивалентности удалось свести задачу к исследованию частотной и импульсной характеристик эквивалентной системы с линейно-меняющейся частотной дисперсией. Методом математического моделирования проведено исследование влияния частотной дисперсии третьего и второго порядка на искажения импульсной характеристики канала с гауссовой АЧХ при изменении длины пути распространения.

Ключевые слова: частотная дисперсия третьего и второго порядка; искажения импульсной характеристики канала; канал с гауссовой АЧХ

EFFECT OF HOMOGENEOUS MEDIA WITH LINEARLY VARYING FREQUENCY DISPERSION OF THE THIRD AND SECOND ORDER ON DISTORTIONS OF THE CHANNEL IMPULSE RESPONSE CONSIDERING THE GAUSSIAN AMPLITUDE RESPONSE

V. A. Ivanov, M. I. Ryabova, V. V. Ovchinnikov

Abstract. Propagation of a wave packet through a homogeneous medium with frequency dispersion causes its spectral components having different group delays. As a result, the transmitted information is distorted. The negative influence of the propagation medium on the transmitted pulse is caused by the dependence of the phase velocity of a wave on its frequency. In our research we applied an approach that allowed to reduce the problem to studying an equivalent linear system with linearly varying frequency dispersion and its associated frequency and impulse responses. Supported by the method of mathematical modeling we carried out studies into the influence of the third and second order frequency dispersion on the distortion of an impulse response of a channel with a Gaussian amplitude response considering the path length.

Keywords: frequency dispersion of the third and second order; channel impulse response distortions; Gaussian channel

Введение

Для диспергирующих сред различают фазовую дисперсию первого, второго, третьего и высших порядков. Известно, что в среде с дисперсией первого порядка передаваемый импульс только задерживается на время равное по величине параметру дисперсии первого порядка [1]. Его искажения обусловлены нелинейной дисперсией, из которых наиболее изученной является дисперсия второго порядка [2–5]. Изучению влияния на короткий импульс дисперсии третьего порядка посвящено существенно меньше работ. Еще меньше работ посвящено исследованиям дисперсионных искажений импульсов при изменении длины пути распространения.

Цель работы

Разработка моделей и исследование с общих позиций искажений передаваемого в однородной среде импульса, вызванных нелинейной частотной дисперсией среды, изменяющейся по линейному закону в зависимости от длины пути распространения.

Общие положения

Согласно принципу эквивалентности, среда распространения импульса может быть представлена линейной одномерной системой (ЛОС) с частотной (ЧХ) $H(j\omega)$ и импульсной (ИХ) $h(\tau)$ характеристиками, связанными преобразованием Фурье.

Искажения формы излучённого импульса $u_T(\tau)$ будут определяться искажениями импульсной характеристики системы, поскольку здесь спектр на входе приёмника $U_R(j\omega)$ равен произведению спектра излучённого импульса $U_T(j\omega)$ на частотную характеристику канала $H(j\omega)$ [2]. Рассмотрим случай возникновения искажений из-за изменения длины пути распространения импульса.

Будем считать, что ЛОС имеет гауссову АЧХ, которая на интервале $[-\Omega_{ch}/2, \Omega_{ch}/2]$ принимает значения, отличные от нуля. За пределами полосы канала распространения выполняется условие $H(\omega) = 0 \quad \forall \omega \notin [\bar{\omega} - \Omega_{ch}/2, \bar{\omega} + \Omega_{ch}/2]$ (гауссова функция усечена). Финитность полосы позволяет представить фазовую частотную характеристику (ФЧХ) ЛОС в виде разложения по степеням разностной частоты Ω :

$$\varphi(\bar{\omega} + \Omega) \approx \varphi(\bar{\omega}) + \varphi'(\bar{\omega}) \cdot \Omega + \frac{1}{2}\varphi''(\bar{\omega}) \cdot \Omega^2 + \frac{1}{6}\varphi'''(\bar{\omega}) \cdot \Omega^3, \quad (1)$$

где $\varphi(\omega) = \frac{L}{c}k(\omega) = \frac{L}{c}\omega \cdot n(\omega)$ и $n(\omega)$ – коэффициент преломления среды распространения, L – геометрическая длина пути в однородной диспергирующей среде, $\forall \Omega \in [-\Omega_{ch}/2, \Omega_{ch}/2]$. Нелинейные слагаемые в (1) имеют следующий вид:

$$\frac{1}{2}\varphi''(\bar{\omega})\Omega^2 = \left(\frac{\Omega_{ch}}{\Omega_{c2}}\right)^2 \left(\frac{2\Omega}{\Omega_{ch}}\right)^2 = p_2^2 \cdot n^2 \quad \frac{1}{6}\varphi'''(\bar{\omega}) \cdot \Omega^3 = \left(\frac{\Omega_{ch}}{\Omega_{c3}}\right)^3 \left(\frac{2\Omega}{\Omega_{ch}}\right)^3 = p_3^3 \cdot n^3, \quad (2)$$

где $\Omega_{c2} = \sqrt{8/|\varphi''(\bar{\omega})|}$ – полоса когерентности при дисперсии второго порядка, $\Omega_{c3} = \sqrt[3]{48/|\varphi'''(\bar{\omega})|}$ – полоса когерентности при дисперсии третьего порядка.

Согласно результатам предыдущих исследований [1, 3, 4] при выполнении условия $(p_2)^2 \leq 1$ дисперсией 2-го порядка можно пренебречь (в разложении фазы не учитывать соответствующее слагаемое), а при $(p_3)^3 \leq 1$ можно пренебречь дисперсией 3-го порядка.

Фазовая дисперсия в однородной среде при изменении длины пути распространения

Обозначим за единицу длины пути в среде $L = L_{e2}$ такую величину, при которой полоса когерентности дисперсии 2-ого порядка равняется полосе канала:

$$\frac{1}{2} \frac{L_{e2}}{c} k''(\bar{\omega}) = \left(\frac{2}{\Omega_{c2}}\right)^2 = \left(\frac{2}{\Omega_{ch}}\right)^2 \quad (3)$$

Тогда для дисперсии 2-ого порядка получим:

$$\frac{1}{2}\varphi''(\bar{\omega})\Omega^2 = \frac{L}{L_{e2}} \frac{1}{2} \frac{L_{e2}}{c} k''(\bar{\omega})\Omega^2 = \frac{L}{L_{e2}} p_2^2 \left(\frac{2\Omega}{\Omega_{ch}}\right)^2 = m \cdot n^2 \quad (4)$$

где $p_2^2 = 1$ из-за выбора длины кабеля единичной длины, m – безразмерная длина пути распространения. Из выражения (4) следует важное для практического применения соотношение:

$$p_2^2 = m \quad \left(\frac{\Omega_{ch}}{\Omega_{c2}}\right)^2 = \frac{L}{L_{e2}} \quad (5)$$

Для дисперсии третьего порядка перепишем выражение (2) в следующем виде:

$$\frac{1}{6}\varphi'''(\bar{\omega}) \cdot \Omega^3 = \frac{1}{6} \frac{L}{c} k'''(\bar{\omega}) \cdot \Omega^3 = \frac{L}{L_{e3}} \left(\frac{2}{\Omega_{e3}} \right)^3 \left(\frac{2\Omega_{ch}}{2\Omega_{ch}} \right)^3 \Omega^3 = p_3^3 \left(\frac{2\Omega}{\Omega_{ch}} \right)^3 = m \cdot p_{e3}^3 \cdot n^3 \quad (6)$$

Таким образом, слагаемые в разложении фазы (1) имеют безразмерный характер, что позволяет записать ее через безразмерные величины:

$$\varphi(L, \bar{\omega} + \Omega) \approx \frac{L}{c} k(\bar{\omega}) + \frac{L}{c} k'(\bar{\omega}) \frac{\Omega_{ch}}{2} \cdot n + m \cdot n^2 + m \cdot p_{e3}^3 \cdot n^3 \quad (7)$$

Учитывая амплитудно-фазовую дисперсию, сигнал на выходе из среды можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} u_R(L, \tau) &= u_R(L, T) = \frac{H(\bar{\omega})}{2\pi} \int_{-\Omega_{ch}/2}^{\Omega_{ch}/2} \exp[-2 \left(\frac{2\Omega}{\Omega_{ch}} \right)^2] \cdot \exp(-j\varphi(L, \bar{\omega} + \Omega)) \cdot \exp(j\tau\Omega) \cdot d\Omega = \\ &= \frac{H(\bar{\omega})\Omega_{ch}}{4\pi} \int_{-1}^1 \exp(-2n^2) \cdot \exp(-j\varphi(L, \bar{\omega} + \Omega)) \cdot \exp(j\frac{\tau\Omega_{ch}}{2}n) \cdot dn = \\ &= \frac{H(\bar{\omega})\Omega_{ch}}{4\pi} \cdot \exp(-j\frac{L}{c}k(\bar{\omega})) \cdot \int_{-1}^1 \exp(-2n^2) \cdot \exp[-j(m \cdot n^2 + m \cdot p_{e3}^3 \cdot n^3)] \cdot \exp(j\hat{T} \cdot n) \cdot dn \end{aligned} \quad (8)$$

где $\hat{T} = \frac{(\tau - \varphi'(\bar{\omega})) \cdot \Omega_{ch}}{2} \cdot T$ – относительная разностная задержка.

Гауссов множитель под знаком интеграла относится к характеристике ЛОС. Таким образом, задача дисперсионных искажений импульса сводится к задаче искажений ИХ ЛОС с амплитудно-фазовой дисперсией.

Исследование влияния частотной дисперсии третьего и второго порядка на искажения ИХ ЛОС при изменении длины пути распространения

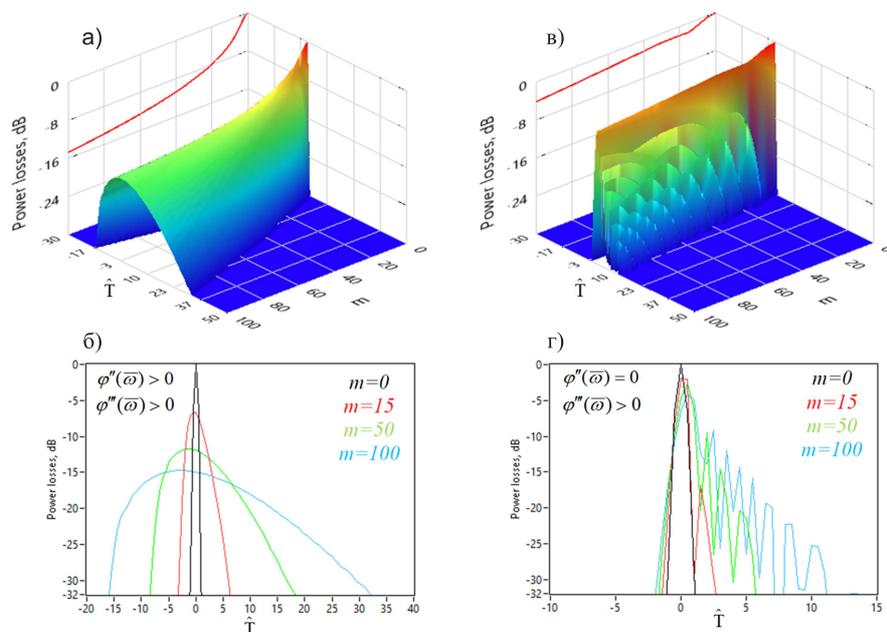
На основе интеграла (8) численным методом исследовалось влияние частотной дисперсии 3-го и 2-го порядка на искажения ИХ канала ЛОС, при изменении длины пути распространения. Исследования искажений проводились для двух случаев: учёта только дисперсии 3-го порядка и одновременно дисперсии 2-го и 3-го порядка. В случае дисперсии 3-го порядка, а также одновременного действия дисперсии 2-го и 3-го порядка, рассматривались условия для дисперсии нормального типа при положительном и отрицательном значении параметра $\varphi'''(\bar{\omega})$. Рассматривались особенности формы импульса в диапазоне амплитуд 0...-32 дБ. Принималось, что максимальная длина пути распространения в относительных единицах составляет $m = 100$. При этом анализировалось влияние дисперсии в диапазоне относительных длин 0, 15, 50 и 100.

Анализ искажений ИХ канала при дисперсии 3-го порядка проводился для случаев: 1) $\varphi''(\bar{\omega}) > 0$, $\varphi'''(\bar{\omega}) > 0$ и значений параметра $p_{e3} = 0.7$; 2) $\varphi''(\bar{\omega}) = 0$, $\varphi'''(\bar{\omega}) > 0$ и $p_{e3} = 0.7$. Данные моделирования представлены на рисунке 1.

На рис. 1 фигура а) отображает действие деградации ИХ при влиянии дисперсии 2-го и 3-го порядка при $p_{e3} = 0.7$; б) сечения ИХ ЛОС при влиянии частотной дисперсии 2-го и 3-го порядка; в) деградация ИХ при влиянии только дисперсии 3-го порядка при $p_{e3} = 0.7$; г) сечения ИХ ЛОС при влиянии только дисперсии 3-го порядка. Получено, что в условиях одновременного действия дисперсии 2-го и 3-го порядка, влияние дисперсии 3-го порядка при значениях $p_{e3} < 0.9$ проявляется в нарушении симметрии импульса относительно точки $\hat{T} = 0$, а в случае только дисперсии 3-го порядка импульс приобретает периодический коллапс, когда он представляет гребёнку частых импульсов с уменьшающейся амплитудой при положительном параметре дисперсии и увеличивающейся – при отрицательном. Число импульсов увеличивается с ростом длины пути распространения. При этом потери в импульсной мощности основного импульса практически не меняются с увеличением длины.

Заключение

Получено аналитическое решение, описывающее распространение импульса в однородной среде с изменяющейся длиной пути распространения. Показано, что дисперсия третьего порядка приводит к нарушению симметрии импульса относительно максимума, увеличивающейся с

Рис. 1. Искажения ИХ из-за частотной дисперсии при $m = 100$.

ростом длины кабеля. Установлено что уменьшение длительности оптического импульса в k -раз приводит к росту коэффициента дисперсии второго порядка во столько же раз, а увеличение длины кабеля в k -раз приводит к росту этого коэффициента в \sqrt{k} раз. В случае дисперсии 2-го и 3-го порядка, влияние дисперсии 3-го порядка при значениях $p_{e3} < 0.9$ проявляется в нарушении симметрии формы импульса относительно точки $\hat{T} = 0$, а при действии только дисперсии третьего порядка импульс начинает коллапсировать, превращаясь в гребенку периодических импульсов. Число импульсов в гребенке увеличивается с увеличением длины пути распространения m . Амплитуда импульсов или растет к точке $\hat{T} = 0$ при положительном параметре, или убывает за этой точкой при отрицательном параметре дисперсии третьего порядка. В случае коллапса амплитуда основного импульса практически не меняется при изменении длины пути распространения.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования РФ: № 8.2817.2017/ПЧ и грантов Российского фонда фундаментальных исследований: № 17-07-00799, № 19-07-00629.

Список литературы

- Ivanov, V. A., Ivanov, D. V., Ryabova, N. V., Ryabova, M. I., Chernov, A. A., & Ovchinnikov, V. V. (2019). Studying the parameters of frequency dispersion for radio links of different length using software-defined radio based sounding system. *Radio Science*, 54, 34–43. doi: 10.1029/2018RS006636
- Арманд, Н.А. Коррекция дисперсионных искажений широкополосных сигналов / Н.А. Арманд, В.А. Иванов // Тр. XXI Всерос. науч. конф. «Распространение радиоволн». – Йошкар-Ола, 2005, Т.1, С.10-18.
- Ivanov, D.V., Ivanov, V.A., Ryabova, N.V., Ryabova, M.I., Kislitsin, A.A., Ovchinnikov, V.V. Studying frequency dispersion in transionospheric radio paths using the estimates of the total electron content (2018) IET Conference Publications, 2018 (CP741). doi: 10.1049/cp.2018.0474
- Ryabova, M.I., Ivanov, V.A., Ivanov, D.V., Ryabova, N.V., Chernov, A.A., Ovchinnikov, V.V. Research of dispersion distortion of signals in the ionospheric plasma and optical fiber (2016) Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, 9807, paper № 98070N. doi: 10.1117/12.2230483
- Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. – 684 с.

Том II, с. 164–167

УДК: 621.396.67; 621.396.969

АКТУАЛЬНОСТЬ И ВОЗМОЖНОСТИ МОНИТОРИНГА АРКТИЧЕСКОЙ ЗОНЫ РФ С ГЕОСТАЦИОНАРНОЙ ОРБИТЫ

А. А. Калинин, В. М. Масюк

Институт радиотехники и электроники им.В.А. Котельникова РАН,

103907, г. Москва, ул. Моховая, 11, стр. 7

E-mail: kalinkevich@cplire.ru

Аннотация. Арктика – глобальный сырьевой потенциал Российской Федерации. На разработку углеводородных месторождений, претендуют не только страны, находящиеся в пределах полярного круга, но и такие как Англия, Китай, Япония и др. В результате обостряется международная конкуренция за права на освоение арктических ресурсов. На территории Арктической зоны России происходит в год большое количество чрезвычайных ситуаций техногенного и природно-техногенного характера. В целом отмечается устойчивый рост количества ЧС техногенного характера. Анализ разнообразных чрезвычайных ситуаций техногенного и природно-техногенного характера, имеющего устойчивый количественный рост, а также проблемы обороны страны требует создание космической системы непрерывного наблюдения Арктической зоны с хорошим разрешением.

Ключевые слова: Арктическая зона РФ; радиолокационное зондирование; углеводородных месторождений; Северный морской путь; чрезвычайных ситуаций; стихийных бедствий

REQUIREMENTS TO THE RADAR MEANS FOR REMOTE MONITORING OF THE ARCTIC ZONE OF THE RUSSIAN

A. A. Kalinkevich, V. M. Masyuk

Abstract. The Arctic is the global raw material potential of the Russian Federation. Not only countries within the polar circle, but also such as England, China, Japan, etc., claim to develop hydrocarbon deposits. As a result, international competition for the rights to develop Arctic resources is intensifying. On the territory of the Arctic zone of Russia there are a large number of man-made and natural-man-made emergencies per year. In general, there is a steady increase in the number of man-made emergencies. The analysis of various man-made and natural-man-made emergencies, which have a steady quantitative growth, as well as the problems of the country's defense, requires the creation of a space system of continuous observation of the Arctic zone with good resolution.

Keywords: Arctic zone of the Russian Federation; radar sensing; hydrocarbon fields; Northern sea route; emergency situations; natural disasters

Введение

Арктическая зона РФ является одной из самой перспективной и богатой зон планеты. На разработку полезных ископаемых претендует целый ряд государств. Кроме того, большое значение приобретает Северный морской путь, и особенно Северный морской путь, пролегающий в экономической зоне РФ. Чрезвычайных ситуаций техногенного и природно-техногенного характера, имеющего устойчивый количественный рост, проблемы, связанные с решением задач обороны, предупреждения и ликвидации техногенных катастроф, чрезвычайных ситуаций и стихийных бедствий требуют создание надежной системы мониторинга Арктической зоны РФ.

Необходимость развития радиолокационных средств для дистанционного мониторинга Арктической зоны

Одной из самой перспективной и богатой ресурсами зон планеты является Арктика. На исследования Арктической зоны и разработку в этой зоне полезных ископаемых, в первую очередь

углеводородных месторождений рис. 1, претендуют не только страны, находящиеся в пределах полярного круга, но и такие как Англия, Китай, Япония и др. В результате обостряется международная конкуренция за права на освоение арктических ресурсов. Касаясь Арктической зоны РФ, необходимо отметить, что в ней находится большая часть российских запасов углеводородов, хрома, марганца, золота, угля, никеля, кобальта, т.е. Арктика – глобальный сырьевой потенциал Российской Федерации. Однако степень разведанности - чрезвычайно низкая, а уровень освоения ничтожно мал. Кроме того, все большее значение приобретает Северный морской путь, позволяющий значительно сократить затраты и время на транспортировку грузов. Рассматриваются несколько маршрутов Северного морского пути рис. 1.

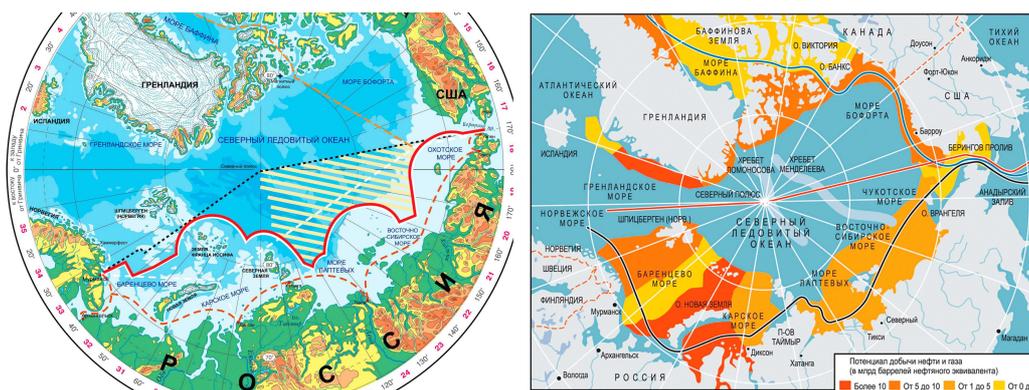


Рис. 1. Варианты маршрутов Северного морского пути и потенциальные месторождения углеводородов.

На настоящее время наиболее значимым является путь в экономической зоне РФ [1,2]. США настаивают, чтобы российский путь был бы международной транспортной артерией, и, кроме того, претендуют на проведение здесь учений по обеспечению свободы мореплавания [3].

Особую значимость приобретают исследования, направленные на изучение континентального шельфа, мониторинга окружающей среды. В первую очередь эти исследования связаны с хозяйственной деятельностью человека: а) с увеличением экологической безопасности; б) с уменьшения рисков антропогенного и техногенного воздействия; в) с предупреждением и ликвидации техногенных катастроф, чрезвычайных ситуаций, стихийных бедствий; г) с решением задач обороны. Частые дожди, снегопады, туманы, полярная ночь, суровые метеорологические условия (сильные ветра и морозы) не только затрудняют условия для разработки и добычи полезных ископаемых, но и повышают опасность судоходства - при любой аварии затрудняются работы по уборке нефти, значит, ее большая часть неизбежно располагается на поверхности воды под льдом, осядет на дно и останется на берегах. В холоде нефть разлагается дольше.

В Арктике существуют как климатические и природные, так и техногенные источники чрезвычайных ситуаций. К основным климатическим и природным источникам чрезвычайных ситуаций относятся: деградация вечной мерзлоты, ледяные заторы, подвижка льдов; снежные бури, штормы; сильные ветры; глобальное потепление, которое в полярных районах проявляется почти в 10 раз сильнее, чем в среднем на планете.

Кроме того, на территории районов Крайнего Севера находится несколько тысяч потенциально опасных объектов, которые могут стать источниками техногенных чрезвычайных ситуаций. Это объекты нефте- и газодобычи, ядерной энергетики, захоронения контейнеров с отходами, производственные предприятия. Потенциальные опасности радиационного загрязнения в Арктической зоне могут возникнуть в связи с затоплением в 50–60 годах прошлого столетия в Баренцевом и Карском морях радиоактивных отходов, испытанием ядерного оружия на Новой Земле, функционированием Кольской и Билибинской АЭС [1]. В среднем на территории Арктической зоны России происходит в год до 100 чрезвычайных ситуаций техногенного и природно-техногенного характера. В целом отмечается устойчивый рост количества ЧС техногенного характера. Большую опасность при строительстве и эксплуатации сооружений могут представлять

экстремальные скорости смещения кромки льда и внезапные вторжения морского льда в район расположения платформ. Данные относительно высоты волн, скорости ветра, океанических течений, температуры играют важную роль при выборе методов перемещения судов и персонала с платформы на берег [4, 6]. Перемещение льда в первую очередь обусловлено: дрейфом льда под действием циркуляции поверхностных водных масс. На рис. 2. показаны пути поступления водных масс в Северный ледовитый океан, приводящие к образованию подводных вихрей разных масштабов. Интересным является путь поступления водных масс через Берингов пролив.

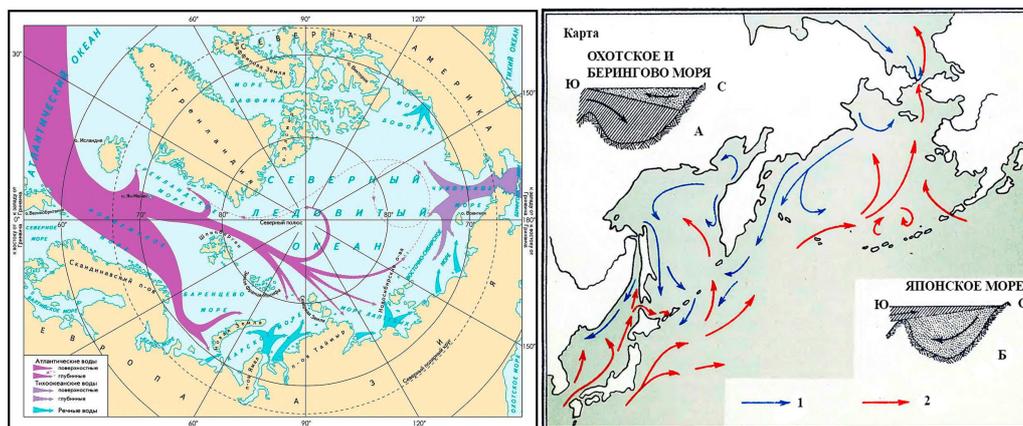


Рис. 2. Схема поступления водных масс в Северный ледовитый океан и течений в северо-западной части Тихого океана [5].

1 — сточные (относительно холодные) течения; 2 — океанические (относительно тёплые) течения; А — характер водообмена между Тихим океаном и Охотским и Беринговым морями.

В Беринговом проливе резко различаются два потока: один в восточной половине пролива, направленный с юга на север, и другой в западной половине пролива, направленный с севера на юг. Последний значительно уступает первому. Такое движение водных масс наглядно показывает предпосылки к образованию водных вихрей различного масштаба. Скорость и направление дрейфа льда в первую очередь определяется движением водных масс. При освоении нефтегазовых арктических месторождений большую опасность представляют экстремальные скорости дрейфа ледовых покровов в этих районах. В результате высокоточный мониторинг окружающей среды с быстро претерпевающими параметрами является залогом экологической безопасности.

Сложность мониторинга Арктической зоны РФ (АЗРФ) состоит в ее больших размерах. АЗРФ ограничена Северным полярным кругом на уровне 66° с.ш., 33° в.д., 170° з.д.; представляет огромную территорию - континентальной суши АЗРФ составляет 4,9 млн км², острова занимают площадь 0,2 млн км², шельфовые и внутренние моря АЗРФ достигают площади 4 млн км².

Особую значимость в свете геополитических и геоэкономических процессов приобретает контроль за изменениям АЗРФ, связанными с хозяйственной деятельностью человека с акцентом на негативные последствия хозяйственной деятельности человека на экологию, исследования, связанные с решением задач обороны, предупреждения и ликвидации техногенных катастроф, чрезвычайных ситуаций и стихийных бедствий. В ряде случаев требуется оперативное получение информации для принятия необходимых мероприятий.

Решение указанных проблем невозможно без привлечения дистанционных методов измерений. В первую очередь это касается радиофизических методов, особенно радиолокационных. Рассмотрение вопросов применения их ведется в разных направлениях:

- а) установка дистанционных радиолокационных средств на отдельных платформах [6] (локальный контроль состояния ледового покрова для безопасности нефте-газовых платформ);
- б) использование радиолокационных средств на беспилотниках, вертолетах, самолетах (метод в значительной мере зависит от метеорологических условий, поэтому в ряде случаев не является оперативным);

с) применение космических средств, в первую очередь радиолокаторов с синтезированной апертурой, позволяющих получать радиолокационные изображения с высокой разрешающей способностью. Недостатком метода является то, что он не позволяет осуществлять непрерывный контроль конкретного участка поверхности, требующего оперативного вмешательства.

Мониторинг окружающей среды полярных регионов РФ, как залог геополитических, геоэкономических и экологической безопасности приобретает огромное значение для комплексного развития Арктической зоны. Суровые климатические условия требуют особого подхода к обеспечению экологической безопасности в данном районе. Интенсивное освоение Севера привело к тому, что риск возникновения чрезвычайных ситуаций растет. Наиболее перспективными, с учетом гидрометеорологических условий и полярной ночи, а также с требованиями высокой пространственной разрешающей способности являются радиолокационные методы. В настоящее время как, за рубежом, так и в нашей стране проводятся обширные исследовательские работы по развитию и совершенствованию новых средств радиолокационных систем. Одним из выходов непрерывного мониторинга АЗРФ является использование радиофизической аппаратуры на геостационарных орбитах. Анализ литературы показал, что для непрерывного обзора Арктической зоны с целью обнаружения запуска баллистических ракет эффективно использовался ИК метод с геостационарных орбит [7]. После запуска спутника SMOS (2009) с радиометром, имеющего синтезированную апертуру, в США и Китае приступили к рассмотрению создания радиометров с синтезированной апертурой на геостационарных орбитах [8]. На какой стадии исследований находятся эти разработки авторам неизвестно.

Заключение

Анализ разнообразных чрезвычайных ситуаций техногенного и природно-техногенного характера, имеющего устойчивый количественный рост, требует создание космической системы непрерывного наблюдения с хорошим разрешением. Ориентировочно можно определить требования к космической системе, к которой нужно стремиться, чтобы детально контролировать процессы в Арктической зоне РФ. Эти требования предполагают получения периодической информации (радиолокационных изображений Арктической зоны) через временной интервал порядка десятка минут и разрешающей способностью в несколько десятков метров.

Список литературы

1. Труды международных научных конференций АРКТИКА: ИСТОРИЯ И СОВРЕМЕННОСТЬ, Санкт-Петербург 2016, 2017 годов. Изд. Политехнического Университета.
2. В.Л. Ерохин, «Северный морской путь и арктические транспортные коридоры: проблемы использования и прогнозы коммерциализации грузоперевозок», Маркетинг и логистика научно-практический журнал Выпуск № 6 (14) 29.11.2017.
3. Столкновения интересов в Арктике 2015. Режим доступа <https://prytkovalexey.com/2015/03/08/080320151825/> (Дата обращения: 07.12.2019).
4. Арктика: технологические вызовы. Режим доступа: <http://pro-arctic.ru/26/06/2012/technology/129> (Дата обращения: 07.12.2019).
5. «Атлас беспозвоночных дальневосточных морей СССР». Под общим руководством П. В. Ушакова. Главный редактор академик Е. Н. Павловский. Академия Наук СССР. Зоологический институт. Издательство Академии Наук СССР. Москва — Ленинград. 1955 год.
6. Проблема радиолокации морских льдов с буровых платформ в Арктике, А. И. Баскаков, М. В. Исаков, В. В. Егоров, А. М. Махалов, М. С. Михайлов, В. А. Пермяков, Журнал Радиоэлектроника, № 7, 2014
7. Военный космос. Система ОКО-1 // Новости Космонавтики. – № 7.– 2003.–С.50–54.
8. Н. Liu, J. Wu, S. Zhang, I. Yan, L. Niu, C. Zhang, W. Sun, H. Li, B. Li, "The Geostationmy Interferometric Microwave Sounder (GIMS)", Proceedings of IGARSS 2011, Vancouver, BC, Canada, 24-29 July, 2011, pp.3629 - 3632.

Том II, с. 168–171

УДК: 621.396.67; 621.396.969

ПРОБЛЕМЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ БИСТАТИЧЕСКОЙ РАДИОЛОКАЦИИ НА ГЕОСТАЦИОНАРНОЙ ОРБИТЕ ДЛЯ МОНИТОРИНГА АЗРФ

А. А. Калинин, В. М. Масюк

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН,

103907, г. Москва, ул. Моховая, 11, стр. 7

E-mail: kalinkevich@cplire.ru

Аннотация. В [1, 2] была предложена бистатическая радиолокационная схема для наблюдения поверхности земли с двух неподвижных пунктов наблюдения. Статьи были более сосредоточены на идеях, чем на решении технических проблемах, и формировались на основе электромагнитных сигналов комплексных по своей природе. В настоящей работе рассматривается вопрос о возможности использования результатов работ [1, 2] для решения проблем мониторинга Арктической зоны РФ с геостационарной орбиты.

Ключевые слова: бистатическая радиолокация, геостационарная орбита, Арктическая зона РФ; радиолокационное зондирование; когерентность сигналов, разрешающая способность.

PROBLEMS OF USING BISTATIC RADAR IN GEOSTATIONARY ORBIT FOR MONITORING THE ARCTIC ZONE OF THE RUSSIAN FEDERATION

A. A. Kalinkevich, V. M. Masyuk

Abstract. The Arctic is the global raw material potential of the Russian Federation. Not only countries within the polar circle, but also such as England, China, Japan, etc., claim to develop hydrocarbon deposits. As a result, international competition for the rights to develop Arctic resources is intensifying. On the territory of the Arctic zone of Russia, there are a large number of man-made and natural-man-made emergencies per year. In general, there is a steady increase in the number of man-made emergencies. The analysis of various man-made and natural-man-made emergencies, which have a steady quantitative growth, as well as the problems of the country's defense, requires the creation of a space system of continuous observation of the Arctic zone with good resolution

Keywords: Arctic zone of the Russian Federation; radar sensing; hydrocarbon fields; Northern sea route; emergency situations; natural disasters

Введение

Наиболее перспективным методом для мониторинга Арктической зоны РФ (АЗРФ) является применение радиолокационных станций с синтезированной апертурой (РСА). Основным недостатком применения РСА является отсутствие возможной оперативности получения информации (конкретно в данный момент). Космические радиолокационные средства позволяют получать информацию с интересующего района не чаще, чем 1-2 раза в сутки, что, в частности, не обеспечивает необходимой оперативности обнаружения и принятия решений в случаях ЧС.

В [1, 2] была предложена бистатическая радиолокационная схема для наблюдения поверхности земли с двух неподвижных пунктов наблюдения. Статьи были более сосредоточены на идеях, чем на решении технических проблемах, и формировались на основе электромагнитных сигналов комплексных по своей природе. В настоящей работе рассматривается вопрос о возможности использования результатов работ [1, 2] для решения проблем мониторинга Арктической зоны РФ с геостационарной орбиты.

Требования к радиолокационной аппаратуре

Радиус геостационарной орбиты от поверхности Земли составляет ~ 35000 км. Недостатки геостационарной орбит: невозможность наблюдения поверхности Земли в высоких широтах из-за сферичности Земли рис. 1а. На геостационарной орбите не наблюдается поверхность Земли с широт (приблизительно от 79° - 81° до полюсов), а на широтах выше 75° наблюдается очень низко над горизонтом (в реальных условиях спутники просто скрываются выступающими объектами и рельефом местности). Таким образом, область наблюдения с геостационарной орбиты Арктической зоны с Северной широты ограничена широтой порядка 70° - 75° , с южной стороны широтой 66° . При этом диапазон наблюдения выбранной зоны по широте зоны составляет $\Delta\theta = 0.12^\circ$. Этот диапазон углов соответствует $\Delta R \approx 550$ км. Арктическая зона РФ по долготе определяется 30° в.д. - 170° з.д. (что соответствует углу наблюдения со спутника $\Delta\varphi = 6,2^\circ$), рис. 1 б.

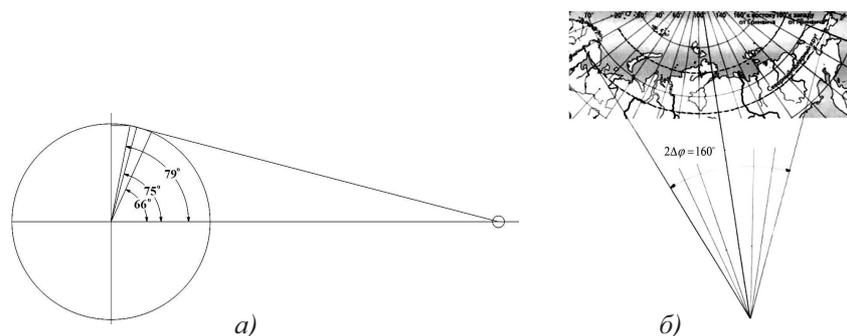


Рис. 1. Арктическая зона Российской Федерации. а) ограничение наблюдения АЗРФ с геостационарного спутника; б) АЗРФ ограничена Северным полярным кругом на уровне $\sim 66^\circ$ с.ш., 33° в.д. и 170° з.д.

Географический центр Арктической зоны России находится на территории Красноярского края в районе 110° в.д., у юго-восточного берега озера Виви. Раскрыв зоны наблюдения в азимутальной плоскости в $\Delta\varphi = 6,2^\circ$ (Рис. 1 б) соответствует диапазону по расстоянию $\Delta L \approx 3900$ км (по окружности 5501 км). Таким образом, необходимо наблюдать территорию более 3000 км². При использовании РСА с полосой обзора 200 км и временем одного витка 2 часа для снятия всей территории потребуется более двух суток. Величина ДНА антенны определяется $\phi = \lambda/D$, где D - размер апертуры антенны, λ - длина волны электромагнитного излучения. С учетом частых туманов, снежных бурь, дождей целесообразно выбрать диапазоны С ($\lambda = 10A$ см) (в диапазоне же С разрешенный частотный диапазон более широкий, чем в L). Для бистатистического метода (будет показано ниже) необходимо использовать широкополосные и сверхширокополосные сигналы. По вертикали угол обзора $0,120$. Что соответствует размеру апертуре антенны $D_1 = 50$ м., по азимуту угол обзора $6,2^\circ$, а $D_2 = 1$ м. Разрешающая способность по дальности определяется эффективной длительностью зондирующего сигнала. Реально можно разместить на орбите антенну размером 100 м. При этом разрешающая способность по азимуту будет $\Delta l = R \frac{\lambda}{D} = 35000 \frac{10}{10000} = 35$ км. Однако для решения задач мониторинга АЗРФ требуется разрешение порядка нескольких десятков метров. Поэтому разрабатывать РЛС со сканирующим узконаправленным лучом в секторе 6° не имеет смысла.

Представленная работа касается вопросов возможности создания двухпозиционной РЛС на геостационарной орбите для непрерывного обзора выбранного участка подстилающей поверхности с разрешением порядка несколько десятков метров. В статье основное внимание уделяется вопросам рассмотрению идеи. Рассмотрение ведется в предположении, что используются ШП или СШП сигналы, прием сигналов осуществляется в цифровом виде, работы двух РЛС строго синхронизированы.

Основные принципы построения двухпозиционной системы

Пусть в точках O_1 и O_2 (рис. 1а) расположены две РЛС на геостационарной орбите, расстояние между которыми порядка 6000 км., работающие в импульсном режиме с эффективной длительностью импульса (использование ШП или СШП сигналов принципиально) и имеющие диаграммы направленности порядка 0,120 и 60 по дальности по азимуту, сориентированные в Географический центр Арктической зоны России. Одна из РЛС работает в режиме прием-передача, другая только на прием. Режимы работы станций чередуются. При излучении импульсного сигнала по поверхности будет распространяться «кольцо» с площадью S_1 от приемо-передающей станции, расположенной в т. O_1 , отражение от которого определяет принимаемый сигнал U_1

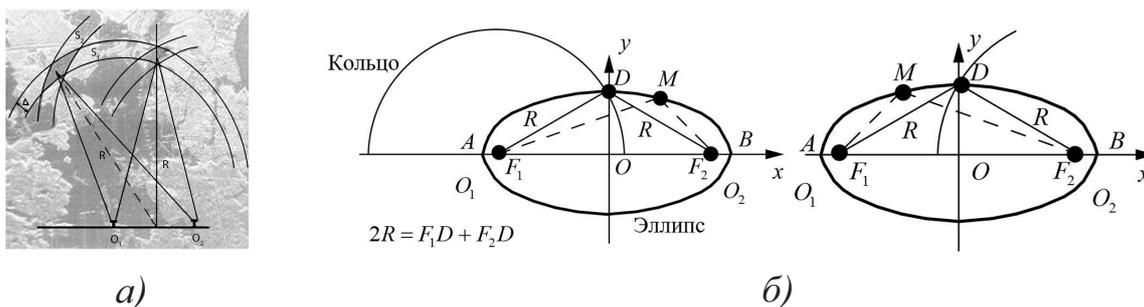


Рис. 2. Формирование сигналов для двух РЛС при бистатической радиолокации а) к пояснению принципа пересечения импульсов излучения в области S , Δ - ширина «полосы», связанная с учетом временных задержек при сканировании, б) к учету задержек излучения и приема импульсов в двух РЛС для осуществления сканирования по пространству при смене режимов работы этих станций $U_1 \neq U_2, V_1 \neq V_2$.

Сигнал V_1 , который будет принимать РЛС, расположенная в т. O_2 , соответствует другой площади поверхности S_2 , это эллипсоидальное кольцо. Сигналы от различных участков площадей S_1, S_2 случайны и независимы между собой, за исключением общей части. Время излучения и приема импульсов РЛС конструируется с учетом постоянных задержек, таким образом, что пересечение импульсов излучения происходит в области S , размер которой соответствует разрешающей способности ΔS . В соответствии с цифровым приемом и с учетом временных задержек излучения и приема импульсов в двух РЛС можно осуществить сканирование по пространству, которое определяется ДНА. Режимы работы этих станций поочередно могут меняться. Сигналы от различных участков площадей случайны и независимы между собой, за исключением общей части. Однако даже для общей зоны пересечения надо доказать, что сигналы U_{10} и V_{10} могут при определенных условиях быть коррелируемы.

Рассмотрим элементы работы РСА: в каждый момент времени принимается сигнал, соответствующий большой полосе облучения, в котором находится много объектов с различными отражательными свойствами. При пролете угол наблюдения малого элемента поверхности меняется в пределах ДНА ($\Delta\varphi_{\text{дна}}$), который определяет разрешающую способность по азимуту. РСА может работать в детальном прожекторном режиме, когда осуществляется поворот антенны в пределах $2\Delta\varphi_{\text{повор}}$ для отслеживания участка поверхности см. рис. 3. При этом элемент поверхности будет наблюдаться в пределах $\varphi = \Delta\varphi_{\text{дна}} + 2\Delta\varphi_{\text{повор}}$. Для «Кондор-Э» [3] угол $\varphi \sim 5^\circ - 6^\circ$, т.е. в пределах 6° возможна когерентная обработка. При этом разрешающая способность РСА по азимуту увеличивается (определяется углом φ). При этом задавая угол φ , автоматически определяется разрешающая РСА. Отметим, что разрешающие способности для точечной цели и для реального участка поверхности могут различаться. В предлагаемой бистатической системе ситуация для рассмотрения более сложная. Элемент разрешения зависит как от эффективной длительности зондирующего сигнала, так и от величины угла, под которым наблюдается элемент поверхности с двух РЛС. Чем больше угол, тем лучше разрешающая способность по азимуту, см. рис. 1а. Одновременно с этим ухудшается когерентность между сигналами U_{10} и V_{10} . Таким образом, для каждого конкретного случая приходится определять условия для работоспособности бистатической системы. Для обоснования возможной когерентности сигналов для двух РЛС

было выполнено предварительное моделирование. В основу моделирования положена следующая геометрия, см. рис. 4

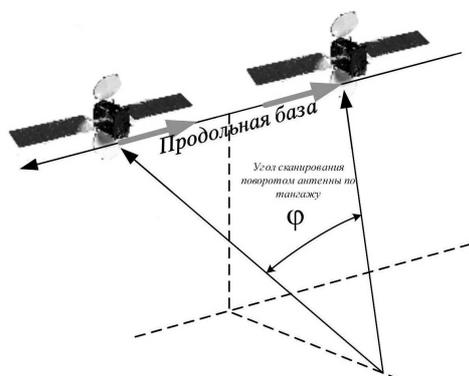


Рис. 3. Когерентная обработка сигнала на примере спутника «Кондор-Э».

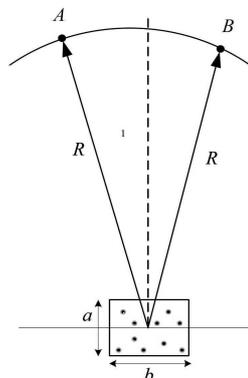


Рис. 4. Геометрия для моделирования.

В точках А и В геостационарной орбиты расположены радиолокационные устройства, Элемент разрешения на поверхности $\Delta S = a \cdot b$. На данном элементе случайно располагались N точек, задавался угол $-3^\circ \leq \varphi_1 \leq 3^\circ$, для каждого значения угла φ_1 были рассчитаны зависимости сигнала и фазы отраженных сигналов в т. В и в т. А, от значения угла φ_2 . Операция повторялась неоднократно при изменении

выбора случайно расположенных Т точек. В качестве примера, на рис. 5 приведены зависимости нормированной амплитуды сигнала и фазы сигналов в т. В. Приведенные зависимости показывают, что в пределах углов $-3^\circ \leq \varphi_2 \leq 6^\circ$ сигналы в т. В и в т. А коррелируемы.

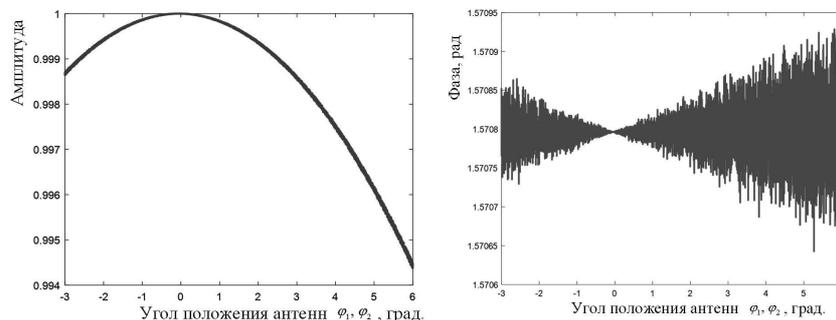


Рис. 5. Результаты моделирования амплитуды и фазы сигнала в т. В.

Заключение

Результаты моделирования показали, что размеры a и b сильно сказываются на угол когерентности $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$. Для случая расположения пунктов расположения радиолокационных станций на расстоянии 6000км, и использования полосы сигналов 100-200 МГц., когерентность сигналов сохраняется для того чтобы охватить большую часть зоны АЗРФ. В результате возможен мониторинг в непрерывном режиме АЗРФ с хорошим разрешением.

Список литературы

1. Калинкевич А. А., Масюк В. М., Короткий О. А. О возможности бистатической радиолокации земной поверхности // Вопросы радиоэлектроники.–2017.–№ 6.–С.6–10.
2. Калинкевич А. А., Масюк В. М., Короткий О. А. Подход к моделированию и анализу результатов бистатической радиолокации земной поверхности // Вопросы радиоэлектроники.– 2017.– № 6.–С.11–15.
3. Турук В.Э., Верба В.С., Голованова М.В., Голубцов П.Е., Евсиков М.В., Неронский Л.Б, Зайцев С.Э., Толстов Е.Ф. РСА «Стриж» для малых космических аппаратов «Кондор-Э» // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса.– 2017.– Т.14.– № 5.– С.69–83.

Том II, с. 172–176

УДК: 621.371.36

АДАПТИВНАЯ КОРРЕКЦИЯ ЧАСТОТНОЙ ФАЗОВОЙ ДИСПЕРСИИ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПРИ ТРАНСИОНОСФЕРНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ ШИРОКОПОЛОСНЫХ РАДИОСИГНАЛОВ

А. А. Кислицын, Д. В. Иванов, М. И. Рябова, А. А. Чернов

Поволжский государственный технологический университет,

424000, г. Йошкар-Ола, пл. Ленина, 3

E-mail: KislitsinAA@volgatech.net

Аннотация. Приведены аналитические выражения для реализации метода адаптивной коррекции фазовой дисперсии в транссионосферном радиоканале связи. Рассмотрен случай, когда измерение полного электронного содержания по данным навигационных систем ГЛОНАСС/GPS содержит стохастическую ошибку. Установлено, что при измерении полного электронного содержания с ошибкой остается нелинейная составляющая фазы, которая ограничивает полосу частот транссионосферного канала.

Ключевые слова: адаптивная коррекция; полное электронное содержание; частотная дисперсия; импульсная характеристика; частотная характеристика; транссионосферное распространение

ADAPTIVE CORRECTION FOR FREQUENCY PHASE DISPERSION ARISING WITH TRANSIONOSPHERIC PROPAGATION OF WIDEBAND RADIO

A. A. Kislitsin, D. V. Ivanov, M. I. Ryabova, A. A. Chernov

Abstract. Analytical expressions for the implementation of the method of adaptive correction of phase dispersion in the transionospheric radio communication channel are given. The case is considered when measuring the total electronic content according to GLONASS / GPS navigation systems contains a stochastic error. It is established that when measuring the total electron content with an error, the nonlinear component of the phase remains, which limits the frequency band of the transionospheric channel.

Keywords: adaptive correction; total electron content; frequency dispersion; impulse response; frequency response; transionospheric propagation

Введение

Специфика функционирования транссионосферного радиоканала связи заключается в распространении сигналов от передатчика системы космической связи до приемной наземной станции (или наоборот) через всю толщу атмосферы. При этом особое воздействие оказывает ионосфера, представляющая собой ионизированную среду с ярко выраженной частотной фазовой дисперсией [1, 2]. Происходит изменение фазовых соотношений между гармоническими составляющими сигнала, что приводит к искажениям системных характеристик транссионосферных каналов [3, 4].

Одним из подходов для решения данной проблемы является применение оптимальной полосы канала, которая сводится к задаче оценки полосы когерентности. Однако, параметры дисперсии и полоса когерентности определяются величиной полного электронного содержания (ПЭС) ионосферы, которое значительно изменяется во времени в течение суток. Таким образом, оптимальная полоса канала тоже будет варьироваться в зависимости от ПЭС, а значит, чтобы избежать значительных искажений, необходимо использовать малую полосу канала для работы систем космической связи.

В настоящее время актуально расширять полосу частот канала, что обусловлено рядом преимуществ: высокая помехоустойчивость и пропускная способность каналов, оптимальное использование спектра частот и др. [5]. Таким образом, возникает другой подход для решения проблемы частотной фазовой дисперсии, который заключается в её адаптивной коррекции. При

этом проблему изменения ПЭС можно решить за счёт применения режима обучения корректора. Это позволяет актуализировать корректирующие функции через определенные интервалы времени.

Цель работы – создание адаптивного метода коррекции частотной дисперсии в широкополосных радиоканалах при транссионосферном распространении радиосигналов.

Методика коррекции фазовой дисперсии при ошибке определения ПЭС

Ранее было показано [6], что задача распространения широкополосного сигнала в диспергирующем транссионосферном радиоканале сводится к эквивалентной задаче анализа частотной (ЧХ) $H(j\omega, t)$, импульсной (ИХ) $h(\tau, t)$ и дисперсионной характеристик соответствующей линейной системы, меняющихся в медленном (геофизическом) времени t .

При этом частотная характеристика $H(j\omega, t)$ определяется следующим выражением:

$$H(j\omega, t) = H(\omega, t) \exp[-j\varphi(\omega, t)], \quad (1)$$

Считаем, что канал на средней частоте $\bar{\omega} = (\omega_1 + \omega_2)/2$ имеет ограниченную полосу частот и его ФЧХ можно представить в виде разложения в степенной ряд [7]:

$$\begin{aligned} \varphi(\omega, t) &\approx \varphi(\bar{\omega}, t) + \varphi'(\bar{\omega}, t) \cdot \Omega + \varphi''(\bar{\omega}, t) \cdot \frac{\Omega^2}{2!} = \\ &= \varphi(\bar{f}, t) + 2\pi\tau_g(\bar{f}, t) \cdot F + \pi s(\bar{f}, t) \cdot F^2 = \varphi_0 + \varphi_1 + \varphi_2 \end{aligned} \quad (2)$$

где $F = f - \bar{f}$, $\Omega = \omega - \bar{\omega}$ – разностные частоты, $\Omega = 2\pi \cdot F$, $F \in [-B_{ch}/2, B_{ch}/2]$, $\varphi_{0,1,2}$ – фазовая дисперсия 0, 1, и 2 порядка относительно разностной частоты, $\tau_g = \frac{d\varphi}{d\omega}$, $s = \frac{d\tau_g}{df}$.

Будем рассматривать искажения системных характеристик во временной области. Таковой является импульсная характеристика (ИХ) канала:

$$h(\bar{\omega}, \tau, t) = \frac{H(\bar{\omega}, t)}{2\pi} \int_{-\Omega_{ch}/2}^{\Omega_{ch}/2} \exp[j(\Omega\tau - \varphi(\Omega, t))] d\Omega, \quad (3)$$

где τ – быстрое время (задержка).

Известно [8], что дисперсия нулевого и первого порядков не влияет на форму ИХ, а искажения обусловлены составляющей фазы φ_2 , которую для транссионосферного канала можно представить [7] в виде:

$$\varphi_2(\bar{f}, t) = \pi s(\bar{f}, t) \cdot F^2 = -\frac{k N_t F^2}{c f^3}, \quad (4)$$

где $k = 80,5 [m^3/c^2]$; c – скорость света, $N_t = \int_s N_e(z) dz$ – полное электронное содержание.

Одним из оптимальных решений для корректора является метод согласованной фильтрации ЧХ. В нашем случае он сводится к умножению ЧХ на функцию вида:

$$H_f(\bar{f}, t) = \exp j\tilde{\varphi}_2(\bar{f}, t). \quad (5)$$

ЧХ на выходе такого согласованного фильтра будет равна произведению функций (1) и (5):

$$\begin{aligned} H(\bar{f}, t) \cdot H_f(\bar{f}, t) &= H(\bar{\omega}, t) \cdot \exp j[-\varphi_0(\bar{f}, t) - \varphi_1(\bar{f}, t) - \varphi_2(\bar{f}, t)] \cdot \exp j\tilde{\varphi}_2(\bar{f}, t) = \\ &= H(\bar{\omega}, t) \cdot \exp j[-\varphi_0(\bar{f}, t) - \varphi_1(\bar{f}, t)] \cdot \exp j[\tilde{\varphi}_2(\bar{f}, t) - \varphi_2(\bar{f}, t)] \end{aligned} \quad (6)$$

Видим, что дисперсионные искажения будут оставаться, если последний множитель здесь не равен единице.

Пусть фазовая функция $\tilde{\varphi}_2(\bar{f}, t)$ получается в результате определения N_t на основе данных навигационных спутников [9]. Известно, что такие измерения сопряжены со стохастическими погрешностями, которые обозначим ΔN_t . Обозначив истинное значение ПЭС символом \bar{N}_t , измеренное значение запишем в следующем виде:

$$N_t = \bar{N}_t \pm \Delta N_t \quad \Rightarrow \quad \bar{N}_t = N_t \mp \Delta N_t. \quad (7)$$

Поэтому определяемая нами фаза в выражении (5) также будет содержать регулярную и случайную компоненты, а разность фаз из-за коррекции дисперсии можно записать следующим образом:

$$\tilde{\varphi}_2(\bar{f}, t) - \varphi_2(\bar{f}, t) = \frac{k\pi}{c} \cdot \frac{(\pm\Delta N_t)}{\bar{f}^3} \cdot F^2 \quad (8)$$

Видим, что разность фаз, ответственная за дисперсионные искажения ИХ содержит только случайную компоненту и, что при измерении ПЭС с ошибкой, дисперсионные искажения остаются. Они тем меньше, чем точнее измерения. Известно, что дисперсией можно пренебречь, если полоса канала меньше полосы когерентности. Поэтому оценим на сколько изменится эта полоса в нашем случае.

Воспользуемся результатом работы [10] и для полосы когерентности будем иметь формулу:

$$B_c = \sqrt{\frac{4 \cdot c \cdot \bar{f}^3}{\pi \cdot k \cdot \bar{N}_t}} = \mu \cdot \bar{N}_t^{-1/2} \quad (9)$$

После коррекции эта полоса становится равной:

$$b_c = \mu \cdot \Delta N_t^{-1/2}. \quad (10)$$

и

$$\frac{b_c}{\bar{B}_c} = \sqrt{\frac{\bar{N}_t}{\Delta N_t}}. \quad (11)$$

Поэтому, если до коррекции дисперсии на основе описанного выше алгоритма, полоса когерентности составляла \bar{B}_c , а при коррекции в оценке \bar{N}_t была допущена ошибка ΔN_t , то в результате полоса когерентности увеличилась и стала равной:

$$b_c \approx \sqrt{\frac{\bar{N}_t}{\Delta N_t}} \cdot \bar{B}_c = \frac{\bar{B}_c}{\sqrt{\delta N_t}} \quad (12)$$

где $\delta N_t = \Delta N_t / \bar{N}_t$ – относительная погрешность определения ПЭС.

Апробация методики на основе экспериментальных данных, полученных в Йошкар-Оле

Для определения полосы когерентности использовалась методика, разработанная авторами [3], а для оценки по экспериментальным данным ошибки ПЭС $\delta N_t = \Delta N_t / \bar{N}_t$ – метод картографирования [10]. Эксперименты проводились в июне 2018 года. Для анализа были отобраны однородные данные за период с 10 до 11 часов по местному времени. Вблизи г. Йошкар-Олы системой спутниковых приемников сети базовых станций ГЕКСАГОН в окрестности радиусом 100 км. Измерения показали, что среднее значение ПЭС составляло 11,2 TECU ($1 \text{ TECU} = 10^{16} / \text{м}^2$), а его ошибка была равна 7,8%. Согласно этим данным и формуле (12), при относительной ошибке ПЭС $\delta N_t = 0.1$ полоса когерентности при коррекции дисперсии должна увеличиваться почти в 3 раза. Следовательно, при таких условиях полоса частот сигнала может быть увеличена также в 3 раза.

Результаты численных расчетов искажений ИХ в исходном случае и в случае коррекции дисперсии с ошибкой представлены на рис. 1 а, б.

Моделирование ИХ проводилось в программной среде LabVIEW для трансионосферного канала на рабочей частоте 1 ГГц. Полоса частот канала была выбрана равной 500 МГц, что в два раза превышает полосу когерентности. При такой полосе по классификации DARPA канал относится к широкополосным. Расчеты ИХ выполнялись с использованием формулы (3). ИХ для нескорректированного широкополосного канала представлена на рис. 1 а. Отсутствие пика свидетельствует о том, что дисперсия разрушает такой канал. Результаты коррекции при определении

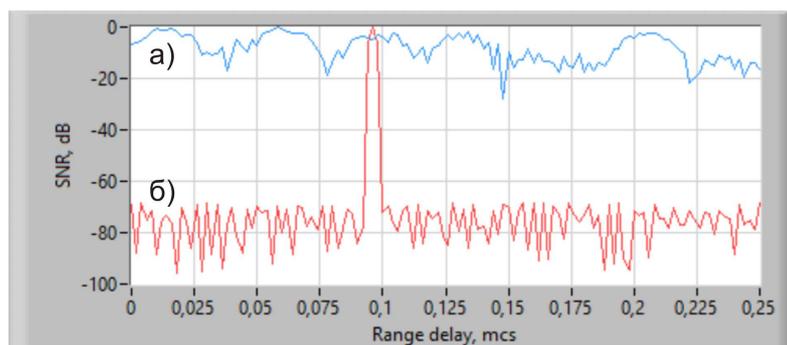


Рис. 1. ИХ нескорректированного канала (а) и в случае коррекции дисперсии с ошибкой при определении ПЭС (б)

ПЭС с ошибкой представлены на рис. 1 б. Отметим наличие в данном случае пика с шириной 0,02 мкс. Следовательно, можно утверждать, что коррекция дисперсии даже при ошибке в определении ПЭС менее 10% позволяет получить значимый для практического использования результат увеличения полосы частот канала.

Заключение

Представлены аналитические зависимости для подхода адаптивной компенсации частотной дисперсии в транссионосферном радиоканале связи с учётом точного и ошибочного определения полного электронного содержания ионосферы. Показано, что при ошибочном измерении ПЭС невозможно полностью устранить эффект частотной дисперсии. С учётом $\delta N_t = 0.1$ полоса когерентности при коррекции увеличивается почти в 3 раза, что приводит к увеличению полосы частот сигнала в 3 раза и практически значимому эффекту от коррекции.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 18-19-00401 и гранта Российского фонда фундаментальных исследований № 18-37-00079

Список литературы

1. Иванов Д.В. Методы и математические модели исследования распространения в ионосфере сложных декаметровых сигналов и коррекции их дисперсионных искажений. Йошкар-Ола: МарГТУ, 2006. 266 с.
2. Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. М.: Книга по Требованию, 2012. 527 с.
3. Эффекты частотной дисперсии группового запаздывания при транссионосферном распространении радиоволн / Иванов Д.В., Иванов В.А., Рябова Н.В. и др. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2017. Том.20, № 3, ч.2. С. 31-36.
4. Иванов Д.В., Иванов В.А., Рябова Н.В., Рябова М.И., Кислицын А.А. Определение параметров частотной дисперсии транссионосферного радиоканала // Известия высших учебных заведений. Физика. 2016. Т. 59 № 12-2. С. 105-108.
5. Помехозащищенность систем радиосвязи с расширением спектра сигналов модуляцией несущей псевдослучайной последовательностью // В.И. Борисов, В.М. Зинчук, А.Е. Лимарев и др.; Под ред. В.И. Борисова. М.: Радио и связь, 2003. 640 с.
6. A. A. Kislitsin, D. V. Ivanov, V. A. Ivanov, A. A. Chernov, V. V. Ovchinnikov. Studying Impulse Response Peak Power Losses in a Satellite Communication Transionospheric Radio Channel with the Use of GPS/GNSS Data/ 2018 Systems of Signal Synchronization, Generating and Processing in Telecommunications (SYNCHROINFO). doi: 10.1109/SYNCHROINFO.2018.8456973
7. Ivanov D., Ivanov V., Ryabova N., Ryabova M., Kislitsin A., Chernov A., Konkin N. Dispersive Distortions of System Characteristics of Broadband Transionospheric Radio Channels // Journal of Applied Engineering Science 15(2017)4, P. 550-555 doi: 10.5937/jaes15-11784.

8. Дисперсионные искажения системных характеристик широкополосных ионосферных радиоканалов: монография / Иванов В.А., Иванов Д.В., Михеева Н.Н. и др. Йошкар-Ола: Поволжский государственный технологический университет, 2015. 156 с.
9. Суточная динамика вертикального полного электронного содержания над городами Иркутск и Йошкар-Ола по данным GPS/ГЛОНАСС и модели IRI-2012 / Ю. В. Ясюкевич, А. А. Мыльникова, В.В. Демьянов и др. // Вестник Поволжского государственного технологического университета. Сер.: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы, 2013. № 3 (19). С. 18–29.
10. The plotting algorithm of coherence band maps of transionospheric radio channels / D. V. Ivanov, V. A. Ivanov, N. V. Ryabova et al // Proc. SPIE 10466, 23rd International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics. 2017. Vol 10466. 104667F. doi: 10.1117/12.2285658

Том II, с. 177–180

УДК: 537.876.23

ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ СМЕСИ ВЕРОЯТНОСТНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПРИ ОБНАРУЖЕНИИ РАДИОФИЗИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

А. А. Колчев^{1,2}, И. А. Егшин¹, А. Е. Недопекин¹, В. В. Шумаев³

¹ Марийский государственный университет, 424000, г. Йошкар-Ола, пл. Ленина, 1
E-mail: rector@marsu.ru

² Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18
E-mail: vkrr2019@kpfu.ru

³ ООО «СИТКОМ», 24000, г. Йошкар-Ола, ул. Вознесенская, 74, оф. 42
E-mail: chalexr@mail.ru

Аннотация. В работе показана эффективность использования модели смеси вероятностных распределений при обнаружении сигналов радиофизического зондирования. С помощью моделирования характеристик смеси отсчетов шума и выделяемого сигнала установлено, что в качестве интегральной характеристики смеси, говорящей о наличии сигнала, может быть использована функция риска. Приведена методика использования функции риска при обнаружении сигналов. Приведены результаты экспериментальной апробации предложенной методики.

Ключевые слова: моделирование, распределение вероятностей, функция риска, обнаружение сигнала

APPLICATION OF A MODEL OF A MIXTURE OF PROBABLE DISTRIBUTIONS WHEN DETECTING RADIOPHYSICAL SIGNALS

A. A. Kolchev, I. A. Egoshin, A. E. Nedopekin, V. V. Shumaev

Abstract. The paper shows the effectiveness of using the model of a mixture of probability distributions when detecting signals of radiophysical sounding. By simulating the characteristics of the mixture of noise samples and the emitted signal, it was established that the hazard function can be used as an integral characteristic of the mixture, which indicates the presence of the signal. The method of using the hazard function when detecting signals is given. The results of experimental approbation of the proposed method are given.

Keywords: modeling, probability distribution, hazard function, signal detection

Введение

Задача обнаружения полезного сигнала на выходе радиоприемной аппаратуры является одной из основных задач при обработке данных радиозондирования. Большинство способов выделения сигнала на фоне шума или помех предусматривают использование критериев, связанных с априорными предположениями о виде распределения сигнала и шума [1]. В задачах радиофизических исследований нестационарных сред, например, ионосферы, могут реализовываться ситуации априорной непараметрической неопределенности, когда не известны ни параметры, ни вид распределения смеси отсчетов, соответствующих интересующим данным и фоновых отсчетов [2].

Цель работы — разработка методики обнаружения сигнала на основе анализа модели смеси вероятностных распределений.

Модель смеси

Если смесь сигнал–шум не имеет преобладающего закона распределения, и законы распределения подвержены постоянной смене, то эффективное выделение отсчетов сигнала возможно при соблюдении следующих условий: целевые выделяемые отсчеты составляют малую долю от

общего объема выборки, целевые отсчеты отличаются по значению от остальных отсчетов. Задача выделения сводится к разделению вариационного ряда анализируемой выборки на части, соответствующие интересующим отсчетам и всем остальным отсчетам. Структурно такая выборка представляет собой выборку из генеральной совокупности, чья плотность распределения вероятности имеет так называемый «тяжелый хвост» [2], в котором сконцентрированы целевые отсчеты. Хотя в общем случае сумма двух распределений вероятностей представляет собой их свертку [3], при соблюдении вышеуказанных условий сумма распределений целевых отсчетов и фона может быть представлена как сумма плотностей вероятностей.

Всю анализируемую выборку оцифрованного сигнала x_1, x_2, \dots, x_n можно рассматривать как совокупность реализаций случайной величины $Z = X + Y$, являющейся смесью случайных величин X и Y . Случайная величина X соответствует фоновым отсчетам (шум, помехи), случайная величина Y – целевым отсчетам, наличие которых в смеси Z необходимо установить.

Если $f_1(x)$ – плотность распределения случайной величины X , а $f_2(x)$ – плотность распределения случайной величины Y , то плотность распределения случайной величины Z можно записать как:

$$f_Z(x) = (1 - h)f_1(x) + h \cdot f_2(x), \quad (1)$$

где h – доля отсчетов случайной величины Y в смеси.

Будем считать отсчеты неотрицательными, а значения целевых отсчетов не меньше значений фоновых отсчетов, тогда плотность распределения результирующей случайной величины Z можно записать в виде:

$$f_Z(x) = \begin{cases} (1 - h)f_1(x), & 0 \leq x < x_a \\ h \cdot f_2(x), & x_b \leq x \leq x_c \end{cases}, \quad (2)$$

где $[0, x_a)$ – интервал возможных значений случайной величины X , $[x_b, x_c]$ – интервал возможных значений случайной величины Y ($x_a \leq x_b$).

Если $F_1(x)$ – функция распределения случайной величины X , а $F_2(x)$ – функция распределения случайной величины Y , то функция распределения случайной величины Z имеет вид:

$$F_Z(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ (1 - h)F_1(x), & 0 \leq x < x_a \\ 1 - h \cdot (1 - F_2(x)), & x_b \leq x \leq x_c \\ 1, & x > x_c \end{cases}. \quad (3)$$

Исследование модели

В качестве фонового распределения величины X было выбрано распределение Вейбулла с коэффициентом масштаба распределения, принятым за единицу:

$$f(x) = \begin{cases} kx^{k-1}e^{-x^k}, & x \geq 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases}. \quad (4)$$

Субэкспоненциальное распределение Вейбулла относится к подмножеству распределений с тяжелыми (длинными) хвостами [4], с изменением коэффициента формы хорошо описывает фоновые распределения, в том числе выборки с высокой изрезанностью и квазисигнальными выбросами [5]. Изменением коэффициента формы k в диапазоне от 1 до 4 можно получить изменение параметров асимметрии и эксцесса соответственно в диапазонах 0-3, 2-20. К фоновой выборке добавлялся утяжеленный «хвост», с плотностью $f_2(x)$ в форме окна Хэмминга и параметром h , равномерно распределенным на отрезке от 0,005 до 0,15, после чего происходила перенормировка функции плотности. Таким образом было промоделировано 10000 выборок.

Варьирование параметра k распределения фоновых отсчетов позволяет получать разные отношения мощностей сигнал/шум S/N , вычисляемое по гистограмме выборки как $S/N = 20 \cdot \log(x_b/x_{0,5})$, где $x_{0,5}$ – медиана фоновой части смеси $f_1(x)$.

Моменты фоновых отсчетов $f_1(x)$ сравнивались с моментами смеси $f_Z(x)$. Отношение моментов смеси, содержащей полезный сигнал, к моментам соответствующих фоновых отсчетов

вычислялось по формуле:

$$Mr_k = M_k(Z) / M_k(X). \quad (5)$$

Для полученных смесей были рассмотрены центральные моменты, энтропия и энтропийный коэффициент. Средние значения по всему массиву полученных данных для центральных моментов порядков 3, 4, 5, 6 приведены на рис 1 а). Зависимость для центрального момента 4-го порядка от S/N представлена на рис. 1 б). Из рисунка видно, что с ростом h и мощности аномальных отсчетов отношение моментов растет, имея тенденцию к выравниванию и спаду после значений 0,06-0,08.

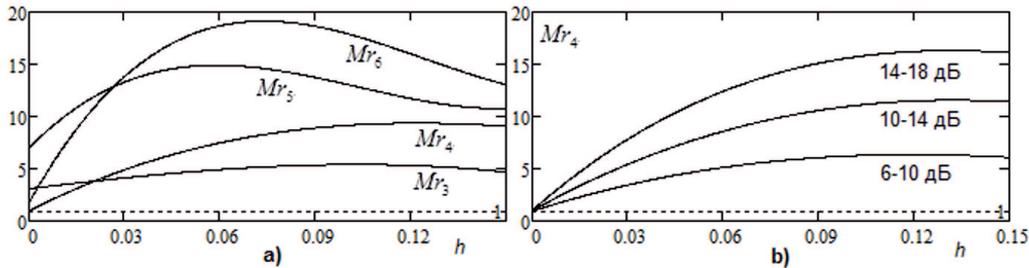


Рис. 1. Зависимость отношений моментов от весовой доли и от мощности аномальных отсчетов.

Функция риска

Моделирование показало, что даже незначительная доля аномальных отсчетов умеренной мощности меняет свойства выборки. При этом на практике доля h неизвестна. Поэтому возникает задача поиска интегральной характеристики, определенной по всей смеси, для которой вклад компоненты Y в функциональную характеристику всей смеси не зависел бы от h . В качестве такой характеристики случайной величины предлагается использовать функцию риска непрерывной случайной величины X , которая определяется выражением [6]:

$$\lambda(x) = f(x) / (1 - F(x)). \quad (6)$$

Пусть $\lambda_1(x) = f_1(x) / (1 - F_1(x))$ и $\lambda_2(x) = f_2(x) / (1 - F_2(x))$ – функции риска случайных величин X и Y соответственно. Тогда функция риска случайной величины Z имеет вид:

$$\lambda_Z(x) = \begin{cases} \frac{(1-h) \cdot f_1(x)}{1 - (1-h) \cdot F_1(x)}, & 0 \leq x < x_a \\ \lambda_2(x), & x_b \leq x \leq x_c \end{cases} \quad (7)$$

Из (7) видно, что функция риска смеси случайных величин, описываемой выражением (1), для $0 \leq x < x_a$ мало отличается от $\lambda_1(x)$ при малых h , а при $x_b \leq x \leq x_c$ не зависит от доли компоненты Y в смеси. Поэтому функцию риска можно использовать для обнаружения отсчетов второй компоненты в смеси при малых значениях h .

На рис. 2 а) – пример функции плотности вероятности фона, полученного в эксперименте. На рис. 2 с) – функция риска $\lambda(x)$ (жирная линия) полученная усреднением 189 выборок фонового шума, полученного с выхода системы сжатия в частотной области ЛЧМ-ионозонда, тонкая линия – функция риска $\lambda'(x)$, полученная усреднением по 10 выборкам фона в другом сеансе. Тем не менее, различия между ними не являются столь существенными, как для средней функции риска фона и функции риска $\lambda(x+y)$ (рис. 2 d) выборки, отличающейся от выборки из случая а) всего на один аномальный отсчет, ее плотность приведена на рис. 2 б).

Статистика накопленного по модулю отклонения функций риска контрольных фоновых выборок от средней функции риска по всем обучающим фоновым выборкам, дает распределение, чья квантиль порядка 95% может быть оценена для заданных условий зондирования и использована как порог D при обнаружении.

В приведенном на рис. 2 примере значение квантиля составило 2,4. Отклонение функции риска $\lambda(x)$ экспериментальной выборки от средней функции риска фона $\bar{\lambda}(x)$ может быть вычислено для нормированных выборок как

$$d = \int_0^1 |\lambda(x) - \bar{\lambda}(x)| dx. \quad (8)$$

Превышение значением d вычисленного порога D означает принадлежность экспериментальной выборки к числу выборок, содержащих сигнал.

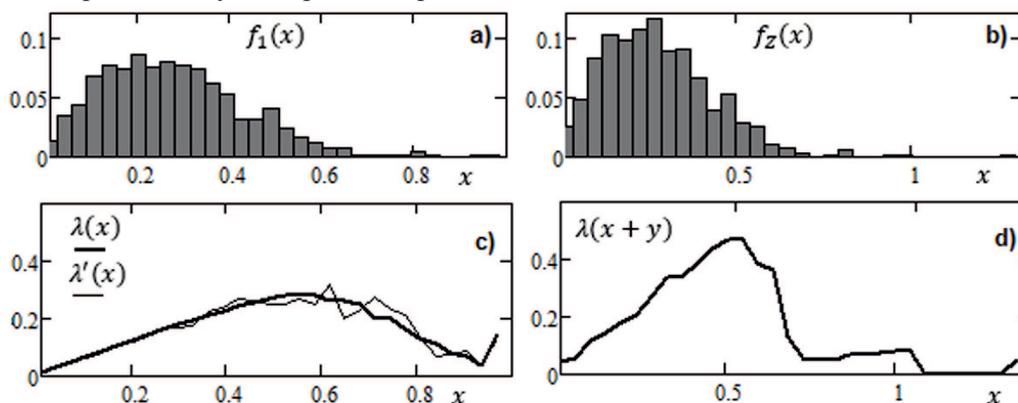


Рис. 2. Примеры функций плотности вероятности и функций риска.

Была проведена апробация обнаружения сигнала при помощи функции риска в задаче определения наименьшей и наибольшей наблюдаемых частот распространения в ДКМ-диапазоне для данных российской сети ионосферного зондирования (более 1000 сеансов со скоростью перестройки частоты 550 кГц/с). Средняя абсолютная погрешность определения ННЧ по всем трассам составила 0,29 МГц, а МНЧ – 0,28 МГц. Относительная погрешность определения ННЧ по всем трассам составила 4,8%, МНЧ – 2,15%.

Заключение

В работе рассмотрена обработка радиофизического сигнала в условиях априорной непараметрической неопределенности. Путем анализа модели смеси распределений фоновых отсчетов шума и помех и целевых отсчетов сигнала выявлена необходимость использования интегрального параметра, характеризующего смесь вероятностных распределений, в качестве такого параметра выбрана функция риска. На ее основе разработан адаптивный критерий обнаружения, не зависящий от конкретных видов распределений вероятностей и использующий обучающие выборки фона. Проверка критерия на экспериментальных данных показала приемлемые погрешности определения выборок, содержащих полезный сигнал.

Список литературы

1. Ширман Я. Д. Теоретические основы радиолокации. – М: Советское радио, 1970. – 561 с.
2. Kolchev A. A., Nedopekin A. E., Khaber D. V. Application of techniques for separating anomalous samples during the processing of SW LFM signal // Radioelectronics and communications systems. – 2012. – Т. 55, № 9. – Р. 418-425.
3. Новицкий П. В., Зограф И. А. Оценка погрешностей результатов измерений. – Л.: Энергоатомиздат, 1991. – 304 с.
4. Сидорова О. И. Пуассоновская модель трафика с бесконечным числом неоднородных источников // Вестник ТвГУ. Серия: Прикладная математика. – 2015. – № 1. – С. 47–66.
5. Nedopekin A. E. A model of the mixture of background noise and lumped interference during reception of a high-frequency chirp signal // Radiophysics and quantum electronics. – 2015. – Т.58, № 6. – Р. 454-461.
6. Kolchev A. A., Egoshin I. A. Use of hazard function for signal detection on ionograms // IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters. – 2018. – Т. 15, № 6. – С. 803-807.

Том II, с. 181–185

УДК: 621.371.3 + 550.388.2

ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК МОД СИГНАЛА ВБЛИЗИ МНЧ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ЗАГОРИЗОНТНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ

**В. В. Шумаев^{1,4}, А. Г. Чернов¹, А. А. Колчев², И. А. Егошин³, П. В. Крауз⁴,
В. П. Ржаницын⁴, Д. Д. Рогов⁵, Н. Ф. Благовещенская⁵, А. Е. Недопекин³**

¹ ООО «СИТКОМ», г. Йошкар-Ола, 424031, г. Йошкар-Ола, ул. Вознесенская, д. 74, оф.42
E-mail: citkom@mail.ru

² Казанский федеральный университет», 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18
E-mail: vkrr2019@kpfu.ru

³ Марийский государственный университет, 424000, г. Йошкар-Ола, пл. Ленина 1
E-mail: rector@marsu.ru

⁴ ОАО «НПК «НИИДАР», 127083, г. Москва, ул. 8 Марта, д. 10, строение 5
E-mail: kancelariya@niidar.ru

⁵ ФБГУ ААНИИ, 199397, г. Санкт-Петербург, ул. Беринга, 38
E-mail: aaricoop@aari.ru

Аннотация. Проведена сравнительная оценка характеристик верхнего и нижнего лучей вблизи МНЧ при наклонном зондировании непрерывным ЛЧМ сигналом трасс различной протяженности. Показано, что вблизи МНЧ имеются частоты, на которых амплитуды сигналов верхнего и нижнего лучей сравнимы, а разница между временами группового распространения находится в диапазоне ~ 40 -460 мкс, что соответствует диапазону дальностей ~ 15 -140 км.

Ключевые слова: ионосфера, наклонное зондирование ионосферы, линейно-частотно-модулированные сигналы, время группового распространения, максимально наблюдаемая частота (МНЧ)

EVALUATION OF THE CHARACTERISTICS OF THE MODE OF THE SIGNAL NEAR THE MOF FOR THE PURPOSES OF THE OVERLOOK RADIOLOCATION

**V. V. Shumaev, A. G. Chernov, A. A. Kolchev, I. A. Egoshin, P. V. Krauz, V. P. Rzhantsyn,
D. D. Rogov, N. F. Blagoveschenskaya, A. E. Nedopekin**

Abstract. A comparative assessment of the characteristics of the upper and lower rays near the MOF with oblique sounding of continuous chirp signals of different lengths is carried out. It is shown that near the MOF there are frequencies, the amplitudes of the signals of the upper and lower rays of which are comparable. The difference between the times of group propagation is in the range of ~ 40 -460 μ s, which corresponds to the range of distances of ~ 15 -140 km.

Keywords: ionosphere, oblique sounding of the ionosphere, linear-frequency-modulated signals, group propagation time, the maximum observed frequency (MOF)

Введение

В загоризонтной радиолокации (ЗГ РЛС) пространственной волны метод возвратно-наклонного зондирования (ВНЗ) является основным методом оперативной диагностики состояния ионосферы, с целью выбора рабочих частот. Анализ сигналов ВНЗ позволяет получить информацию об условиях распространения радиоволн на различных частотах во всём диапазоне дальностей и азимутов, принадлежащих зоне обзора ЗГ РЛС. Однако верхние лучи, или лучи «Педерсена» не различимы в сигналах ВНЗ и могут создавать дополнительную многолучевость в отраженном сигнале. Поэтому при работе ЗГ РЛС на выбранной рабочей частоте вблизи максимально наблюдаемой частоты (МНЧ) сигналы, отраженные от одной воздушной цели (ВЦ), приходят с различными задержками, что приводит к эффекту «размножения» целей.

Целью работы является оценка характеристик лучей «Педерсена» во временной и амплитудной областях на трассах различной протяженности.

Экспериментальные данные и используемые методы

Экспериментальные данные включали результаты измерений на 3 трассах: геофизическая станция (ГФС) «Диксон» – ООО «СИТКОМ» (2372 км), ГФС «Салехард» – ООО «СИТКОМ» (1476 км) и Кипр – ООО «СИТКОМ» (2694 км) для условий 27 февраля 2016 года, близких к невозмущенным. Обработка данных проводилась специализированной программой «IGProView», которая работает с оцифрованными данными выходного сигнала корреляционного приемника (КРП) базовой радио приемо-передающей станции (БРПДС) зондирования ионосферы ЛЧМ сигналами [1]. Для каждой ионосферной радиолинии выбирались оптимальные параметры обработки, которые позволяют с большой точностью измерять время группового распространения (ВГР) сигнала, амплитуду, частоту и отношение сигнал/шум (S/N).

Результаты и их анализ

На рис. 1а представлена ионограмма, полученная БРПДС 27.02.2016 г. в 9:59 UT на трассе ГФС «Диксон» - ООО «СИТКОМ» (г. Йошкар-Ола) протяженностью 2372 км. Параметры обработки: частота дискретизации выходного сигнала КРП БРПДС $f_d=20$ кГц; число точек БПФ $N_{\text{БПФ}}=16384$, что соответствует частотной полосе «сжатия» 450,56 кГц (разрешение по ВГР сигнала, $\delta\tau_p=2,22$ мкс); смещение по частоте при формировании ионограммы составляет $\Delta f_{\text{СМ}}=50$ кГц. В верхней части рис. 1а выводится отношение S/N. Белым прямоугольником выделен участок ионограммы, который был выбран для анализа задержек между верхним лучом (мода «Педерсена») и нижним лучом моды 1F2 (обыкновенной и «О» и необыкновенной «Х» мод). В этот день на трассе постоянно наблюдались перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ), которые особенно хорошо проявляются искажением моды Педерсена.

На рис. 1(б-д) приведены фрагменты ионограммы рис. 1а, выделенные белым прямоугольником, с лучшим разрешением по частоте и ВГР по сравнению с рис. 1а. В правой части рис. 2(б-д) показаны спектры (в линейном масштабе) выходного сигнала КРП БРПДС на частотах: 0,8 МНЧ ($f=18,032$ МГц), 0,85 МНЧ ($f=19,159$ МГц), 0,9 МНЧ ($f=20,286$ МГц) и 0,95 МНЧ ($f=21,413$ МГц), выделенных белой вертикальной полосой на фрагментах ионограмм.

На рис. 2а представлена ионограмма, полученная БРПДС 27.02.2016 г. в 11:07 UT на трассе ГФС «Салехард» - ООО «СИТКОМ» (г. Йошкар-Ола) протяженностью 1477 км. Параметры обработки такие же как и на трассе ГФС «Диксон» - ООО «СИТКОМ». Белым прямоугольником выделен участок ионограммы, который был выбран для анализа задержек между верхним лучом (мода «Педерсена») и нижним лучом моды 1F2 (обыкновенной («О») и необыкновенной («Х») мод). В этот день на трассе иногда наблюдался спорадический слой E_S .

На рис. 2(б-д) приведены фрагменты ионограммы рис. 2а, выделенные белым прямоугольником, с лучшим разрешением по частоте и ВГР по сравнению с рис. 2а. В правой части рис. 2(б-д) показаны спектры (в линейном масштабе) выходного сигнала КРП БРПДС на частотах: 0,8 МНЧ ($f=14,192$ МГц), 0,85 МНЧ ($f=15,079$ МГц), 0,9 МНЧ ($f=15,966$ МГц) и 0,95 МНЧ ($f=16,854$ МГц), выделенных белой вертикальной полосой на фрагменте ионограммы. По фрагментам ионограмм и спектрам измерялись ВГР и амплитуды спектральных составляющих «Х» и «О» компонент всех мод распространения.

Такая же обработка и измерение ВГР и амплитуд всех мод распространения сигнала вблизи МНЧ была проведена с данными зондирования на трассе Кипр – ООО «СИТКОМ», полученных 27 февраля 2016 г. в 10:40 UT. В этот день на этой трассе постоянно наблюдались перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ), которые особенно хорошо проявляются периодическим искажением моды Педерсена.

На приведенных фрагментах ионограмм (рис. 1(б-д) и рис. 2(б-д)) просматривается разделение лучей на «О» и «Х» компоненты, а также наблюдается увеличение задержки верхнего луча относительно нижнего при отстройках вниз от МНЧ. На трассах «Диксон» – ООО «СИТКОМ» и «Салехард» – ООО «СИТКОМ» для отстроек 0,85 и 0,9 МНЧ разность ВГР между компонентами

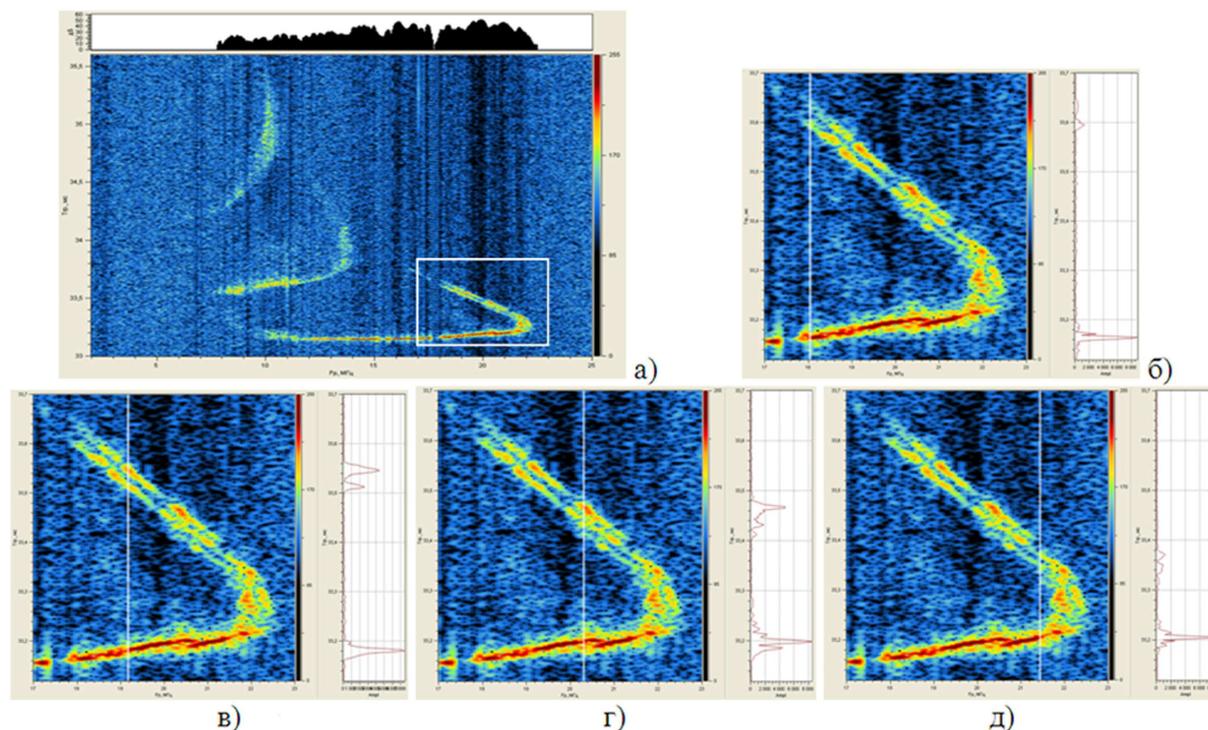


Рис. 1. Ионограмма и ее фрагменты.

верхнего и нижнего лучей примерно одинаковая и составляет 0,32-0,36 мс и 0,22-0,27 мс соответственно, что составляет 90-110 км и 60-80 км по дальности (при НЗ в одну сторону). Причем амплитуды сигналов верхнего луча только примерно в 2 раза меньше амплитуд сигнала нижнего луча для трассы «Диксон» – ООО «СИТКОМ», а для трассы «Салехард» – ООО «СИТКОМ» даже сравнимы для частоты 0,85 МНЧ. На трассе Кипр – ООО «СИТКОМ» для тех же отстроек частот от МНЧ разность ВГР между компонентами верхнего и нижнего лучей составляет 0,21-0,26 мс и 0,14-0,18 мс соответственно, что составляет 40-55 км и ~60-80 км по дальности. Для разных частотных отстроек эти соотношения изменяются, но, очевидно, что верхний луч может приводить к размножению отраженного сигнала при ЗГ локации.

Оценка значений ВГР и амплитуд сигналов всех мод распространения вблизи МНЧ для трасс различной протяженности в течение суток, в разные сезоны и циклы солнечной активности показали их случайный характер и быстрые изменения во времени, особенно при наличии ПИВ. Амплитуды сигналов «О» и «Х» компонент верхнего луча подвергнуты большим флуктуациям во времени по сравнению с модами нижнего луча. Наличие ПИВ приводит к еще большему размножению отраженных сигналов на частотах вблизи МНЧ, а, следовательно, к увеличению количества «ложных» целей при ЗГ локации одной цели. В качестве примера на рис.3 представлены фрагменты ионограмм вблизи МНЧ с наличием ПИВ трассы Кипр – ООО «СИТКОМ», полученные 27.02.2016 г. в 14:40 UT (рис. 3а) и в 16:40 UT (рис. 3б), а также 28.02.2016 г. в 5:40 UT (рис. 3в). На приведенных фрагментах ионограмм видны значительные искажения верхнего луча и небольшие искажения нижнего луча, вызванные ПИВ, с изменением ВГР мод распространения. Причем амплитуды сигналов верхнего луча сравнимы (рис. 3а,в) и даже примерно в 2 раза больше (рис. 3б) амплитуд сигнала нижнего луча.

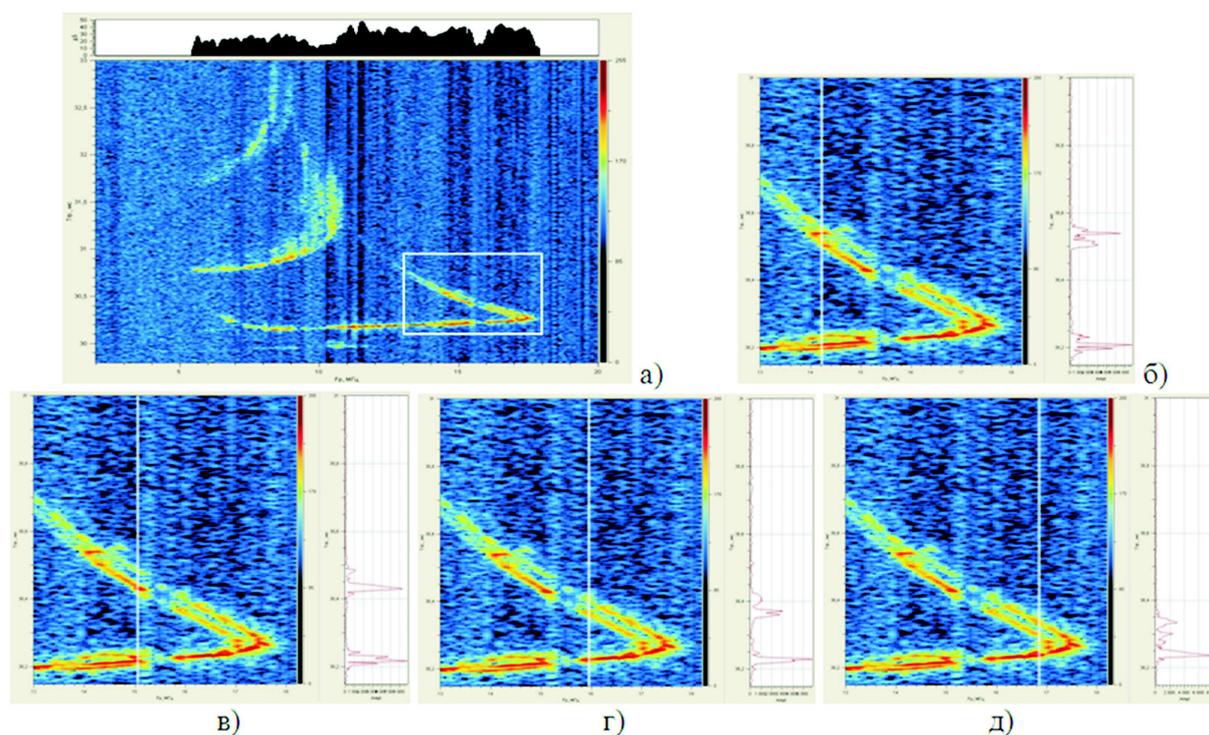


Рис. 2. Ионограмма на трассе ГФС «Салехард» - ООО «СИТКОМ».

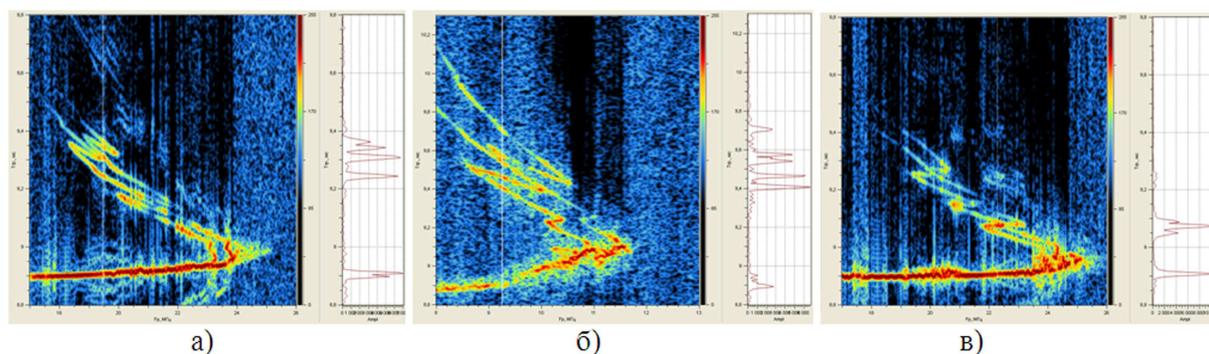


Рис. 3. Фрагменты ионограмм вблизи МНЧ с наличием ПИВ.

Для повышения надежности регистрации ВЦ в ЗГ локации следует выбирать рабочую частоту одномодового радиоканала. Для этого эффективно используется метод наклонного зондирования ионосферы широкополосным ЛЧМ сигналом, при излучении из удаленной точки и приемом в точке стояния ЗГ РЛС [2].

Заключение

Анализ результатов измерений межмодовых задержек рассмотренных ионограмм трех трасс на частотах вблизи МНЧ позволяет сделать следующие выводы:

1. Максимальная межмодовая задержка была между «Х» компонентой верхнего луча и «О» компонентой нижнего луча на частоте 0,8 МНЧ, которая достигала значения 466 мкс (Диксон), 353 мкс (Салехард) и 408 мкс (Кипр). Примерно линейно уменьшалась с увеличением частоты (0.95 МНЧ) до значений 158 мкс (Диксон), 99 мкс (Салехард) и 102 мкс (Кипр).

2. Минимальная межмодовая задержка между «О» компонентой верхнего луча и «Х» компонентой нижнего луча на частоте 0,8 МНЧ достигала значения 424 мкс (Диксон), 310 мкс (Салехард) и 408 мкс (Кипр). Примерно линейно уменьшалась с увеличением частоты (0,95 МНЧ) до значения 132 мкс (Диксон), 38 мкс (Салехард) и 63 мкс (Кипр).
3. Наибольшая амплитуда сигнала из рассматриваемых мод распространения была у «О» компоненты нижнего луча, которая на некоторых частотах вблизи МНЧ в разы превышала амплитуды всех остальных мод.
4. В зависимости от частоты отстройки от МНЧ и условий распространения при наклонном зондировании (локации) диапазон разности дальностей между «О» и «Х» компонентами верхнего и нижнего лучей составил от 15 до 140 км.
5. Частотные диапазоны, занимаемые верхними лучами, составили 6,54 МГц (Диксон), 5,58 МГц (Салехард) и 8,7 МГц (Кипр).

Список литературы

1. И.А. Егошин, А.А. Колчев. Решение задачи оперативной диагностики ионосферных радиолиний // Автоматизация процессов управления, № 4 (38) 2014. – с. 68–75.
2. Earl G. F., Ward B. D. The frequency management system of the Jindalee over-the-horizon backscatter HF radar // Radio Science. – 1987. – Vol. 22. - P. 275–291.

Том II, с. 186–189

УДК: 621.396.96

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МАЛОРАЗМЕРНЫХ ОБЪЕКТОВ КОСМИЧЕСКОГО МУСОРА С ПОМОЩЬЮ НАЗЕМНОЙ МНОГОПОЗИЦИОННОЙ РЛС

А. И. Баскаков, В. Г. Грачёв, А. А. Комаров, А. В. Рубан

Национальный исследовательский университет «МЭИ»,

111250, г. Москва, ул. Красноказарменная, 14

KomarovAA@mpei.ru

Ключевые слова: космический мусор; многопозиционная радиолокационная система

Введение

Современные радиолокационные системы и средства, использующие широкополосные когерентные приемники и эффективные методы цифровой обработки сигналов [1–3], обеспечивают новое качество получаемой радиолокационной информации. В частности, позволяют формировать инверсно синтезируемые двумерные радиолокационные изображения (РЛИ) космических объектов с высоким разрешением [4].

Для эффективного использования РЛИ при решении практических задач необходимо получать изображения космических объектов с потенциально лучшей разрешающей способностью и минимальным уровнем цифрового фона, для чего требуется обеспечить описание функции неопределенности радиолокационного сигнала при инверсном синтезировании для широких диапазонов изменения частот зондирующего сигнала и углов локации. Известные из литературы описания функции неопределенности радиолокационного сигнала при инверсном синтезировании двумерных РЛИ объектов [4–10] посвящены частным случаям зондирования на фиксированной частоте, в узкой полосе частот, узком секторе углов локации. Кроме того, существуют неточности в описании функции неопределенности [7, 8] вытекающие из не учтенной кривизны области определения сигнала при его свертке.

В данной работе рассматривается возможность реализации инверсного синтеза при геометрии облучения и приема, показанной на рис. 1 [11].

При данной геометрии облучения и приема отраженного сигнала можно во время нахождения объекта космического мусора (КМ) в пределах диаграммы подсвета использовать когерентное накопление эхо сигналов от объекта для реализации азимутальной разрешающей способности. Для этого необходимо реализовать непрерывный прием сканирующей эффективной ДН антенного поля, сопровождающей объект КМ. В результате получаем доплеровский портрет цели, который позволяет измерить поперечный размер цели. Продольный размер объекта КМ можно получить применяя широкополосные когерентные зондирующие сигналы сложной формы.

Оценка координатных параметров объектов КМ, разрешимости групповых целей

Оценка орбитальных параметров движения лоцируемого объекта проводится после решения задачи поиска и захвата объекта КМ. Большим преимуществом неэквидистантного фазированного антенного поля является гибкость формирования и управления эквивалентной ДНА и возможность формирования одновременно нескольких лучей приемной диаграммы. В режиме слежения предполагается комплекс РЛС-ККП (ТНА-1500) использовать в режиме «beam park», а приёмное антенное поле НФАР для одновременного формирования многолучевой эквивалентной диаграммы, сформированной в пределах более широкой диаграммы подсвета. В

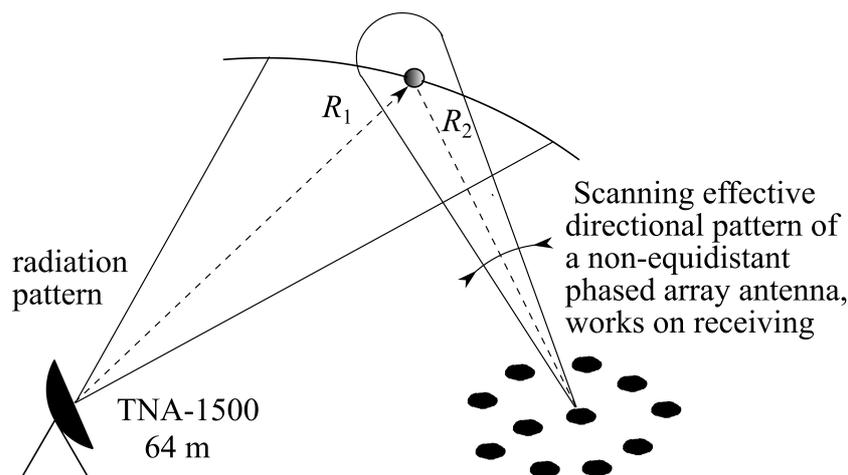


Рис. 1. Геометрия реализации инверсного синтеза при фиксированной ДН подсвета РЛС-ККП ТНА-1500 и сканирующей эффективной ДН антенного поля - неэквидистантной ФАР, отслеживающей перемещение объекта КМ на орбите.

пределах диаграммы направленности подсвета укладывается восемь на восемь – 64 эквивалентных приёмных луча, которые перекрывают всю зону обзора. Например, для среднеорбитальной области проекции трасс пролета объектов КМ на приемную зону обзора многолучевой ДН показаны на рис. 2.

Для решения задачи обнаружения [11] достаточно времени пребывания объекта КМ в одном элементе этой зоны, т.е. примерно 200 мс (режим зондирования – непрерывный ЛЧМ с $\Delta f = 1$ МГц и период модуляции 200 мс). При этом можно одновременно проводить обнаружение и поиск всех объектов КМ в зоне подсвета по всем элементам дальности на разных высотах.

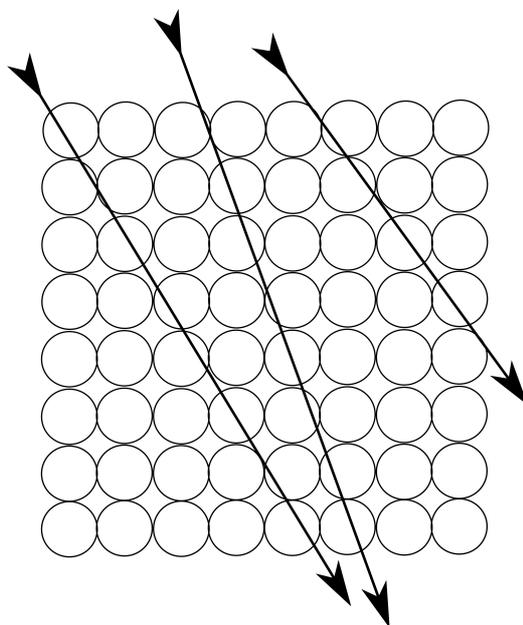


Рис. 2. Возможные проекции трасс пролета объектов КМ на приемную зону обзора многолучевой ДН.

Остальное время пребывания объекта КМ в диаграмме подсвета используем для определения дальности, скорости и других его координатных параметров. Сопровождение всех целей в зоне обзора можно осуществлять (независимо от числа целей M) в каждом об-

зоре. Требуется только смена сигнала обнаружения на сигнал сопровождения и создание каналов сопровождения.

По результатам этих измерений экстраполируем трассу пролета объекта КМ, определяя параметры орбиты. На следующем витке параметры орбиты можно уточнить.

Реализация разрешимости групповых целей, например, малоразмерного КМ определяется, прежде всего, разрешаемым радиолокационным объемом пространства, который зависит:

- по дальности от ширины спектра зондирующего сигнала и геометрии облучения и приема, для относительно небольшой базы разрешающая способность по дальности составит от 150 м до 220 м при ширине спектра $\Delta f = 1$ МГц;
- по угловым координатам разрешающая способность будет определяться шириной эквивалентной ДНА и составит 0,3 угл. мин;
- по скорости разрешающая способность определяется временем когерентного накопления зондирующих посылок.

Хотя на этапе обнаружения радиальная скорость объектов КМ точно не оценивается, тем не менее, достигается достаточно высокая разрешающая способность зондирующего сигнала по скорости. Для непрерывного ЛЧМ сигнала с $\Delta f = 1$ МГц при времени модуляции $T = 200$ мс потенциальная разрешающая способность по скорости

$$\Delta V = \frac{\lambda}{2T} = 0.104/$$

и требуется учитывать необходимое количество скоростных каналов в разрешаемом объеме. Существенным недостатком зондирующего сигнала с ЛЧМ модуляцией является то, что при появлении доплеровского сдвига в сигналах, отраженных от быстро перемещающихся объектов КМ, возникает временное смещение отклика на выходе оптимального приемного тракта [12], которое может приводить к погрешности измерения дальности и составляет несколько км.

Потенциальную разрешающую способность по скорости можно реализовать, обеспечив максимальное время когерентного накопления отраженных сигналов. Суммарное время нахождения КМ в диаграмме подсвета составляет около 2 сек. Однако, при такой длительности интервала когерентного накопления резко возрастают требования к передатчику (ПРД) РЛС. Уход частоты должен отвечать требованиям

$$\delta f_{tr} \ll \frac{1}{T_{agg}}.$$

Заключение

Для задачи обнаружения космического мусора выбрана геометрия многопозиционной радиолокации на основе протяженных антенных полей. Расстояние между пунктами излучения и приема порядка 150 км. Преимущества работы при разносе передающей и приёмных антенн на большое расстояние связаны с обеспечением развязки антенных систем и возможностью работы в непрерывном или квазинепрерывном режимах для улучшения энергетических характеристик радиолокатора.

При слежении за космическими объектами распределенный РЛС комплекс, кроме координатной информации (дальность, скорость, угловые координаты и угловые скорости объектов КМ), построения траекторий движения объектов, также будет в режиме инверсного синтеза для зоны Френеля предоставлять некоординатную информацию в виде РЛ изображений объектов.

Благодарности

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 17-19-01616).

Список литературы

1. Donald R. Wehner. High-Resolution Radar / Donald R. Wehner. - 2nd ed. – Boston, London: Artech House, 1995.

2. Chen Victor C. Time-frequency transforms for radar imaging and signal analysis / Victor C. Chen, Hao Ling. – Boston, London: Artech House, 2002.
3. Ozdemir Caner. Inverse synthetic aperture radar imaging with MATLAB. – Hoboken, NJ, John Wiley & Sons, 2012.
4. A Sourcebook for the Use of the FGAN Tracking and Imaging Radar for Satellite Imaging. // [Электронный ресурс]. URL: <http://fas.org/spp/military/program/track/fgan.pdf>
5. Методы исследования радиолокационных характеристик объектов. Монография / Под ред. С.В. Ягольникова. – М.: «Радиотехника», 2012.
6. Кондратенков Г.С., Фролов А.Ю. Радиовидение. Радиолокационные системы дистанционного зондирования Земли. Учебное пособие для вузов / Под ред. Г.С. Кондратенкова. – М.: «Радиотехника», 2005. - 368с.
7. Моряков С.И., Нестеров С.М., Скородумов И.А. Алгоритм формирования двумерных радиолокационных изображений объекта на основе синтезирования апертуры и согласованной обработки по пространственным частотам // Труды XXVIII Всероссийского симпозиума «Радиолокационное исследование природных сред». - СПб: ВКА им. А.Ф. Можайского, 2013.
8. Моряков С.И., Нестеров С.М., Скородумов И.А. Функция неопределенности радиолокационного сигнала при синтезировании двумерного радиолокационного изображения летательного аппарата // «Радиотехника и электроника», 2012, том 57, № 8.
9. Wei Yan, Nai-Zhi Wang, Amna Ajaz, and Jia-Dong Xu. A Novel Imaging Method for Inverse Scattering Problem Using Stepped-frequency Waveforms // Progress In Electromagnetics Research Symposium Proceedings, Suzhou, China, Sept. 12-16, 2011.
10. Allen J. Bric. Imaging a BQM-74E Target Drone Using Coherent Radar Cross Section Measurements // Johns Hopkins APL technical digest, vol.18, November 3, 1997.
11. A. I. Baskakov, V. G. Grachyov, V. I. Gusevsky and A. A. Komarov, "Problem of detecting space debris objects using multi-position radar system," 2017 Progress in Electromagnetics Research Symposium - Fall (PIERS - FALL), Singapore, 2017, pp. 1069-1073. doi: 10.1109/PIERS-FALL.2017.8293292
12. A. I. Baskakov, A. A. Komarov and A. V. Ruban, "Estimation of the Energy Characteristics of a Multi-Position Radar System for the Control of Small-Sized Space Debris for Various Orbital Zones,-2018 Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS-Toyama), Toyama, Japan, 2018, pp. 470-475. doi: 10.23919/PIERS.2018.8597807

Том II, с. 190–193

УДК: 621.396.96

ИЗМЕРЕНИЕ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК И КАЛИБРОВКА КОСМИЧЕСКОГО РСА С ПОМОЩЬЮ АКТИВНОГО ИМИТАТОРА РАДИОМИШЕНЕЙ

Т. А. Лепёхина, В. И. Николаев

Акционерное общество «Концерн радиостроения «Вега»,

121170, г. Москва, Кутузовский просп., 34

E-mail: vnikolaev65@inbox.ru

Аннотация. Предложен критерий радиометрического разрешения однородных поверхностно-распределённых целей, наблюдаемых космическим радиолокатором с синтезированной апертурой, пригодный для автоматизированного анализа, и методика экспериментального определения радиометрической разрешающей способности РСА с использованием активного имитатора радиомишеней. Разработан многофункциональный измерительно-испытательный комплекс, содержащий аппаратно-программный имитатор отражённых сигналов, средства компьютерного моделирования, обработки радиоголограмм и анализа изображений.

Ключевые слова: радиолокатор с синтезированной апертурой (РСА), радиометрическая разрешающая способность, калибровка, валидация, цифровой ретранслятор

SPACEBORNE SAR RADIOMETRIC CALIBRATION AND CHARACTERIZATION USING A RADAR TARGET SIMULATOR

T. A. Lepekhina, V. I. Nikolaev

Abstract. A criterion of SAR radiometric resolution and a method of its measurement suitable for automated image analysis are suggested. A radar target simulator introduced in the paper provides generation of calibrated test signal corresponding to acquisition of a set of distributed targets (gradation test pattern).

Keywords: Synthetic Aperture Radar (SAR), radiometric resolution, calibration, validation, digital transceiver

Введение

С внедрением современных многофункциональных радиолокаторов с синтезированной апертурой (РСА) в задачи исследования природных ресурсов, метеорологию, картографирование [1] связано повышение требований по радиометрическому разрешению, а следовательно, и необходимость контроля радиометрических характеристик. В работах [2, 3] предложено определение радиометрической разрешающей способности РСА на основе статистического анализа изображения, который может быть автоматизирован. Необходимым средством для таких измерений является радиомишенный комплекс, содержащий ряд однородных площадок с калиброванными значениями удельной эффективной площади рассеяния (УЭПР), возрастающими с достаточно мелким шагом и при этом стабильными в условиях эксплуатации полигона на открытом воздухе. Тем не менее, этот метод на практике никогда не был реализован из-за сложности создания радиомишеней с требуемыми характеристиками.

В настоящей работе предлагается способ расширения технических возможностей испытательного подспутникового полигона для прямых измерений радиометрических характеристик космических РСА с помощью активного имитатора радиомишеней, представляющего собой цифровой ретранслятор широкополосных сигналов, который выполняет преобразование зондирующего радиолокационного сигнала в имитированный отражённый в соответствии с предварительно построенной моделью сложной цели.

Имитация отражённых сигналов от поверхностно-распределённых целей с помощью цифрового ретранслятора

Сигнал, отражённый от ряда однородных поверхностно-распределённых целей (ПРЦ) известной формы с заданными УЭПР, наиболее удобен для измерения радиометрических характеристик РСА. Предлагаемый активный имитатор позволяет моделировать такую фоно-целевую обстановку наряду с «традиционными» одиночными точечными целями и многоточечными мирами. Ниже описан метод моделирования, используемый в предлагаемом имитаторе.

Если рассматривать РСА как линейную систему, преобразующую двумерную функцию обратного рассеяния местности в комплексное изображение (CSL), то он может быть описан двумерной комплексной импульсной характеристикой $\dot{h}_{SAR}(x, r)$, при этом откликом является комплексное радиолокационное изображение (РЛИ) одиночной точечной цели. Вид импульсной характеристики зависит от режима съёмки и алгоритма синтеза. В частности, комплексное РЛИ одиночной точечной цели с единичной ЭПР, находящейся в точке с координатами (x_t, r_t) , имеет вид $\dot{J}(x, r) = \dot{h}_{SAR}(x, r) * \delta(x - x_t, r - r_t) = \dot{h}_{SAR}(x - x_t, r - r_t)$. Таким образом, если снимаемый участок описывается двумерным полем комплексного коэффициента обратного рассеяния $\dot{s}_{pat}(x, r) = \sqrt{\sigma_0(x, r)} \cdot e^{i\varphi(x, r)}$, его комплексное радиолокационное изображение получается в виде $\dot{J}(x, r) = \dot{h}_{SAR}(x, r) * \dot{s}_{pat}(x, r)$.

В общем случае, комплексное РЛИ может быть получено как композиция операторов формирования цифровой радиоголограммы (ЦРГ) и синтеза изображения, причем каждый из двух операторов является сверткой: $\dot{J}(x, r) = \dot{h}_{synt}(x, r) * \dot{h}_{hol}(x, r) * \dot{s}_{pat}(x, r)$, где $\dot{h}_{SAR}(x, r) = \dot{h}_{synt}(x, r) * \dot{h}_{hol}(x, r)$. В частотной области эти преобразования имеют вид $\dot{S}_J(\omega_x, \omega_r) = \dot{K}_{synt}(\omega_x, \omega_r) \cdot \dot{K}_{hol}(\omega_x, \omega_r) \cdot \dot{S}_{pat}(\omega_x, \omega_r)$.

Для конкретных режимов съёмки вид $\dot{K}_{hol}(\omega_x, \omega_r)$ зависит от параметров траектории и комплексной огибающей зондирующего импульса, а $\dot{K}_{synt}(\omega_x, \omega_r)$ задаётся таким образом, что $\dot{K}_{synt}(\omega_x, \omega_r) \cdot \dot{K}_{hol}(\omega_x, \omega_r) \rightarrow const$ при $|\omega_x| < 2\pi/\rho_x$, $|\omega_r| < 2\pi/\rho_r$, где, соответственно, ρ_x, ρ_r – разрешающая способность РСА по азимуту и дальности.

Моделирование тестового объекта, имеющего пространственный спектр $\dot{S}_{pat}(\omega_x, \omega_r)$, с помощью активного имитатора, размещенного в точке (x_t, r_t) , состоит в том, чтобы синтезировать частотную передаточную функцию ретранслятора в виде $\dot{K}_{at}(\omega_x, \omega_r) = \dot{S}_{pat}(\omega_x, \omega_r) \cdot e^{i(\omega_x x_t + \omega_r r_t)}$, что соответствует его импульсной характеристике, получаемой как обратное преобразование Фурье передаточной функции, $\dot{h}_{at}(x, r) = F^{-1} \{ \dot{K}_{at}(\omega_x, \omega_r) \}$.

Зондирующий сигнал РСА представляет собой серию модулированных импульсов. Обратный сигнал, принимаемый и записываемый в виде ЦРГ, – серия импульсов, каждый из которых является суперпозицией отражений зондирующего импульса от элементов снимаемого участка, которую можно представить в виде свёртки с некоторой импульсной характеристикой, зависящей от текущего положения РСА. Матрица импульсных характеристик получается путем преобразования модели местности $\dot{s}_{pat}(x, r)$, обратного сжатия по азимуту. Таким образом, при ретрансляции каждый принятый зондирующий импульс сворачивается с предварительно рассчитанной импульсной характеристикой, что и является имитацией отражённого сигнала для модели тестового сюжета.

Для оценки возможностей рассмотренного принципа имитации и метода анализа изображения выполнено моделирование градационной миры из поверхностно-распределённых целей и синтез соответствующего изображения. Вид миры и её амплитудного РЛИ приведен на рис. 1–1. УЭПР участков миры увеличивается с шагом 2 дБ.

Определение радиометрических характеристик РСА методом дифференциального радиоконтраста

Задачей анализа полученного РЛИ набора однородных поверхностно-распределённых целей является вычисление радиометрической разрешающей способности. Здесь и далее используется

определение радиометрического разрешения в терминах метода дифференциального радиоконтраста (МДРК). Критерий радиометрической разрешающей способности подробно описан в [3].

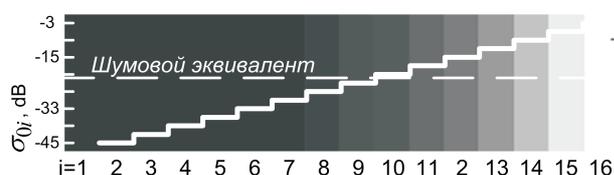


Рис. 1. Фрагмент градационной миры.



Рис. 2. Изображение градационной миры.

На каждом участке РЛИ (рис. 2), соответствующем однородному поверхностно-распределённому элементу фоно-целевой обстановки с номером i , в известных границах этого участка поточечно подсчитывается гистограмма распределения радиояркости J . По гистограмме рассчитывается аппроксимированная функция плотности вероятности радиояркости $w_i\{J\}(\xi)$ элементов изображения участка с УЭПР σ_{0i} , где ξ - возможные значения случайной радиояркости J (рис. 3). Для каждой пары смежных участков ($i, i+1$), $i=2..15$ вычисляется плотность вероятности разности радиояркостей $w'_i\{J_{i+1} - J_i\}(\eta) = w_{i+1}\{J\}(\eta - \xi) * w_i\{J\}(\xi)$ и вероятность правильного обнаружения, когда совпадают знаки разностей радиояркостей пикселей на изображении и УЭПР соответствующих им элементов на двух участках, $P_{ia'i.i} = \int_0^\infty w'_i(\eta) d\eta$. Требование по радиометрической разрешающей способности считается выполненным для тех пар участков $i, i+1$, где $P_{ia'i.i} \geq P_i$. Согласно МДРК [3], для энергетического РЛИ пороговое значение вероятности правильного обнаружения принимается равным 0,67, что соответствует сравнению изображений «абсолютно чёрного» участка и участка с УЭПР, равной шумовому эквиваленту РСА.

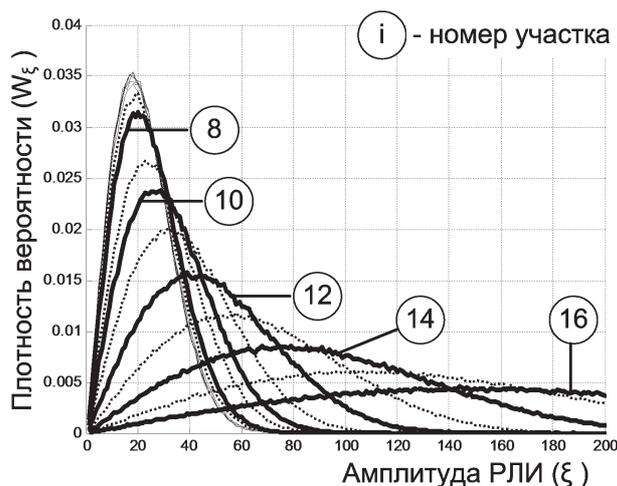


Рис. 3. Плотность вероятности радиояркости.

Для радиометрической калибровки РСА по абсолютному значению имитируется ПРЦ с однородным коэффициентом рассеяния, определяемым по формуле $\sigma_0 = \frac{4\pi r^2 (P \cdot G)_{back}}{S_{sim} (P \cdot G)_{SAR}}$, где $(P \cdot G)_{SAR}$ и $(P \cdot G)_{back}$ - соответственно ЭИИМ зондирующего сигнала, излучаемого спутником, и ретранслированного сигнала, r - наклонная дальность, S_{sim} - площадь имитируемого участка в горизонтальных координатах. УЭПР имитируемых целей может изменяться в широких пределах - от шумового эквивалента до верхней границы динамического диапазона. При калибровке по такому испытательному сигналу не учитывается неравномерность диаграммы направленности антенны и полученные данные соответствуют точке на местности, где расположен ретранслятор, и соответствующей точке на изображении, что не должно быть проблемой, если диаграмма антенны долговременно стабильна.

Аппаратно-программная реализация цифрового ретранслятора

Ретранслятор содержит цифровой векторный приёмопередатчик с функцией обработки сигналов в режиме реального времени и внешнее радиочастотное устройство, выбираемое в соответствии с диапазоном рабочих частот проверяемого РСА. Свёртка выполняется с переходом в частотную область при базе БПФ 2^k , $k \in N$. Требования к производительности вычислительных средств ретранслятора для имитации фоно-целевых обстановок в режиме реального времени определяются шириной спектра, длительностью импульса зондирующего сигнала, протяжённостью имитируемого участка по дальности и максимальным допустимым временем вычисления

свёртки, ограниченным длительностью паузы между импульсами. В изготовленном образце ретранслятора при 8-разрядной цифровой обработке сигнала с шириной спектра 200 МГц средствами ПЛИС формирование импульса длительностью 4 мкс, отражённого от моделируемого участка протяжённостью 600 м (1000 пикселей) по наклонной дальности, осуществляется за 70 мкс, что допустимо и составляет менее 50% длительности строка приёмника [8]. Размер имитируемой миры по азимуту в пикселях РЛИ зависит от режима съёмки и совпадает с количеством импульсов в сеансе. В настоящее время проводятся испытания ретранслятора с улучшенными характеристиками [7] и полосой пропускания до 1000 МГц.

Выводы

Предложенный активный имитатор радиомишеней позволяет имитировать градационную миру, составленную из поверхностно-распределенных целей с калиброванными коэффициентами обратного рассеяния, для экспериментального определения радиометрического разрешения РСА при верификации и валидации. Метод дифференциального радиоконтраста основан на использовании объективного критерия определения радиометрического разрешения и чувствительности, пригодного для автоматической обработки изображения градационной миры.

Предлагаемый активный имитатор не является полноценной заменой тропических лесов для задач внешней радиометрической калибровки, но даёт дополнительные возможности, связанные с моделированием как точечных, так и поверхностно-распределённых целей.

Ретранслятор с программируемыми режимами имитации сигналов может использоваться как универсальное средство тестирования и калибровки при лётных испытаниях космических РСА с различной модуляцией зондирующего сигнала, единственными ограничениями при этом являются диапазон частот и ширина спектра. Целесообразно включение активного имитатора в состав наземных радиомишенных полигонов и его последующее использование для международных программ калибровки и валидации космических РСА.

Список литературы

1. Радиолокационные системы землеобзора комического базирования / Верба В.С., Неронский Л.Б., Осипов И.Г., Турук В.Э. Под ред. В.С. Вербы – М.: Радиотехника, 2010. – 680 с.
2. Лепёхина Т.А., Николаев В.И. Определение пространственного разрешения и радиометрических характеристик космических радиолокаторов с синтезированной апертурой методом цифровой имитации отражённых сигналов // Проблемы разработки перспективных микро- и наноэлектронных систем - 2014. Сборник трудов / под общ. ред. академика РАН А.Л. Стемпковского. М.: ИППМ РАН, 2014. Часть 4. С. 117-122..
3. Захаров В.Д., Лепёхина Т.А., Николаев В.И., Толстов Е.Ф., Четверик В.Н. Аппаратно-программная реализация методов контроля радиометрических характеристик космических РСА // Вопросы радиоэлектроники. Сер. СОИУ. 2012. Вып. 2. С. 182-196.
4. Schmidt K., Tous-Ramon N., Schwerdt M. Radiometric Accuracy and Long-Term Stability of Sentinel-1A and Sentinel-1B / Proc. of EuSAR 2018. P.884
5. Munoz J. M. C., Rodriguez M. G., Bonilla M. J. G., Casal N., Revenga P. C. External Radiometric Calibration and Characterization of PAZ. First results of Commissioning Phase / Proc. of EuSAR 2018. P.896.
6. H. Laur, P. Bally, P. Meadows, J. Sanchez, B. Schaettler, E. Lopinto, D. Esteban, “ERS SAR Calibration. Derivation of the Backscattering Coefficient σ_o in ESA ERS SAR PRI Products”, Appendix I, *ESA*, Issue 2.f 05 November 2004.
7. Лепёхина Т.А., Николаев В.И., Тарасенко А.М. Аппаратно-программный комплекс экспериментальной отработки для имитации, регистрации и анализа сигналов радиоэлектронных средств // Проблемы разработки перспективных микро- и наноэлектронных систем. 2018. Выпуск 4. С. 119-126.
8. Груздов В.В., Колковский Ю.В., Криштопов А.В., Кудря А.И. Новые технологии дистанционного зондирования Земли из космоса / М.: Техносфера, 2018. – 482с.

Том II, с. 194–197
УДК: 621.371.344

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ РАДИОВОЛН ТРЕХСАНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА НА ЗАКРЫТЫХ ТРАССАХ С ПРЕПЯТСТВИЯМИ В ВИДЕ ЛЕСА

А. А. Мешеряков, В. Л. Гулько, О. Я. Луц

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
634050, г. Томск, пр. Ленина, 40
E-mail: msch@rts.tusur.ru

Аннотация. Исследованы временные изменения относительных поляризационных характеристик радиосигнала в пространственно разнесенных точках приема при его прохождении на наземных закрытых трассах с препятствиями в виде леса. Представлены экспериментальные оценки коэффициента деполаризации, оценки углов ориентации и эллиптичности эллипса поляризации принимаемого сигнала при вертикальной и горизонтальной поляризациях источника излучения.

Ключевые слова: поляризационные характеристики, коэффициент деполаризации, угол ориентации, угол эллиптичности, трасса распространения радиоволн, источник излучения

SPATIO - TEMPORAL DEPOLARIZATION OF THREE-CENTIMETER RADIO WAVES ON CLOSED TRACKS WITH OBSTACLES IN THE FORM OF A FOREST

A. A. Mescheryakov V. L. Gulko, O. Ya. Lutz

Abstract. The temporal changes of the relative polarization characteristics of a radio signal at spatially separated reception points as it passes on closed terrestrial paths with obstacles in the form of a forest are investigated. Experimental estimates of the depolarization coefficient and estimates of the orientation angles and ellipticity of the polarization ellipse of the received signal with vertical and horizontal radiation polarizations are presented.

Keywords: polarization characteristics, depolarization coefficient, orientation angle, ellipticity angle, radio wave propagation path, radiation source

Введение

Известно, что при прохождении радиоволн над поросшей лесом пересеченной местностью происходит существенное изменение поляризации излученной радиоволны. Указанный эффект подробно исследован в работах [1–3]. Причиной увеличенной деполаризации поля является взаимодействие радиоволн с лесным покровом на трассе распространения.

Эксперимент и интерпретация полученных данных

Целью проведения экспериментальных исследований являлось оценка пределов изменения относительных поляризационных характеристик радиосигнала в трехсантиметровом диапазоне волн на наземных трассах, покрытых преимущественно лесным массивом.

Оценка состояния поляризации проводилась по данным, полученным в ходе экспериментальных исследований характеристик радиоволн на наземных трассах различной протяженности. В исследованиях использовалась многоканальная приемная установка, подробно описанная в [4]. Установка содержала антенную систему, состоявшую из двух горизонтальных линейных решеток (по четыре рупорных элемента), одна из которых обеспечивала прием вертикальной составляющей, другая – прием горизонтальной составляющей поля. Рупорные элементы решеток с коэффициентом усиления 20 дБ и уровнем кроссполаризованного приема не более –35 дБ (при приеме вдоль оптической оси) были разнесены на 0,36, 0,54 и 0,91 м относительно крайнего рупора. В качестве источника радиоизлучения использовалась радиолокационная станция (РЛС)

с сигналом без внутримпульсной модуляции мощностью 100 кВт в импульсе и параболической зеркальной антенной с шириной луча 3 градуса с низким уровнем паразитной поляризации (–30 и более дБ).

В ходе измерений антенны источника излучения и приемной установки были взаимно наведены друг на друга для получения максимального отношения сигнал/шум основной поляризации.

Источник радиоизлучения устанавливался на двух лесных полянах. На каждой из полян было выбрано пять позиций, располагавшихся на линиях поперечных основному направлению трассы на расстояниях от границы леса от 800 до 3000 м. Высота деревьев в лесу варьировалась в интервале 20-25 м. Исследованные трассы были ориентированы в одном направлении относительно приемной позиции. Для первой поляны трассы имели в среднем протяженность 19 км, а для второй поляны - 23,4 км.

Исследования выполнялись в сентябре 2010 г. в течение двух недель, во время которых погодные условия изменялись незначительно. Источник радиоизлучения работал либо на вертикальной, либо на горизонтальной поляризациях.

Запись сигналов в приемном пункте выполнялась сеансами длительностью 60 секунд. По записанным реализациям оценивались среднее значение и СКО относительных поляризационных характеристик принимаемого сигнала, включающих в себя:

- коэффициенты деполаризации при горизонтальной C_H и вертикальной C_V поляризации излучения [5]:

$$C_H = 20 \log \left(\frac{S_{HV}}{S_{HH}} \right), \quad C_V = 20 \log \left(\frac{S_{VH}}{S_{VV}} \right),$$

где $S_{HH}, S_{VV}, S_{HV}, S_{VH}$ – ортогональные компоненты принимаемого сигнала (первый индекс обозначает поляризацию излучения, второй – приема; H соответствует горизонтальной поляризации, V вертикальной);

- углы ориентации $\beta_{H,V}$ и эллиптичности $\alpha_{H,V}$ эллипса поляризации [5]:

$$\beta_H = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{2S_{HH}S_{HV} \cos(\varphi_{HV} - \varphi_{HH})}{S_{HH}^2 - S_{HV}^2}, \quad \beta_V = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{2S_{VV}S_{VH} \cos(\varphi_{VH} - \varphi_{VV})}{S_{VV}^2 - S_{VH}^2},$$

$$\alpha_{H,V} = \operatorname{arctg}(r_{H,V}),$$

где

$$r_H = \sqrt{\frac{S_{HH}^2 \sin^2 \beta_H - S_{HH}S_{HV} \sin 2\beta_H \cos(\varphi_{HV} - \varphi_{HH}) + S_{HV}^2 \cos^2 \beta_H}{S_{HH}^2 \cos^2 \beta_H + S_{HH}S_{HV} \sin 2\beta_H \cos(\varphi_{HV} - \varphi_{HH}) + S_{HV}^2 \sin^2 \beta_H}},$$

$$r_V = \sqrt{\frac{S_{VV}^2 \sin^2 \beta_V - S_{VV}S_{VH} \sin 2\beta_V \cos(\varphi_{VH} - \varphi_{VV}) + S_{VH}^2 \cos^2 \beta_V}{S_{VV}^2 \cos^2 \beta_V + S_{VV}S_{VH} \sin 2\beta_V \cos(\varphi_{VH} - \varphi_{VV}) + S_{VH}^2 \sin^2 \beta_V}}$$

- коэффициенты эллиптичности; $\varphi_{HH}, \varphi_{VV}$ - фазы основных поляризованных компонент; $\varphi_{HV}, \varphi_{VH}$ - фазы кроссовых поляризованных компонент.

При расчетах использовались измерения напряжений на выходах антенных элементов вертикальной и горизонтальной поляризации, размещенных вблизи друг друга, что позволяло считать, что с относительно небольшой погрешностью оцениваются параметры поля. Погрешность оценки за счет различий в коэффициенте усиления антенн вертикальной и горизонтальной поляризации не превышала 0,5 дБ.

Пример распределения относительных поляризационных характеристик принимаемого сигнала в виде гистограмм для трассы протяженностью 18,98 км при горизонтальной поляризации излучаемых сигналов РЛС приведен на рис. 1.

Средние значения оценок относительных поляризационных характеристик принимаемого сигнала при горизонтальной и вертикальной поляризации излучения приведены на рис. 2-4.

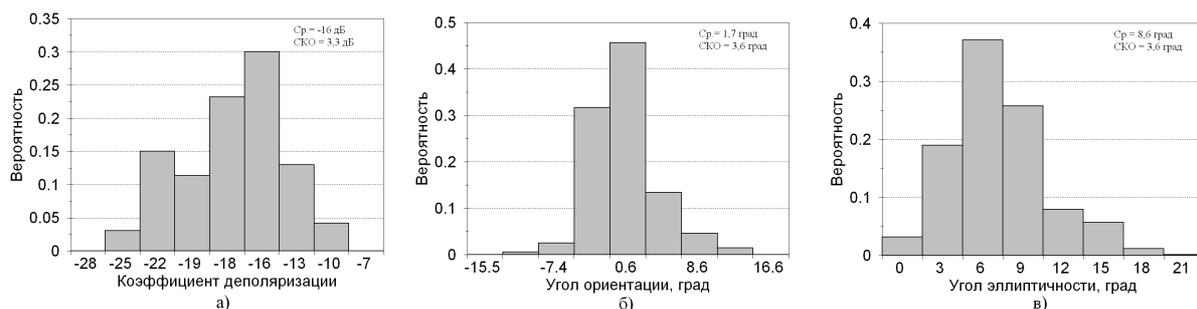


Рис. 1. Гистограммы распределения относительных поляризационных характеристик принимаемого сигнала для трассы протяженностью 18,98 км а) - коэффициент деполаризации C_H , б) - угол ориентации β_H , в) - угол эллиптичности α_H

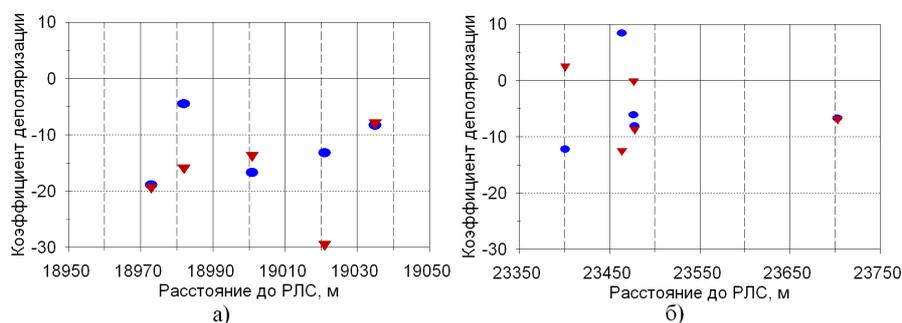


Рис. 2. Средние значения коэффициента деполаризации при ● - вертикальной и ▽ - горизонтальной поляризации излучения для трасс протяженностью а) ~ 19 км, б) ~ 23,4 км

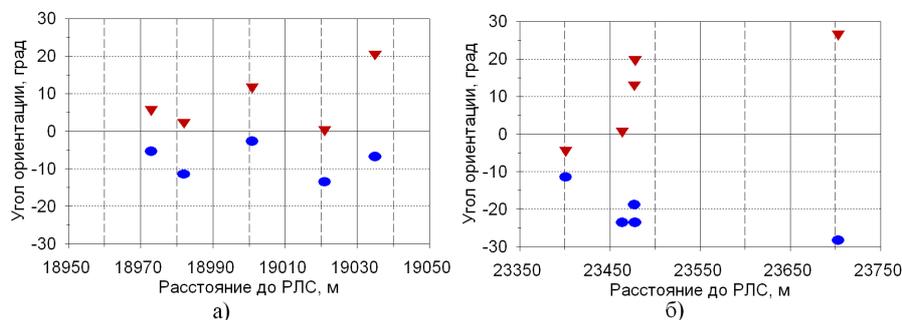


Рис. 3. Средние значения углов ориентации при ● - вертикальной и ▽ - горизонтальной поляризации излучения для трасс протяженностью а) ~ 19 км, б) ~ 23,4 км

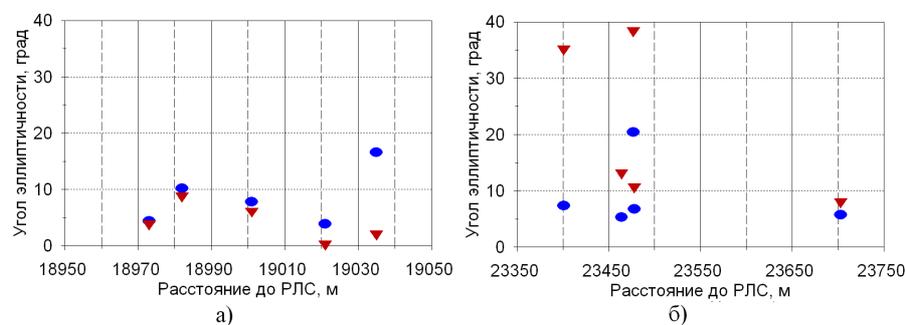


Рис. 4. Средние значения углов эллиптичности при ● - вертикальной и ▽ - горизонтальной поляризации излучения для трасс протяженностью а) ~ 19 км, б) ~ 23,4 км

Анализ полученных результатов показывает существенное изменение поляризационных характеристик радиосигналов в пространственно разнесенных точках приема, как при вертикаль-

ной, так и при горизонтальной поляризации излучения. Так интервал пространственной корреляции на всех десяти трассах при вертикальной поляризации излучения для коэффициента деполяризации C_V находится в пределах $(0,52 \div 2,41)$ м при среднем значении 1,29 м, для угла ориентации β_V $(0,54 \div 1,76)$ м при среднем значении 1,19 м, и для угла эллиптичности α_V $(0,41 \div 1,32)$ м при среднем значении 0,81 м. В тоже время для горизонтальной поляризации излучения пределы этих интервалов составляют значения $(0,52 \div 2,77)$ м при среднем 1,56 м, $(0,42 \div 1,68)$ м при среднем 1,45 м и $(0,59 \div 1,64)$ м при среднем 1,1 м соответственно. Уменьшение средних значений интервала пространственной корреляции поляризационных параметров β и α для вертикальной и горизонтальной поляризаций излучения обусловлено не только амплитудными, но и фазовыми искажениями ортогонально линейно поляризованных компонент сигнала на трассах распространения.

Пределы интервалов временной корреляции на этих же трассах при вертикальной поляризации излучения составили для C_V - $(0,73 \div 2,16)$ с при среднем значении 1,22 с, для β_V - $(0,2 \div 2,2)$ с при среднем 0,91 с и для α_V - $(0,51 \div 2,4)$ с при среднем 1,16 с. Для горизонтальной поляризации излучения пределы интервалов временной корреляции составили C_H - $(0,49 \div 2,4)$ с при среднем значении 1,4 с; β_H - $(0,36 \div 2,2)$ с при среднем 1,1 с; α_H - $(0,83 \div 2,2)$ с при среднем 1,36 с.

Заключение

В результате проведенных экспериментальных исследований установленные статистические связи между ортогональными линейно поляризованными компонентами поля принимаемого сигнала в условиях их распространения над поросшей лесом местностью могут быть полезны при описании пространственно-временных искажений радиосигналов трехсантиметрового диапазона волн и оптимизации поляризационных характеристик пассивных РЛС.

Благодарности

Работа выполнена в рамках проекта по государственному заданию Минобрнауки РФ № 8.7348.2017/8.9.

Список литературы

1. Надененко Л.В. Святогор В.В. Исследование деполяризации радиоволн на РРЛ прямой видимости // Электросвязь. – 1981. – № 11. – С. 37–41.
2. Шур А.А. Мельников Б.Ф. Особенности распространения вертикально поляризованных волн в сети ТВ вещания // Электросвязь. – 1979. – № 7. – С. 5–7.
3. Дагуров П.Н. Заяханов А.С и др. Исследование искажений поляризационных параметров дифракционного поля сантиметровых волн // Электросвязь. – 1988. – № 12. – С. 49–52.
4. Ровкин М.Е. Крутиков М.В. Мещеряков А.А. и др. Измерительный комплекс для исследования пространственно-временных искажений радиосигналов трехсантиметрового диапазона на наземных трассах // Известия вузов, Радиоэлектроника. – 2006. – № 6. – С. 7–11.
5. Богородский В.В. Канарейкин Д.В. Козлов А.И. Поляризация рассеянного и собственного радиоизлучения земных покровов. – Л. : Гидрометеиздат, 1981.– С. 280.

Том II, с. 198–201

УДК: 621.38

СИНТЕЗ ДВОЙНЫХ КРОСС ЛЧМ-СИГНАЛОВ НА ОСНОВЕ ТЕХНОЛОГИЙ МИКРОВОЛНОВОЙ ФОТОНИКИ

О. Г. Морозов, Г. А. Морозов, Л. М. Фасхутдинов, Г. И. Ильин

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ,
420008, г. Казань, ул. Карла Маркса, 10
E-mail: microoil@mail.ru

Аннотация. В данной статье предлагается и модельно демонстрируется фотонный подход к генерации микроволновых колебаний с двойной линейной частотной модуляцией (ЛЧМ) на основе тандемной амплитудно-фазовой модуляции с использованием последовательно включенных двух амплитудных и одного фазового модуляторов Маха-Цендера. В предлагаемом подходе колебание основной полосы частот с единой ЛЧМ подается в первый амплитудный модулятор Маха-Цендера (АММЦ), а микроволновая несущая во второй. При смещении этих двух АММЦ на линейный участок модуляционной характеристики, генерируются микроволновые колебания с двойной ЛЧМ на оптической несущей, уровень которой может регулироваться за счет коммутации полученного излучения в фазовом модуляторе Маха-Цендера (ФММЦ) от нулевого до уровня колебания ЛЧМ. Проводится теоретический анализ, который затем модельно проверяется экспериментом в программной оболочке Optiwave System. Показано создание микроволнового колебания с двойной ЛЧМ при несущей, равной 1 ГГц с перестраиваемой шириной полосы пропускания до 600 МГц. Микроволновые колебания с двойной ЛЧМ могут применяться в радиолокационных системах для улучшения их разрешающей способности по доплеровскому сдвигу и дальности, местоопределения динамических (подвижных) объектов с использованием данных наклонного зондирования ионосферы, комбинированных высокоинтенсивных систем радиофотоники для добычи газоконденсата и т.д.

Ключевые слова: микроволновая фотоника; формирование микроволновых сигналов в оптическом диапазоне; двойная линейная частотная модуляция; тандемная амплитудно-фазовая модуляция

SYNTHESIS OF DUAL CROSS LFM SIGNALS BASED ON TECHNOLOGIES OF MICROWAVE PHOTONICS

O. G. Morozov, G. A. Morozov, L. M. Faskhutdinov, G. I. Il'in

Abstract. This article proposes and shows a model demonstration of the photon approach to the generation of microwave oscillations with double linear frequency modulation based on tandem amplitude-phase modulation using a series-connected two amplitude and one phase Mach-Zehnder modulators. In the proposed approach, the baseband oscillation with a single LFM is fed to the first amplitude Mach-Zehnder modulator, and the microwave carrier to the second. When these two modulators are shifted to the linear part of the modulation characteristic, double LFM microwave oscillations are generated on an optical carrier, the level of which can be adjusted by switching the received radiation in the phase Mach-Zehnder modulator from zero to the LFM oscillation level. A theoretical analysis is carried out, which is then model tested by an experiment in the Optiwave System software. The creation of microwave oscillations with double LFM with a carrier equal to 1 GHz and tunable bandwidth up to 600 MHz is shown. Microwave oscillations with dual LFM can be used in radar systems to improve their Doppler and range resolution, positioning dynamic (moving) objects using oblique ionospheric probing data, combined high-intensity microwave photonic systems for gas condensate extraction, etc.

Keywords: microwave photonics; synthesis of microwave signals in the optical range; dual linear frequency modulation; tandem amplitude phase modulation

Введение

Микроволновая фотоника [1] – междисциплинарная область науки, изучающая, в частности, вопросы генерации и обработки микроволновых радиосигналов в оптическом диапазоне с использованием элементной базы интегральной оптоэлектроники и волоконной оптики. Ключевым

элементом систем микроволновой фотоники является подсистема формирования модулированного лазерного излучения, обеспечивающая как перенос радиосигнала в оптический диапазон, например, с целью измерения мгновенной частоты, так и формирование полигармонического оптического сигнала с разностной частотой, лежащей в радиодиапазоне, например, для генерации ЛЧМ-колебаний [2].

Микроволновые ЛЧМ колебания широко применяются в радиолокационных системах для повышения разрешающей способности по дальности посредством сжатия импульсов [3]. Как правило, микроволновые ЛЧМ колебания могут быть созданы электрически с помощью аналоговых или цифровых схем, но центральная частота и ширина полосы пропускания обычно составляют единицы ГГц, скорость ЛЧМ и его центральная частота, как правило, неизменяемы вследствие неизменяемых спектральных откликов спектральных формирователей, либо же необходимо большое количество переключаемых оптических спектральных формирователей, что приведет к усложнению системы. Такие же недостатки характерны и для ряда фотонных ЛЧМ синтезаторов [4]. В дополнение к этому, для повышения доплеровского разрешения должно быть использовано микроволновое колебание с двойной ЛЧМ.

Наибольший прогресс по синтезу микроволновых колебаний с двойной ЛЧМ достигнут в работе [5], где предложен и экспериментально исследован фотонный подход с использованием двойного параллельного модулятора Маха-Цендера (ДПММЦ). Основное преимущество этого подхода в том, что с использованием одного ДПММЦ одновременно осуществляются две функции: генерация двух взаимодополняющих микроволновых ЛЧМ колебаний и их привязка к его центральной несущей, подавленной при заданных условиях модуляции. Нами в [6] при решении задач импортозамещения представлено подобное решение на двух параллельных ММЦ, изготовленных в ПАО ПНППК, основным недостатком которого являлись низкая полоса пропускания модуляторов и невозможность полного подавления несущей частоты двойного ЛЧМ колебания.

В предлагаемой работе модельно демонстрируется фотонный подход к генерации микроволновых колебаний с двойной ЛЧМ на основе тандемной амплитудно-фазовой модуляции с использованием последовательно включенных двух амплитудных и одного фазового модуляторов Маха-Цендера. При этом использовались модельные данные ММЦ ПАО ПНППК с полосой пропускания 10 ГГц. В предлагаемом подходе колебание основной полосы частот с единой ЛЧМ подается в первый АММЦ, а микроволновая несущая во второй. При смещении этих двух АММЦ на линейный участок модуляционной характеристики, генерируются микроволновые колебания с двойной ЛЧМ на оптической несущей, уровень которой может регулироваться за счет коммутации полученного излучения в ФММЦ от нулевого до уровня колебания ЛЧМ. Проводится теоретический анализ, который затем модельно проверяется экспериментом в программной оболочке Optiwave System. Показано создание микроволнового колебания с двойной ЛЧМ при несущей, равной 1 ГГц с перестраиваемой шириной полосы пропускания до 600 МГц. Выбранные значения несущей и полосы пропускания определяются лишь условиями эксперимента для данных, реально выбранных модуляторов.

Теоретическое обоснование

Схема предложенной системы генерации микроволновых волн с двойной ЛЧМ, основанной на тандемной амплитудно-фазовой модуляции оптической несущей, представлена на рис. 1.

Оптическая несущая ω_0 , созданная лазерным диодом (ЛД), направляется в блок АММЦ через контроллер поляризации (КП1). Блок АММЦ состоит из двух модуляторов, один из которых расположен в верхнем плече, а другой – в нижнем. ФММЦ установлен последовательно с ними также через контроллер поляризации КП2, включенный относительно КП1 ортогонально по схеме получения амплитудной модуляции. Оба ИММЦ смещены в рабочую точку на линейном участке модуляционной характеристики для достижения амплитудной модуляции напряжением $U_{1,2}$. В этой системе микроволновая несущая $\cos(\Omega t)$ с частотой Ω и колебание с единой ЛЧМ и основной полосой частот $\cos(kt^2)$ со скоростью ЛЧМ k направляются в АММЦ1

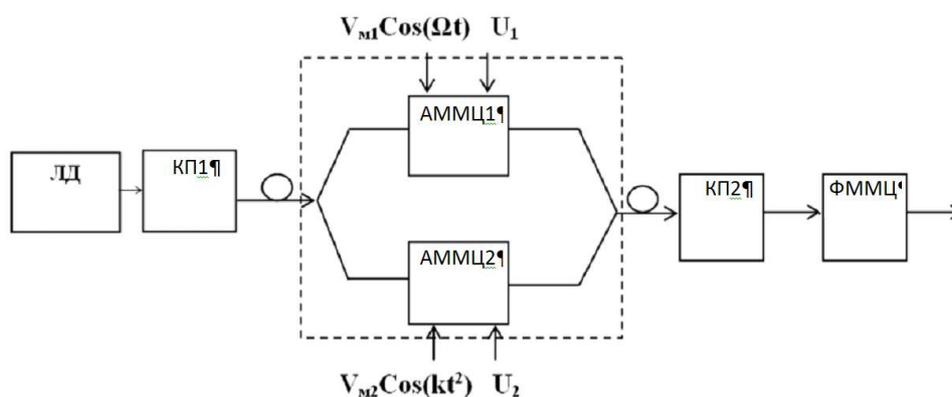


Рис. 1. Схема предложенной системы генерации микроволновых колебаний с двойной ЛЧМ, основанной на тандемной амплитудно-фазовой модуляции: ЛД – лазерный диод; КП - контроллер поляризации.

и АММЦ2 соответственно. Оптический сигнал на выходе из блока АММЦ вычисляется как:

$$E(t) = E_0 e^{j\omega_0 t} \left\{ e^{j\beta_1 \cos(\Omega t)} + e^{j\beta_2 \cos(kt^2)} \right\}, \quad (1)$$

где E_0 – это амплитуда оптического поля, $\beta_i = \pi V_i / V_{\pi i}$ ($i = 1, 2$), V_i – это амплитуда микроволновых сигналов, направленных на вход АММЦ1,2, $V_{\pi i}$ – это полуволновое напряжение АММЦ1,2. При условии малых сигналов получаем:

$$E(t) = [J_0(\beta_1) + J_0(\beta_2)] e^{j\omega_0 t} + J_1(\beta_1) [e^{j(\omega_0 - \Omega)t} + e^{j(\omega_0 + \Omega)t}] + J_1(\beta_2) [e^{j(\omega_0 t - kt^2)} + e^{j(\omega_0 t + kt^2)}], \quad (2)$$

где J_n ($n = 0, 1, 2$) – это функция Бесселя n -ной степени первого рода.

Если установить частоту коммутации несущей на π в ФММЦ больше чем полоса ЛЧМ колебания, получим полное подавление несущей [2]. При этом образуемые боковые составляющие частоты коммутации будут находиться вне пределов ФВЧ, установленного на выходе фотоприемника, а сгенерированное микроволновое колебание с двойной ЛЧМ станет колебанием с наибольшей амплитудой.

После фотоприемника, установленного после ФММЦ, учитывая подавление несущей, наличие фильтров и ограничения полосы пропускания фотоприемника, переменная составляющая вычисляется как:

$$i_0(t) \propto 4J_1(\beta_1) J_1(\beta_2) [\cos(\Omega t + kt^2) + \cos(\Omega t - kt^2)]. \quad (3)$$

Как можно заметить, в (3) описывается микроволновое колебание с двойной ЛЧМ центрированное при частоте Ω .

Перестраивая частоту Ω микроволнового сигнала, направленного в АММЦ1, можно перестраивать центральную частоту микроволнового колебания с двойной ЛЧМ. В дополнение к этому, перестраивая величину k основной полосы частот колебания с единой ЛЧМ, направленной в АММЦ2, можно также перестраивать скорость изменения частоты микроволнового колебания с двойной ЛЧМ.

Результаты модельного эксперимента

Модельный эксперимент проводился в программной оболочке Optiwave System, и был предварительно просчитан в MathCad. На рис. 2,а и рис. 2,б показано создание микроволнового колебания с двойной ЛЧМ при несущей, равной 1 ГГц с перестраиваемой шириной полосы пропускания до 600 МГц. Выбранные значения несущей и полосы пропускания определяются лишь условиями эксперимента для данных, реально выбранных модуляторов.

Заключение и выводы

Предложен и экспериментально показан фотонный подход к созданию микроволнового колебания с двойной ЛЧМ с использованием тандемной амплитудно-фазовой модуляции. Предложенная методика была проверена модельно. Было создано микроволновое колебание с двойной ЛЧМ с центром в 1 ГГц и шириной полосы пропускания в 600 МГц. Если же использовать модуляторы и фотоприемники с более широкой полосой пропускания, то центральная частота генерируемого микроволнового колебания с двойной ЛЧМ будет гораздо выше, а полоса пропускания – шире.

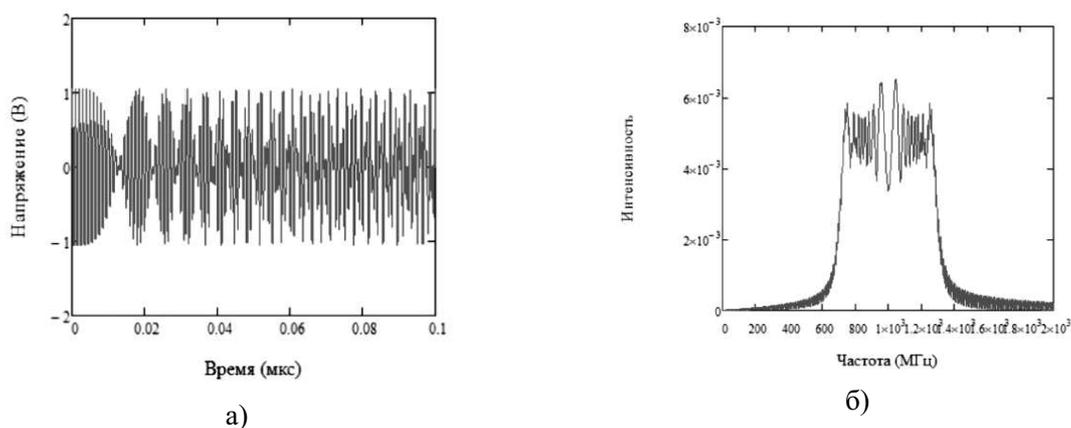


Рис. 2. Временное и спектральное представление смоделированного двойного микроволнового ЛЧМ колебания.

Так как микроволновое колебание с двойной ЛЧМ генерировалось в оптической области, методика может быть использована в радиофотонных системах «радио-по-волокну», где микроволновые колебания распространяются по оптическим волокнам, что даст нам возможность воспользоваться огромной шириной полос пропускания и низкими потерями, доступными в современной фотонике. При этом реальными становятся решение вопросов в системах с удаленным расположением зон воздействия ЛЧМ колебаний, таких как улучшение разрешающей способности по доплеровскому сдвигу и дальности радиолокационных систем, систем местоопределения динамических (подвижных) объектов с использованием данных наклонных зондирования ионосферы [7, 8], комбинированных высокоинтенсивных систем радиофотоники для добычи газоконденсата на морском дне и т.д.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках выполнения государственного задания КНИТУ-КАИ № 8.6872.2017/8.9.

Список литературы

1. Carmany J., Novak D. Microwave photonics combines two worlds // Nat. Photonics. 2007. - Vol. 1, No 6. - P. 319-330.
2. Морозов О. Г., Ильин Г. И. Амплитудно-фазовая модуляция в системах радиофотоники // Вестник Поволжского государственного технологического университета. – 2014. – № 1. – С. 6–42.
3. Ghelfi P. et al. A fully photonics-based coherent radar system // Nature. 2014. - V. 507. - P. 341-345.
4. Khan M. H. et al. Ultrabroad-bandwidth arbitrary radiofrequency waveform generation with a silicon photonic chip-based spectral shaper // Nature Photonics. 2010. - Vol. 4. - P. 117-122.
5. Dan Zhu and Jianping Yao. Dual-Chirp Microwave Waveform Generation Using a Dual-Parallel Mach-Zehnder Modulator // IEEE Photon. Techn. Lett. 2015. - Vol. 27, No. 13. - P.1410-1413.
6. Nasybullin A., Morozov O., Vedenkin D., Ryabova N., Ivanov V. Radio photonic synthesis of complex radio signals with linear frequency modulation // Modern Science: actual problems of theory and practice. Series «Natural & Technical Sciences». 2015. - № 12. - P. 35-39.
7. Насыбуллин А.Р., Веденькин Д.А., Морозов О.Г. Методы зондирования ионосферных резонансных неоднородностей полигармоническими сигналами // Вестник Поволжского государственного технологического университета. Серия: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. 2016. - № 4 (32) .- С. 15-21.
8. Ivanov D.V., Ivanov V.A., Ryabova N.V., Nasibullin A.R., Vedenkin D.A., Chernov A.A., Ovchinnikov V.V., Ryabova M.I. Fiber material dispersion effect on a matched compression of an optical pulse with frequency modulation // Proc. of SPIE. 2017. – Vol. 10342. – P. 103420E.

Том II, с. 202–205

УДК: 621.37

ВЛИЯНИЕ СЕЗОННОСТИ НА ДИАПАЗОНЫ ОДНОМОДОВОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ КОРОТКОВОЛНОВЫХ СИГНАЛОВ

В. В. Овчинников, В. А. Иванов, Н. В. Рябова

Поволжский государственный технологический университет,

424000, г. Йошкар-Ола, пл. Ленина, 3

E-mail: OvchinnikovVV@volgatech.net

Аннотация. Экспериментально исследовались диапазоны одномодового распространения коротковолновых сигналов широкополосной и узкополосной связи на среднеширотной радиолинии протяженностью 2600 км. Установлены нормированные к максимально наблюдаемой частоте радиолинии границы диапазонов и зависимости их абсолютной величины от времени суток и сезонов года. Показаны особенности системных характеристик широкополосных (1 МГц) каналов на частотах из данного диапазона. Определены нормированные к МНЧ значения оптимальных рабочих частот для узкополосных систем связи. Установлено, что при наличии диапазонов одномодового распространения ОРЧ по критерию максимального SNR принадлежат их частотам.

Ключевые слова: диапазономодового распространения, КВ, радиосвязь, оптимальная рабочая частота

EFFECT OF SEASON ON SINGLE MODE PROPAGATION BAND OF SHORT-WAVE SIGNALS

V. V. Ovchinnikov, V. A. Ivanov, N. V. Ryabova

Abstract. The paper proposes an approach for the secondary processing of monitoring results of thunderstorm activity. The error in determining the bearing of discharge, which inevitably occurs in single-point passive monitoring systems, is particularly critical when processing pre-storm radiation. The errors can be eliminated by analysing the entire set of registered discharges for a period of time. The proposed approach allows us to construct three-dimensional density maps for estimating the probability of a thunderstorm being located in space and its projection.

Keywords: single mode propagation band, HF, radio communication, optimum working frequency

Введение

Особенностью ионосферной коротковолновой (КВ) радиосвязи является возможность сигнала распространяться несколькими траекториями между передатчиком и приёмником [1] на большие расстояния. Различия групповых задержек различных мод распространения определяют рассеяние по быстрому времени в узкополосном (3 кГц) канале [2]. Эти значения могут достигать 3-10 мс [1], ограничивая до 0,3 кГц полосу когерентности канала и - скорость передачи информации по каналу связи. Замирания, вызванные интерференцией нескольких скачковых мод в канале, также существенно ухудшают надёжность связи. Очевидно, что для решения указанных проблем разумно рабочие частоты выбирать из диапазонов одномодового распространения. Однако на радиолиниях большой протяженности для этих диапазонов характерна интерференция магнито-ионных лучей, имеющих разностную задержку импульсных характеристик порядка 1-3 мкс. Это приводит к неравномерности АЧХ широкополосного канала с существенным диапазоном вариаций. Кроме того, наклон ионограммы, связанный с частной фазовой дисперсией, ограничивает полосу когерентности широкополосного канала значениями 50-100 кГц, которая растёт с увеличением протяжённости трассы [3]. Согласно [3], верхняя граница диапазона одномодового распространения (ДОР) определяется наименьшей наблюдаемой частотой (ННЧ_p)

верхнего луча (луча Педерсена) мода 1F, а нижняя граница – максимальной наблюдаемой частотой (МНЧ₂) мода 2F. Поэтому на верхней границе диапазона необходимо выполнение условия одномодовости, которое [3] имеет место, когда амплитуда нижнего луча на 20 дБ превышает амплитуду луча Педерсена [4]. Очевидно, что в случае одномодового распространения на трассах большой протяженности радиоканалы могут обеспечить максимальную пропускную способность, за счет возможности расширения их полосы частот.

Цель работы – экспериментальное исследование ДОР коротковолновых каналов связи для экспериментальной среднеширотной радиолинии, протяженностью 2600 км, в условиях влияния геофизических факторов, связанных с временем суток и сезонов года.

Общие положения

На рисунке 1а) и 1б) изображены: характерная ионограмма наклонного зондирования среднеширотной радиолинии протяженностью 2600 км и АЧХ КВ радиоканала с полосой 1 МГц. Красными пунктирными линиями показан диапазон одномодового распространения. Левая прямая это его нижняя граница, а правая – верхняя. Полоса частот между верхней и нижней границами составляет ДОР.

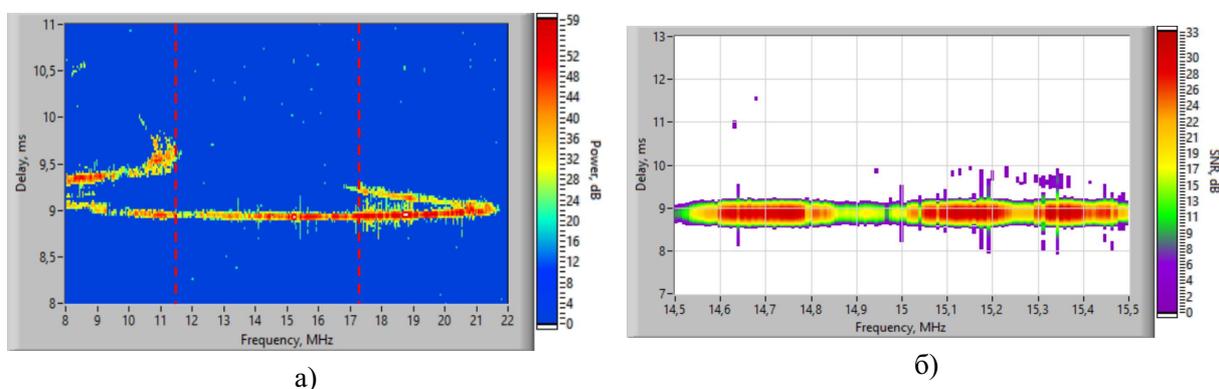


Рис. 1. а) - Ионограмма наклонного зондирования радиотрассы о. Кипр – г. Йошкар-Ола за 13/02/2019 16:55 (LT) и ДОР; б) – АЧХ широкополосного (1 МГц) канала из ДОР.

Техника и условия проведения эксперимента

В экспериментах на радиолинии о. Кипр – г. Йошкар-Ола, протяженностью 2600 км определялись ионограммы наклонного зондирования ионосферы FMCW (Frequency Modulated Continuous Wave) сигналами. На приемном пункте в г. Йошкар-Оле использовался современный цифровой ионозонд, созданный по SDR технологии и универсальной аппаратной платформы USRP [5]. Управление приемными терминалами обработка принятого сигнала осуществлялись ПЭВМ в соответствии с программнозаданным расписанием. Скорость перестройки частоты зондирующего FMCW сигнала составляла 100 кГц/с. Нижний и верхний частотный пределы диапазона зондирования на трассе о. Кипр – г. Йошкар-Ола составляли 7,5 МГц и 32,5 МГц соответственно. Для автоматической фильтрации ионограмм от шумов и помех использовался адаптивный алгоритм обнаружения CFAR, подробно описанный в [6]. Ионограммы регистрировались с интервалом 15 минут. Всего было обработано 1344 ионограммы. Выборка ионограмм в эксперименте охватывала следующие периоды: весна 2016 г., осень 2017 г., зима 2017 г. Проведенные статистические исследования показали, что используемые выборки были репрезентативными. Солнечная активность за 2016 и 2017 годы была достаточно низкой, что характеризуется среднегодовыми числами Вольфа, которые составили 39,8 и 21,7 соответственно. В каждом периоде были выбраны магнито-спокойные дни с низким уровнем планетарного индекса на основе данных о магнитных бурях Лаборатории Рентгеновской астрономии Солнца (ЛРАС) ФИАН.

Исследование влияния геофизических факторов на характеристики ДОР

АЧХ широкополосных каналов из ДОР демонстрировали (в нашем случае цветом) существенные (до 20 дБ) вариации спектральной плотности мощности с масштабом 250-350 кГц, которые обусловлены интерференцией обыкновенной и необыкновенной магнитоионных компонент.

В случае исследования суточных и сезонных вариаций значения ДОР его граничные частоты нормировались на МНЧ радиолинии, то есть были представлены в относительных частотах $\hat{f} = f/\text{МНЧ}$. Это было связано с тем, что суточные вариации МНЧ, вызванные изменчивостью неоднородностью ионосферы, влияли на характер изменения ДОР в течение этого периода времени. Поэтому, одновременно с исследованием суточных вариаций границ ДОР и величины его диапазона оценивались изменения суточных ходов МНЧ.

На рисунке 2 приведены результаты статистической обработки параметров ДОР радиотрассы о. Кипр – г. Йошкар-Ола для периодов апреля 2016 г., ноября и декабря 2017 г.

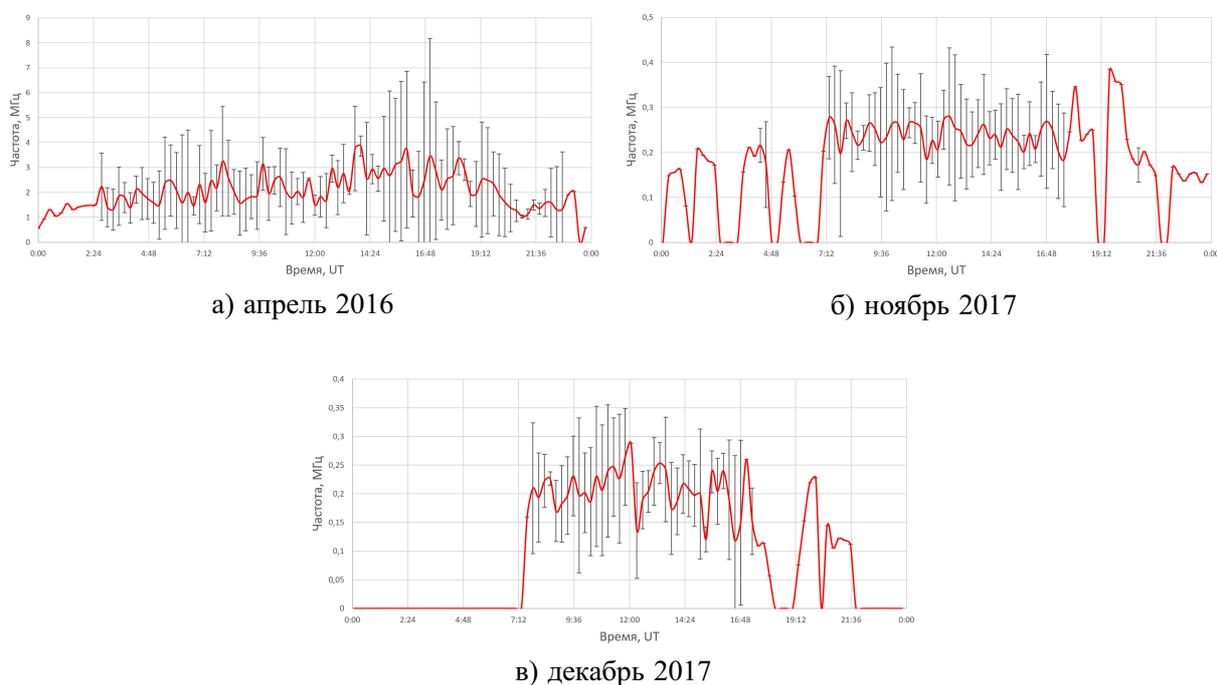


Рис. 2. Зависимости средних значений диапазона одномодового распространения и доверительных интервалов от времени суток исследуемой радиолинии о. Кипр – г. Йошкар-Ола.

В таблице 1 представлены усреднённые по периодам значения исследуемых параметров ДОР радиолинии о. Кипр – г. Йошкар-Ола для различного времени суток и сезонов года.

Таблица 1. Усреднённые значения исследуемых параметров ДОР для различного времени суток по выбранным периодам.

Исследуемый период		Нормированные к МНЧ границы ДОР	ДОР, МГц
Апрель 2016	день	0,63 - 0,74	2,34
	ночь	0,66 - 0,73	1,34
Ноябрь 2017	день	0,62 - 0,86	0,24
	ночь	0,57 - 0,77	0,19
Декабрь 2017	день	0,63 - 0,84	0,21
	ночь	0,64 - 0,78	0,14

Установлено, что в весенний период наблюдались большие вариации МНЧ во время восхода - захода Солнца и полудня по мировому времени (UT), а зимой вариации МНЧ тако-

го порядка наблюдались днем. Они достигали максимума в околополуденное время. В зимнее время ДОР наблюдался только с момента восхода Солнца и продолжал существовать до заката. Максимальное усреднённое значение величины ДОР наблюдалось в весенний период в дневное время, когда он достигал величины 2,34 МГц. В осенний и зимний периоды усреднённая величина масштаба ДОР не превышала 0,24 МГц и 0,21 МГц соответственно.

Исследования взаимосвязи оптимальных рабочих частот (ОРЧ) узкополосной КВ связи с частотами из ДОР показали, что отношение ОРЧ/МНЧ варьируются в пределах 0,7-0,8, что в основном, соответствует частотам из ДОР. При этом ОРЧ определялись по критерию максимального отношения сигнал-шум в узкополосном канале.

Заключение

Экспериментально определены основные характеристики диапазонов одномодового ионосферного распространения КВ радиоволн на среднеширотной радиолинии протяженностью 2600 км: верхняя и нижняя границы, частотный диапазон и АЧХ широкополосного канала из ДОР. Установлено, что верхняя граница ДОР в значительной степени зависит от частотного диапазона луча Педерсена; величина ДОР в дневное время в 1,5-2 раза больше, чем ночью; в весенний сезон величина ДОР на порядок больше, чем в осенне-зимний период. Экспериментально определены нормированные к МНЧ значения оптимальных рабочих частот узкополосных систем КВ связи. Экспериментально установлено, что ОРЧ в основном соответствует частотам из ДОР. АЧХ широкополосных каналов из ДОР демонстрировали существенные (до 20 дБ) вариации спектральной плотности мощности с масштабом 250-350 кГц, которые обусловлены интерференцией обыкновенной и необыкновенной магнитоионных компонент.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования РФ: № 3.4074.2017/ПЧ и грантов Российского фонда фундаментальных исследований: № 18-07-01376, № 19-07-00629.

Список литературы

1. Иванов, В.А. Зондирование ионосферы и декаметровых каналов связи сложными радиосигналами / В.А. Иванов, Н.В. Рябова, Д.В. Иванов // Вестник МарГТУ – Сер.: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. – 2010. – № 1. – С 3 -37.
2. Иванов, В.А. Диагностика функции рассеяния декаметровых узкополосных стохастических радиоканалов / В.А. Иванов, Н.В. Рябова, И.Е. Царев // Радиотехника и электроника. – Т. 55. – № 3. М.: Академиздатцентр «Наука», – 2010. – С.285-291
3. Рябова Н.В. Исследование влияния моделей многолучёвости на структурные функции ионосферных декаметровых каналов радиосвязи / Иванов В.А., Рябова Н.В., Иванов Д.В., Сушенцов Р.А., Рябова М.И., Чернов А.А. // Вестник Поволжского государственного технологического университета. Серия: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. 2015. № 4 (28). С. 6-17.
4. Иванов Д.В. Методы и математические модели исследования распространения в ионосфере сложных декаметровых сигналов и коррекции их дисперсионных искажений: монография / Д. В. Иванов. - Йошкар-Ола: МарГТУ, 2006. – 268 с.
5. Ivanov, V. A., Ivanov, D. V., Ryabova, N. V., Ryabova, M. I., Chernov, A. A., & Ovchinnikov, V. V. (2019). Studying the parameters of frequency dispersion for radio links of different length using software-defined radio based sounding system. *Radio Science*, 54, 34–43. doi: 10.1029/2018RS006636
6. V. V. Ovchinnikov, N. V. Ryabova and A. A. Elsukov, "Adaptive HF Signal Detection Algorithm CFAR and Its Verification By Means of SDR Based Digital Ionosonde with USRP Platform," 2018 Systems of Signal Synchronization, Generating and Processing in Telecommunications (SYNCHROINFO), Minsk, 2018, pp. 1-5. doi: 10.1109/SYNCHROINFO.2018.8456970.

Том II, с. 206–208
УДК: 621.37+ 537.87

ПЕРЕДАЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ КОРОТКО-ИМПУЛЬСНОГО ИОНОЗОНДА

А. С. Сафиуллин, А. Д. Акчурин, Д. Ф. Хасанов

*Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18
E-mail: metskeysutemy@mail.ru*

Аннотация. Вертикальное зондирование является достаточно информативным методом исследования ионосферы при относительно небольшой излучаемой мощности. Одним из не полностью изученных явлений в слое F являются перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ). Особенно мало изученным является их среднеширотная и среднемасштабная разновидность или СМ ПИВ. Для того чтобы получить их полный 3D-портрет необходимо применение высокочастотных радаров некогерентного рассеяния, что экономически не является оправданным. Более того, большинство существующих радаров расположено в экваториальных или авроральных областях. В средних широтах такие радары либо отсутствуют, либо они недостаточно мощные для наблюдения СМ ПИВ. В такой ситуации оптимальным вариантом является вертикальное зондирование.

Ключевые слова: Слой F среднемасштабные перемещающиеся ионосферные возмущения (СМ ПИВ); вертикальное зондирование; ионозонд

POWER AMPLIFIER FOR SHORT-PULSE IONOSONDE

A. S. Safiullin, A. D. Akchurin, D. F. Khasanov

Abstract. Vertical sounding is a fairly informative method for studying the ionosphere at a relatively small radiated power. One of the incompletely studied phenomena in the F layer are traveling ionospheric disturbances (TIDs). Especially poorly studied is their medium-latitude and medium-scale kind, or MSTIDs. In order to obtain their full 3D-portrait, it is necessary to use highly costly incoherent scatter radars, which is not economically justified. Moreover, most of the existing radars are located in equatorial or auroral regions. In medium-latitudes, such radars are either absent or they are not powerful enough to observe the MSTIDs. In such a situation, the best option is vertical sounding.

Keywords: F layer; medium-scale traveling ionospheric disturbances (MSTIDs); vertical sounding; ionosonde

Введение

В данный момент существует несколько разновидностей приборов, позволяющих выполнять вертикальное зондирование, это коротко-импульсные ионозонды (излучение коротким импульсом в 40-50 мкс при излучаемой мощности в диапазоне 1 - 5 кВт на разных частотах), ЛЧМ зонды (с излучаемой мощностью от 10 до 100 Вт) [1], и промежуточные длинно-импульсные ионозонды с длительностью излученного импульса 533 мкс [2]. Считается, что ЛЧМ ионозонды являются более электромагнитно совместимыми, поскольку излучают малую мощность, и крайне эффективны в наклонном зондировании. По этой причине численность используемых коротко-импульсных ионозондов сокращается. Тем не менее, не решён вопрос, насколько эффективнее коротко-импульсные ионозонды регистрируют быстро протекающие процессы в ионосфере. По этой причине в Казанском университете поддерживается работоспособным коротко-импульсный ионозонд [3], так же как и dynasonde [4]. Этот ионозонд использует передающее устройство, содержащее 2 выходных ламповых каскада и морально устаревшую схему возбуждения и управления, оставшуюся с 80-х годов. Для того чтобы повысить надежность работы излучающего узла и наладить многоточечные приемные пункты, необходимо надежное, устойчивое и легко заменяемое передающее устройство на современной элементной базе для задач наблюдения короткоживущих явлений и среднеширотных СМ ПИВ.

Раскачивающий каскад передающего устройства

Используемый в настоящее время излучатель основан на двух каскадах радиоламп, имеет большое количество высоковольтных источников напряжения, и усилителей на биполярных транзисторах. Такая схема имеет множество недостатков – это устаревшая элементная база, низкая надежность. Для увеличения надёжности решено разработать новый передатчик на новой элементной базе с минимальным количеством радиоламп на выходном каскаде, оставив лишь один выходной ламповый каскад. В качестве основы для управляющей электроники выбрана микросхема ПЛИС. Такое решение значительно упрощает схему по сравнению с предыдущей реализацией на микросхемах ТТЛ серии (К155, К555). Выходной каскад радиоламп раскачивается (управляется) транзисторным каскадом с выходным сопротивлением близким к входному сопротивлению радиолампы. Этот каскад состоит из высоковольтных транзисторов с относительно небольшим током. Используемые ранее биполярные транзисторы с небольшим предельным напряжением и очень большим током (более 10 А) сложны в настройке и согласовании. Из ныне существующих транзисторов наиболее оптимально подходят карбидкремниевые (SiC) транзисторы [5], которые хотя и специально не были предназначены для подобных целей, но имеют в своем семействе высоковольтные и малоточные транзисторы, что подходит для поставленных задач.

Выходной ламповый каскад

Для нормальной работы выходных радиоламп излучающих сигнал с размахом 4 кВ необходимо раскачивающее напряжение в 600 В и более в диапазоне частот 1-10 МГц. Разрабатываемая схема, управляющая выходным каскадом радиоламп, стабильно выдает синусоидальный сигнал с амплитудой от 700 В до 500 В в диапазоне частот 4-10 МГц на нагрузке в 150 Ом (имитирующая входное сопротивление выходного каскада радиоламп). Работы над поиском оптимального по мощности и стабильности режима для схемы продолжаются. В данный момент ведутся работы по отладке схемы выходного каскада подключенного к раскачивающему каскаду. На рисунке 1 приведена блок-схема передающего устройства.

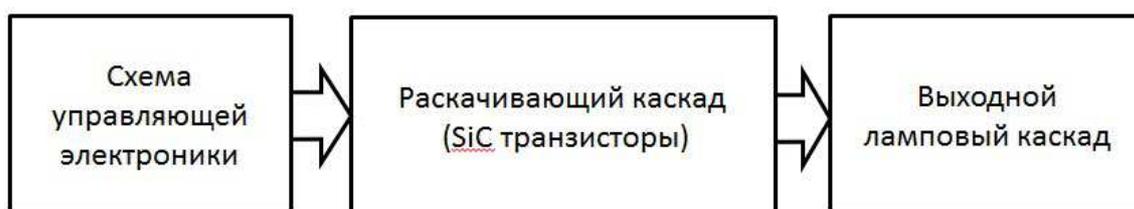


Рис. 1. Блок-схема передающего устройства для коротко-импульсного ионозонда

Заключение

Представлена организация схемы усилителя мощности для передающей части коротко-импульсного ионозонда состоящего из двух каскадов (раскачивающего и выходного лампового каскада) Схема раскачивающего каскада полностью отлажена и выдает синусоидальный сигнал с амплитудой от 700 В до 500 В в диапазоне частот 4-10 МГц на нагрузке в 150 Ом (имитирующая входное сопротивление выходного каскада радиоламп). Схема выходного лампового каскада на данный момент находится на стадии отладки.

Благодарности

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского (Приволжского) федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров.

Список литературы

1. Иванов В.А. ЛЧМ-ионозонд и его применение в ионосферных исследованиях / В.А. Иванов, В.И. Куркин, В.Е. Носов, В.П. Урядов, В.В. Шумаев // Известия Вузов. Радиофизика. – 2003. – Т. 46, № 11. – С. 919–952.
2. Reinisch В.W. Advancing digisonde technology: the DPS-4D / В.W. Reinisch, I.A. Galkin, G.M. Khmyrov et al. // Radio Sounding and Plasma Physics, AIP Conf. Proc. 974. – 2008. P. 127–143.
3. Акчурина А.Д., Юсупов К.М. Система управления ионозонда "ЦИКЛОН". // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. – 2010. – № 108. – С. 49-56.
4. Rietveld M.T. The Tromso dynasonde / M.T. Rietveld, J.W. Wright, N. Zobotin, M.L.V. Pitteway // Polar Science. – 2008. – Vol. 2, N 1. – P.55–71.
5. Лебедев А., Сбруев С. SiC-электроника: прошлое, настоящее, будущее // ЭЛЕКТРОНИКА: Наука, Технология, Бизнес – 2006. –№ 5. – С. 28 – 41.

Том II, с. 209–213

УДК 621.371.3 + 550.388.2

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СУТОЧНОГО ИЗМЕНЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА УДЛИНЕНИЯ ТРАСС ПО СИГНАЛАМ НАКЛОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ТРАСС РОССИЙСКОЙ СЕТИ ЛЧМ ДИАГНОСТИКИ ИОНОСФЕРЫ

**В. В. Шумаев^{1,4}, А. Г. Чернов¹, А. А. Колчев^{2,3}, И. А. Егошин³, П. В. Крауз⁴,
В. П. Ржаницын⁴, Д. Д. Рогов⁵, Н. Ф. Благовещенская⁵, А. Е. Недопекин³**

¹ООО «СИТКОМ», 424031, г. Йошкар-Ола, ул. Вознесенская, 74, оф. 42

E-mail: shvvladimir@mail.ru

²Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

E-mail: kolchevaa@mail.ru

³Марийский государственный университет, 424000, г. Йошкар-Ола, пл. Ленина, 1

⁴ОАО «НПК НИИДАР», 127083, г. Москва, ул. 8 Марта, д. 10, строение 5

⁵ФБГУ АНИИ, 199397, г. Санкт-Петербург, ул. Беринга, 38

Аннотация. Представлены результаты экспериментального исследования коэффициента удлинения трасс различной протяженности и географической ориентации с использованием наклонного зондирования непрерывным ЛЧМ сигналом. Полученные результаты, в совокупности с характеристиками средств наклонного зондирования и корректируемой модели ионосферы, позволяют повысить точность регистрации координат воздушных целей обнаруженных ЗГ РЛС.

Ключевые слова: ионосфера, наклонное зондирование ионосферы, линейно-частотно-модулированные сигналы, коэффициент удлинения трасс

THE STUDY RESULTS OF THE DAILY CHANGE IN THE COEFFICIENT OF PATHS EXTENSION WITH THE HELP OF OBLIQUE SOUNDING SIGNALS OF THE RUSSIAN CHIRP NETWORK OF IONOSPHERE DIAGNOSTICS

**V. V. Shumaev, A. G. Chernov, A. A. Kolchev, I. A. Egoshin, P. V. Krauz, V. P. Rzhantsyn,
D. D. Rogov, N. F. Blagoveschenskaya, A. E. Nedopekin**

Abstract. The results of an experimental study of the coefficient of elongation of short-wave radio paths of various lengths and geographical orientations using an inclined sounding using a continuous linear-frequency-modulated signal are presented. The results obtained, together with the characteristics of the means of oblique sounding and the corrected model of the ionosphere, make it possible to increase the accuracy of recording the coordinates of aerial targets detected by the OTHR.

Keywords: ionosphere, oblique sounding of the ionosphere, linear-frequency-modulated signals, path extension ratio

Введение

В ЗГ РЛС существует проблема установления точных координат обнаруженных воздушных целей (ВЦ), вызванная многими факторами, к основным из которых относятся: регулярные изменения (суточные, сезонные) условий ионосферного распространения радиоволн и случайные, связанные с возмущениями различной природы. Известны различные методы решения этой проблемы, основным из которых является применение адаптивных ионосферных моделей, корректируемых по сетевым данным характеристик ионосферы. Одной из основных характеристик является коэффициент удлинения трасс K_τ , определяемый как отношение дальности по лучу к дальности по земле $K_\tau = D_{ray}/D_{earth} = c\tau_p/D_{earth}$ [1]. Например, этот метод реализован в

системе управления австралийской сети ЗГ РЛС Jindalee (JORN), который базируется на использовании сетевых данных НЗ ионосферы непрерывными широкополосными ЛЧМ сигналами, при излучении из удаленной точки и приемом в точке стояния ЗГ РЛС [2]. Аппаратура зондирования ионосферы сигналами с ЛЧМ имеет высокую помехоустойчивость, высокое разрешение по времени группового распространения (ВГР), что делает ее перспективным инструментом измерений и анализа при решении задач ЗГ РЛС.

Целью проводимого экспериментального исследования является получение информации о суточном изменении K_{τ} на трассах различной протяженности и географической ориентации.

Экспериментальные данные, результаты и их анализ

Для измерения ВГР были выбраны экспериментальные данные зондирования за февраль 2016 г. (число Вольфа $W = 51$) и март 2014 г. (число Вольфа $W = 114$), полученные базовой радио приемопередающей станцией (БРПДС) зондирования ионосферы сигналами с ЛЧМ на трех трассах: геофизическая станция (ГФС) «Диксон» – ООО «СИТКОМ» (протяженность 2372 км), ГФС «Салехард» – ООО «СИТКОМ» (1476 км) и ГФС «Горьковская» – ООО «СИТКОМ» (1148 км) (рис. 1а). Для вычисления K_{τ} , на ионограммах измерялось минимальное значение ВГР (τ_p) сигнала односкачковой моды $1F2$.

Трасса «Диксон» – ООО «СИТКОМ». На рис. 1(б-г) представлены графики изменения во времени следующих характеристик ионосферной радиолинии ГФС «Диксон» – ООО «СИТКОМ» за 27 (рис. 1б) и 28 (рис. 1в) февраля 2016 года соответственно: наименьшая наблюдаемая частота (ННЧ) – кривые (y_{11} , y_{21}) синего цвета; максимальная наблюдаемая частота (МНЧ) – кривые (y_{12} , y_{22}) светло-зеленого цвета; частота (f_{τ}), на которой измерялось ВГР (τ_p) односкачкового луча через область F2 ионосферы ($1F2$) – кривые (y_{14} , y_{24}) розового цвета; значение K_{τ} – кривые (k_2 , k_3) красного цвета. На рисунках вертикальными штриховыми линиями показаны значения времени для средней точки радиолинии ($65^{\circ} 52' 46''$ N; $58^{\circ} 53' 57''$ E), когда она полностью освещена солнцем (утро 4 UT, начало освещения 1 UT) и начало её затемнения (вечер 13 UT, полностью затемнена 16 UT). Параметры радиолинии измерялись каждые полчаса. Надежное распространение радиосигнала на радиолинии наблюдалось с 2.5 UT до 17.5 UT.

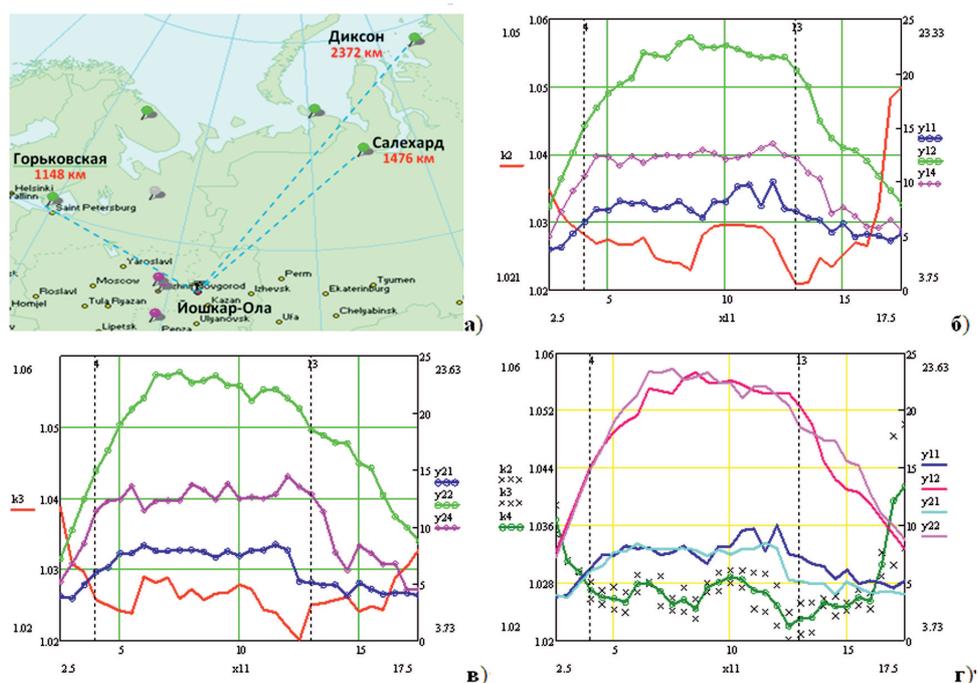


Рис. 1. Графики изменения характеристик радиолинии ГФС «Диксон» – ООО «СИТКОМ».

В другие дни 20-х чисел февраля 2016 г. в нескольких временных точках (утро, день, вечер) проводились контрольные измерения параметров радиолинии «Диксон» – ООО «СИТКОМ», значения которые укладывались в диапазоны измерения за двое суток. Результаты обработки представлены в таблице 1. Все измеренные параметры и расчетные данные представлены в трех временных интервалах: утро – с 2.5 UT до 4 UT, день – с 4.5 UT до 13 UT и вечер с 13.5 UT до 17.5 UT. Прохождение сигнала на трассе «Диксон» – ООО «СИТКОМ» наблюдалось с 2.5 UT до 18.5 UT. Были рассчитаны средние значения всех параметров за все сутки в эти временные интервалы и за сутки. На рис. 1г представлены графики изменения во времени средних параметров ионосферной радиолинии ГФС «Диксон» – ООО «СИТКОМ» за двое суток. Здесь значение K_T - кривая ($k4$) зеленого цвета, а крестиками указан «разброс» измеренных значений за несколько суток. Из графиков видно, что утром (на восходе солнца) K_T уменьшается, а вечером (на закате) K_T резко возрастает. Среднее значение K_T : на восходе ~ 1.031 , днем ~ 1.0262 и вечером ~ 1.029 . Разность между максимальным и минимальным значениями K_T за два дня наблюдения составляет величины: в утренние часы ~ 0.009 , днем – 0.0063 и вечером – 0.025. Разность между максимальным и минимальным значениями K_T для среднего значения K_T составляет величины: в утренние часы ~ 0.0004 , днем ~ 0.0006 и вечером ~ 0.004 .

Таблица 1

Трасса Диксон – Йошкар-Ола протяженностью 2372 км								
Дата	K_T восход	K_T день	K_T заход	K_T общ	f_T восход	f_T день	f_T заход	f_T общ
27.02.2016	1.0308915	1.0266268	1.0309688	1.0284377	7.965	12.419	7.361	10.376
28.02.2016	1.0312709	1.0256924	1.0269781	1.0267855	7.995	12.857	7.103	10.559
Ср. два дня	1.0310812	1.0261596	1.0289734	1.0276116	7.98	12.638	7.232	10.468
Трасса Салехард – Йошкар-Ола протяженностью 1477 км								
27.02.2016	1.0569567	1.0504009	1.0566012	1.053	5.62	9.277	3.413	6.753
Трасса Горьковская – Йошкар-Ола протяженностью 1149 км								
12.03.2014	1.079727	1.0548722	1.1049736	1.1049736	–	–	–	–
20.03.2014	1.0715871	1.056461	1.0893468	1.068464	–	–	–	–
Ср. два дня	1.07565705	1.0556666	1.0971602	1.0710376	–	–	–	–

Трасса «Салехард» – ООО «СИТКОМ». На рис. 2 представлен график изменения во времени параметров ионосферной радиолинии ГФС «Салехард» – ООО «СИТКОМ» за 27 февраля 2016 года. Здесь также как и для трассы «Диксон» – ООО «СИТКОМ» показаны графики: ННЧ – кривая ($y31$) синего цвета, МНЧ – кривая ($y32$) светло-зеленого цвета, частота (f_T) – кривая ($y34$) розового цвета и значение K_T – кривая ($k5$) красного цвета. На рис. 2 вертикальными штриховыми линиями показаны значения времени для средней точки радиолинии ($61^\circ 53' 12''$ N; $55^\circ 45'$ E), когда она полностью освещена солнцем (утро 4 UT, начало освещения 1 UTC) и начало её затемнения (вечер 13.5 UT, полностью затемнена 16.5 UT). Характеристики ионосферы радиолинии измерялись каждые полчаса.

Результаты обработки представлены в таблице 1. Из графика видно, что утром (на восходе солнца) K_T уменьшается, а вечером (переходя в ночь) K_T резко возрастает. Значения K_T приведены в таблице 1. Среднее значение K_T : на восходе 1.057, днем 1.0504 и вечером 1.0566. В течение времени, когда трасса была освещена (день) наблюдаются колебания значения K_T от ионограммы к ионограмме, достигающие 0,5-1,5% от среднего значения. Скорее всего, это вызвано прохождением ПИВ, который меняет высоту отражающего ионосферного слоя F2 и его электронную концентрацию. Возможны ошибки измерения оператором днем, когда появляется слой F1, «опускающий» минимум времени распространения моды 1F2 (см. рис. 3).

Трасса «Горьковская» – ООО «СИТКОМ». На рис. 4 представлены графики изменения во времени параметров ионосферной радиолинии ГФС «Горьковская» – ООО «СИТКОМ» за 12 и 20 марта 2014 года. На графиках те же обозначения, что и для рассмотренных двух трасс. Результаты обработки показаны в таблице 1. Все измеренные параметры и расчетные данные представлены в трех временных интервалах: утро – с 4 мск. до 9 мск., день – с 10 мск. до 21

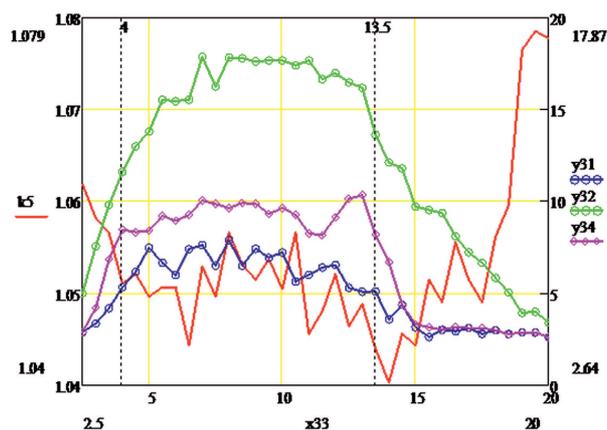


Рис. 2. Радиолиния «Салехард» – «СИТКОМ».

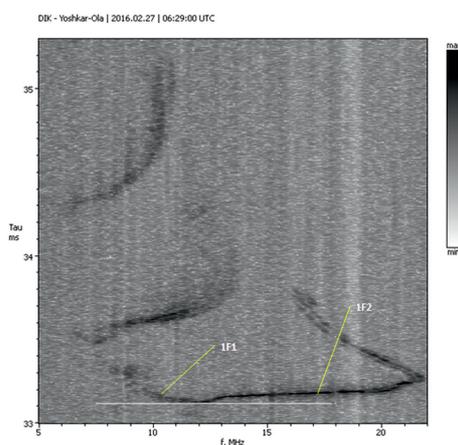


Рис. 3. Ионограмма.

мск. и вечер с 22 мск. до 27 мск. (3 мск. следующего дня). Координаты средней точки трассы: $58^{\circ} 46' 37''$ N; $39^{\circ} 6' 14''$ E. Характеристики ионосферы радиолинии измерялись каждый час.

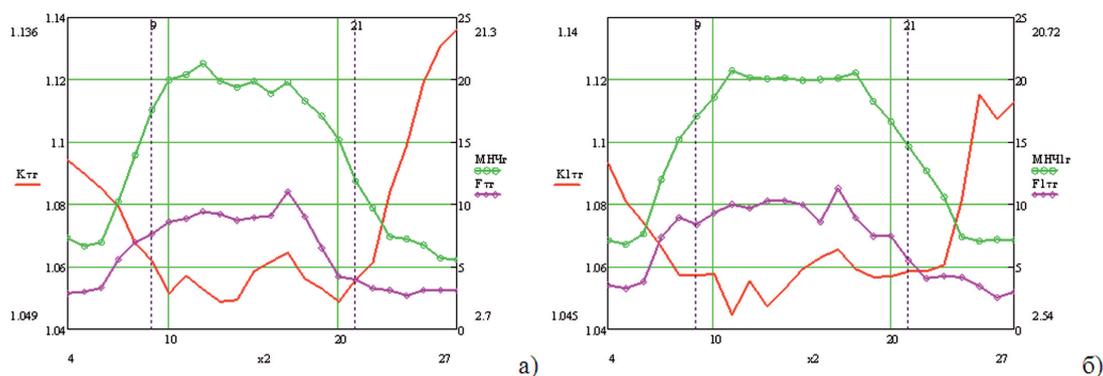


Рис. 4. Радиолиния ГФС «Горьковская» – ООО «СИТКОМ».

Сравнивая значения K_T для трасс различной протяженности заключаем: чем короче трасса, тем больше разность значений K_T для утренних, вечерних (терминатор) и ночных (полностью затемненных) часов к значениям K_T для дневных (полностью освещенных) часов.

Заключение

Проведенный анализ позволяет сформулировать следующие основные свойства наблюдаемых вариаций K_T для трасс НЗ, протяженностью 1100 км, 1500 км, 2400 км северо-восточной

(западной) ориентации, с координатами средней точки отражения от 58° N до 65° N, с отражением от слоя F2:

1. При освещенной трассе (день) наблюдаются колебания значения K_T достигающие 0,5-1,5% от среднего значения. Это может быть вызвано влиянием ПИВ, которые меняют высоту отражающего ионосферного слоя F2 и его электронную концентрацию.
2. В утренние (восход солнца) и вечерние (заход солнца) часы изменения K_T превышают 2% и 3% соответственно, что связано с естественным изменением высот отражения слоя F2.
3. Чем короче трасса, тем более резко выражены изменения K_T на временных интервалах утро-день-вечер.
4. Неправильные оценки численных значений K_T могут приводить к систематическим ошибкам определения дальности от 20 до 70 км в зависимости от протяженности трассы и времени суток.

Список литературы

1. Крауз П. В., Попова Л. А., Ржаницын В. П. Алгоритм адаптации ЗГ РЛС к геофизическим условиям с использованием сигналов ВНЗ и корректируемой модели ионосферы // Материалы конференции РРВ-25. 2016. – С. 277-280.
2. Earl G. F., Ward B. D. The frequency management system of the Jindalee over-the-horizon backscatter HF radar // Radio Science. – 1987. – Vol. 22. P. 275-291.

Том II, с. 214–217

УДК: 538.86

ОЦЕНКА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ

И. В. Скворцов, Р. Р. Латыпов, Р. Ф. Бабаев, Р. Р. Насертдинов

Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

E-mail: skvorcov.ilya@mail.ru

Аннотация. В настоящее время существует мировой стандарт IEC-61967-3, позволяющий проводить измерения от печатной платы в ближней зоне с помощью специальной системы измерений, позволяющий реализовать планарный способ сканирования электромагнитного излучения. Достоинствами такого подхода являются точность измерений, отсутствие специальных требований к измерениям и относительная простота реализации. По этим причинам для измерения электромагнитного излучения от излучающей структуры все чаще используется планарный способ сканирования. Однако, в таком подходе необходимо учитывать различные рода влияния, которые оказывают влияние на исходное излучение. В данной статье приводятся оценки влияния различных факторов на исходное излучение от печатной платы.

Ключевые слова: печатная плата; ближняя зона; микрополосковая линия; планарный способ сканирования

EVALUATION OF ELECTROMAGNETIC RADIATION FROM A RADIATING STRUCTURE IN THE NEAR FIELD

I. V. Skvortsov, R. R. Latypov, R. F. Babaev, R. R. Nasertdinov

Abstract. There is the international standard IEC-61967-3, which allows measurements from the printed circuit board in the near field using a special measurement system that allows you to implement a planar method for scanning electromagnetic radiation. The advantages of this approach are the accuracy of measurements, the absence of special requirements for measurements and the relative ease of implementation. For these reasons, planar scanning is increasingly used to measure electromagnetic radiation from the radiating structure. However, in this approach it is necessary to take into account various kinds of effects that affect the original radiation. This article provides estimates of the influence of various factors on the original radiation from a printed circuit board.

Keywords: printed circuit board; near zone; microstrip line; planar scanning method

Введение

Электромагнитное излучение от излучающей структуры в ближней зоне имеет ряд преимуществ по сравнению с измерениями в дальней зоне: отсутствие необходимости использования безэховой камеры, точность измерения [1]. С целью проведения измерений в ближней зоне используется система сканирования электромагнитного излучения. Существуют три способа сканирования излучающей структуры: планарный, цилиндрический, сферический. Наиболее предпочтительным способом является планарный способ сканирования в силу простоты его реализации и калибровки [2].

Содержание доклада

Для реализации планарного способа сканирования была изготовлена экспериментальная установка, схема которой изображена на рис. 1.

В экспериментальной установке одним из основных элементов является измерительный пробник. Данный пробник представляет собой магнитную петлевую антенну, измеряющую магнитную составляющую поля. Для измерения электрической составляющей может использоваться monopольная антенна. Пробник перемещается вдоль плоскости сканирования, параллельной плоскости излучающего объекта. Перемещение осуществляется с помощью шаговых двигателей.

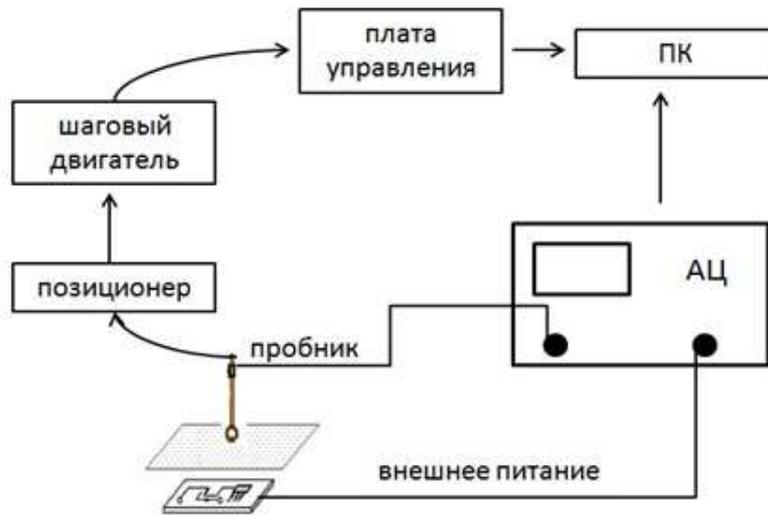


Рис. 1. Экспериментальная установка, реализующая планарный способ сканирования

Для смещения пробника, установленному на каретке, с платы управления подается специальный G-код, позволяющий управлять шаговыми двигателями. Соединение между ПК и платой управления осуществляется с помощью USB. Величина поля, измеренная с помощью пробника, показывается на анализаторе цепей, который осуществляет измерения S_{21} параметра в каждой точке измерения. Соединение между анализатором цепей и ПК осуществляется с помощью интерфейса LAN. В ПК формируется матрица измерений, где каждый элемент это значения параметра S_{21} в точке наблюдения. В данном случае S_{21} имеет вид:

$$S_{21} = \frac{V_{in}}{V_{out}}. \quad (1)$$

где V_{in} – значение напряжения на входе микрополосковой линии, V_{out} – значение напряжения на измерительном пробнике. В эксперименте измеряется напряженность магнитного поля в заданной точке в плоскости сканирования. Однако при получении значения напряженности пробником величина преобразуется в значение напряжения на выходе пробника. Зная что

$$V_i = C \cdot H_i = C \cdot H_{0i} \cdot (1 - r) \quad (2)$$

где H_{0i} – значение напряженности поля без влияния пробника. Необходимо определить значение коэффициента пропорциональности C . Определить значение коэффициента пропорциональности C можно из следующего выражения:

$$C = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{V_i}{H_i}}{N} \quad (3)$$

где V_i – значение напряжения на выходе пробника в точке измерения, H_i – значения напряженности поля в точке измерения, N – число точек измерения. Для валидации эксперимента была изготовлена микрополосковая линия. Характеристики линии приведены в Табл. 1.

Размеры в микрополосковой линии приведены в Табл. 2.

Результаты эксперимента и модели приведены только для компоненты H_x на рис. 2-3.

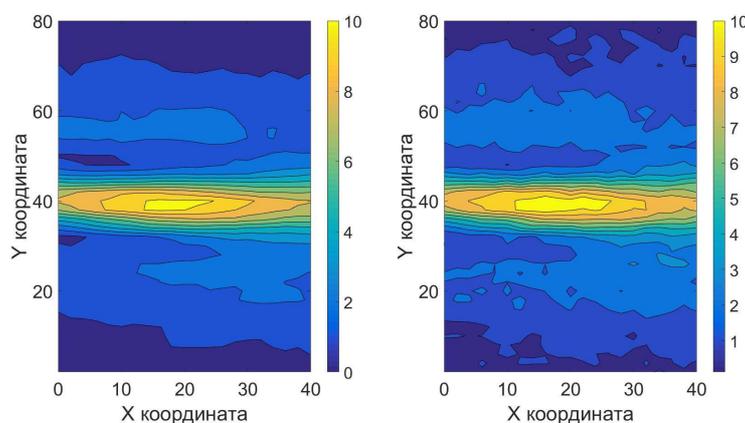
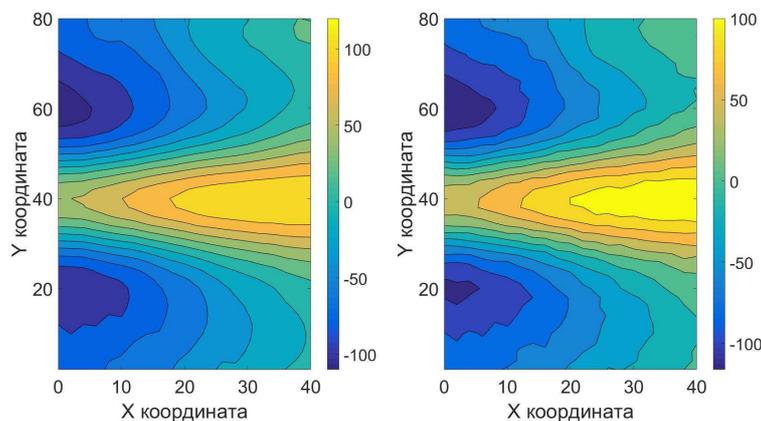
Из рис. 2-3 видно, эксперимент достаточно хорошо подтверждает модельные результаты. Полученные результаты хорошо согласуются с теорией. Действительно, максимум значения излучения приходится на самую линию, если петлевая антенна расположена перпендикулярно самой линии [3]. Основными факторами, влияющими на исходное излучение являются: влияние

Таблица 1. Параметры сканирования микрополосковой линии

1.	Высота сканирования, мм	12
2.	Площадь сканирования, мм	80 × 40
3.	Число точек измерения	80 × 40
4.	Шаг измерения, мм	1
5.	Частота измерения, ГГц	1

Таблица 2. Размеры микрополосковой линии

1.	Размер FR-4, мм	80 × 40 × 1.5
2.	Размер микрополосковой линии, мм	40 × 2.8

Рис. 2. Амплитуда компоненты H_x (мА/м) А) модель Б) экспериментРис. 3. Фаза компоненты H_x (градусы) А) модель Б) эксперимент

пробника, влияние каркаса на котором расположена каретка с пробником.

А) *Влияние каркаса на исходное излучение.* Каркас представляет собой куб внутри которого помещена микрополосковая линия. Наверху каркаса располагается каретка на которой расположен измерительный пробник. Каркас представляет собой держатель для каретки. Учет влияния каркаса проводился с помощью САПР Ansys HFSS. В результате моделирования были получены две матрицы: матрица без учета влияния каркаса и с его влиянием. Результаты влияния каркаса приведены на рис. 4.

На рис. 4 изображены столбцы двух матриц: матрицы излучения от структуры без каркаса и с каркасом. Разница между исходным излучением и искаженным составляет 9.8%.

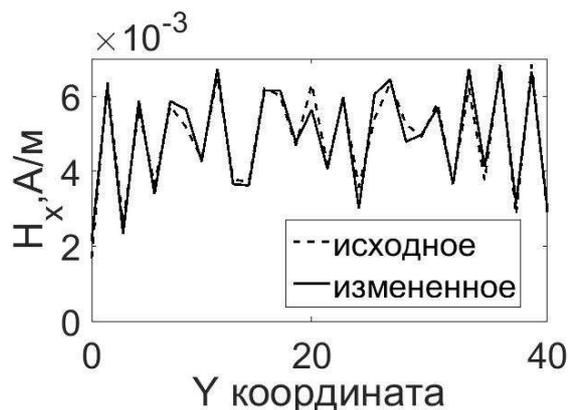


Рис. 4. Результаты влияния каркаса на исходное излучение

Б) *Влияние измерительного пробника на исходное излучение.* Измерительный пробник производит измерение магнитной составляющей излучения в точке наблюдения. Измерительный пробник также оказывает влияние на исходное излучение. Результаты влияния приведены на рис. 5.

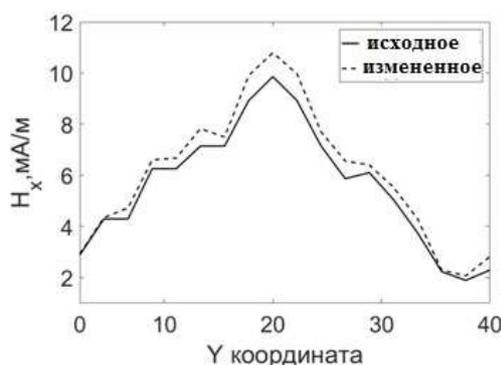


Рис. 5. Результаты влияния пробника на исходное излучение

На рис. 5 изображены столбцы двух матриц: матрицы излучения от структуры без учета пробника и с пробником. Результат на рис. 5 соответствует положению пробника в центре линии и его влияние уменьшается с расстоянием. Разница между исходным излучением и искаженным составляет 3.7%.

Заключение

Планарный способ сканирования является наиболее предпочтительным способом сканирования излучения от излучающей структуры в ближней зоне в силу высокой точности измерения и простоте реализации. Однако необходимо учитывать некоторые факторы, влияющие на исходное излучение: влияние пробника, влияние каркаса. Оценки влияния приведены в статье.

Благодарности

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского (Приволжского) федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров

Список литературы

1. Yaghjian Arthur. An overview of near-field antenna measurements // IEEE Transactions on antennas and propagation.–1986.–Vol. 34, no. 1.–P. 30-45.
2. Kerns DM. Analytical techniques for the correction of near-field antenna measurements made with an arbitrary but known measuring antenna // Abstracts URSI-IRE Meeting.–1963.–P. 6-7.
3. Bianco B. Frequency Dependence of Microstrip Parameters // Alta Frequenza.–1974.–P. 413-416.

Том II, с. 218–221

УДК: 621.371.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ВАРИАЦИЙ ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ ТЕРРИТОРИИ УРАЛЬСКОГО ФЕДЕРАЛЬНОГО ОКРУГА РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ ПО ДАННЫМ 2015, 2016 И 2017 ГОДОВ

А. В. Зуев, А. А. Чернов, Е. В. Катков

Поволжский государственный технологический университет, г. Йошкар-Ола, по Ленина, 3

E-mail: ZuevAV@volgatech.net, ChernovAS@volgatech.net, KatkovEV@volgatech.net

Аннотация. В ходе исследования навигационные файлы GPS/ГЛОНАСС, полученные с радионавигационных приемников УФО, были обработаны для получения информации о вариациях ПЭС радионавигационного сигнала. Построены временные зависимости вариаций ПЭС, проведен анализ зависимости от магнитных бурь. Проанализированы графики зависимости ПЭС и графики пространственного распределения медианного значения ПЭС. Анализ проводился для данных 2015, 2016 и 2017 годов.

Ключевые слова: ионосфера, ПЭС, GPS, Глонасс

STUDYING THE VARIATIONS OF THE TOTAL ELECTRON CONTENT ONTO THE TERRITORY OF THE URAL FEDERAL DISTRICT RUSSIAN FEDERATION BASED ON THE DATA 2015, 2016 AND 2017

A. V. Zuev, A. S. Chernov, E. V. Katkov

Abstract. In the course of the study, GPS / GLONASS navigation files obtained from UFD radio navigation receivers were processed to obtain information on variations of the TEC of the radio navigation signal. The time dependences of TEC variations are plotted, and the dependence on magnetic storms is analyzed. Analyzed graphs of PES and graphs of the spatial distribution of the median value of the PES. The analysis was conducted for data of 2015, 2016 and 2017.

Keywords: ionosphere, TEC, GPS, Glonass

Введение

Цель работы – экспериментально оценить влияние магнитных бурь на качество трансионосферного канала на территории Уральского федерального округа.

Для достижения данной цели необходимо выполнить следующие поставленные частные задачи:

- выполнить выбор аппаратной и программной части для проведения натурального эксперимента;
- провести анализ радионавигационных параметров при разных сезонах и в различных городах Уральского федерального округа.

Формула для определения ПЭС по фазовым измерениям на двух частотах [1, 2]:

$$I = \frac{1}{40,308} \frac{f_1^2 f_2^2}{f_1^2 - f_2^2} [(L_1 \lambda_1 - L_2 \lambda_2) + const_{1,2} + \sigma L], \quad (1)$$

где $L_1 \lambda_1$ и $L_2 \lambda_2$ – приращения фазового пути радиосигнала, вызванные задержкой фазы в ионосфере;

$L_1 = \Delta\varphi/2\pi$ и $L_2 = \Delta\varphi/2\pi$ – фазовые измерения GPS-приемника, выполненные на частотах f_1 и f_2 соответственно (целое и дробное число циклов π -фазы);

$const_{1,2}$ – неоднозначность фазовых измерений;

σL – ошибка измерения фазы.

Измерения фазы в системе *GPS* проводятся с высокой точностью, так что погрешность в определении ПЭС при 30-секундных интервалах измерений не превышает 10^{14} м^{-2} (0.01 TECU). TECU (Total Electron Content Unit) – это общепринятая единица измерения ПЭС, равная $10^{16} \text{ эл/м}^{-2}$.

Методика анализа

Главной задачей является сравнительный анализ полученных данных в Уральском федеральном округе на основе современных методов зондирования ионосферы сигналами навигационных систем *GPS/ГЛОНАСС*.

В качестве радионавигационных приемников использовались *Leica GR10 GNSS* – спутниковые геодезические приемники *Leica GR10 GNSS* специально разработанные для использования на постоянно действующих базовых станциях и позволяющие решать широкий круг задач.

Данные о состоянии магнитосферы Земли на территории Уральского федерального округа брались с сайта Физического института Российской академии наук .

Поскольку все города Уральского федерального округа находятся в разных широтах, а также имеют разные значения ПЭС, было решено провести их анализ и выявить закономерности.

Название станций и обозначение городов приведены в таблице 1.

Таблица 1. Обрабатываемые станции

Станция	Город	Широта	Долгота
<i>Chel</i>	Челябинск	55,154	61,4292
<i>Ekat</i>	Екатеринбург	56,4185	61,9329
<i>Kaur</i>	Каменск-Уральск	57,9194	59,965
<i>Tagl</i>	Тагил	57,1522	65,5272
<i>Tymn</i>	Тюмень	55,154	61,4292

К-индекс – это квазилогарифмический индекс (увеличивается на единицу при увеличении возмущенности приблизительно в два раза), вычисляемый по данным конкретной обсерватории за трехчасовой интервал времени. Индекс был введен Дж. Бартельсом в 1938 г. и представляет собой значения от 0 до 9 для каждого трехчасового интервала (0-3, 3-6, 6-9 и т.д.) мирового времени. Для вычисления индекса берется изменение магнитного поля за трехчасовой интервал, из него вычитается регулярная часть, определяемая по спокойным дням, и полученная величина переводится в К-индекс.

По данным, полученным из программ, были построены графики. Анализ был проведен для спокойных и возмущенных условий. Получилось 16 дней: 12 спокойных дней, при которых значения индекса геомагнитной возмущенности K_p не превышает 3 и 4 дня при $K_p > 5$ (то есть при наличии магнитной бури)

В качестве спокойных были выбраны 12 дней 2017 года, при которых значения индекса магнитных бурь K_p не превышало 3. Из трех дней каждого сезона, в которых ионосфера находилась в спокойном состоянии, был выбран один день с наименьшими «скачками» ПЭС для проведения дальнейшего анализа.

Интерпретация результатов

1. Анализ вариаций ПЭС в возбужденных условиях показал, что наименее активной ионосфера была в летний период 2017 года. Максимальную активность ионосфера в возбужденных условиях показала в осенний период 2017 года.
2. Проанализировав широтные зависимости максимальных значений ПЭС ионосферы от магнитных бурь в сутки за 2017 г., было замечено, что наибольшее влияние магнитных бурь на ионосферу происходит в городе Каменск-Уральский.

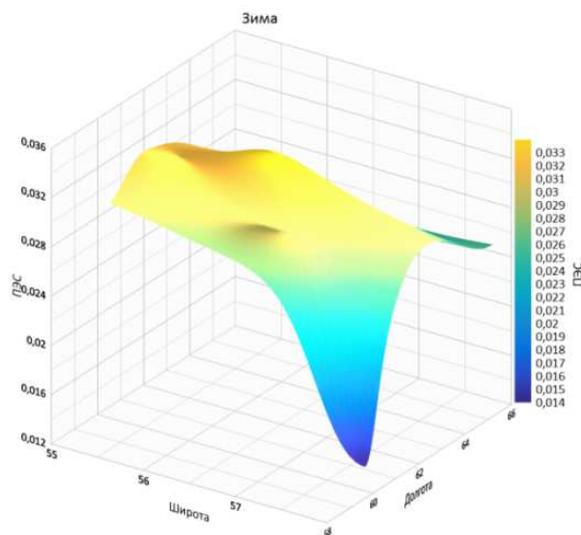


Рис. 1. Зависимость изменения ПЭС от географических координат городов Уральского федерального округа, 1 февраля 2017 года (возбужденный день).

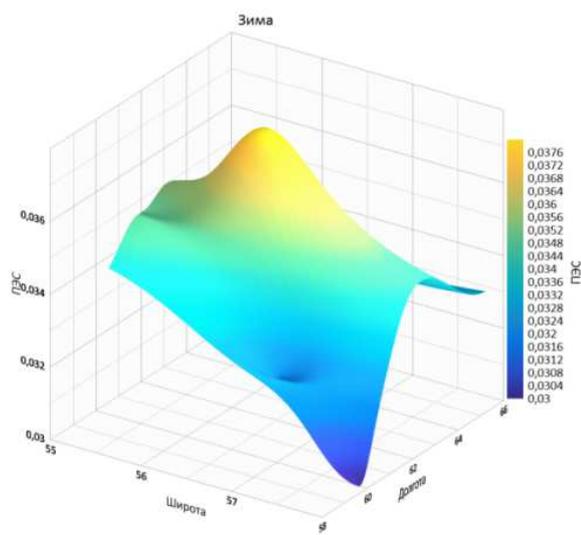


Рис. 2. Зависимость изменения ПЭС от географических координат городов Уральского федерального округа, 13 февраля 2017 года (спокойный день).

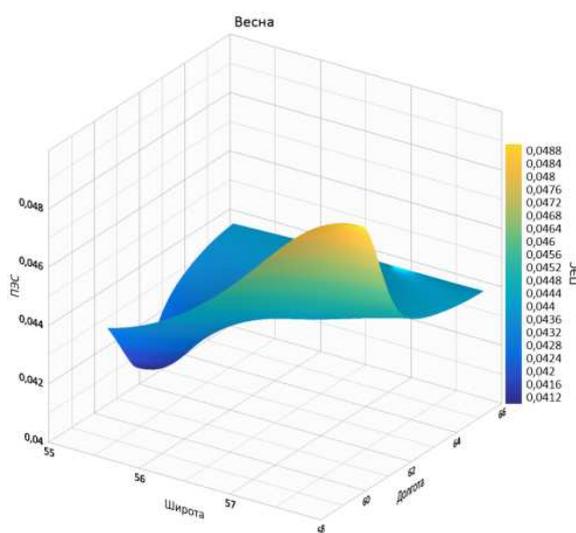


Рис. 3. Зависимость изменения ПЭС от географических координат городов Уральского федерального округа, 28 мая 2017 года (возбужденный день).

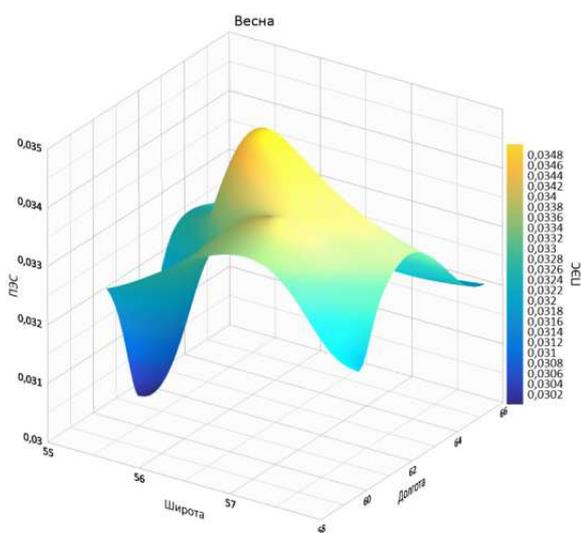


Рис. 4. Зависимость изменения ПЭС от географических координат городов Уральского федерального округа, 17 марта 2017 года (спокойный день).

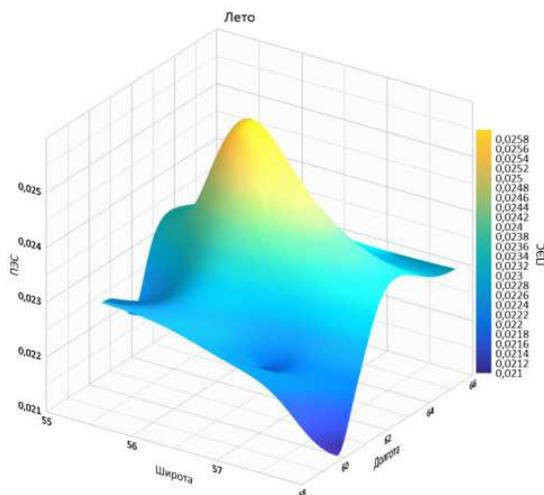


Рис. 5. Зависимость изменения ПЭС от географических координат городов Уральского федерального округа, 19 августа 2017 года (возбужденный день).

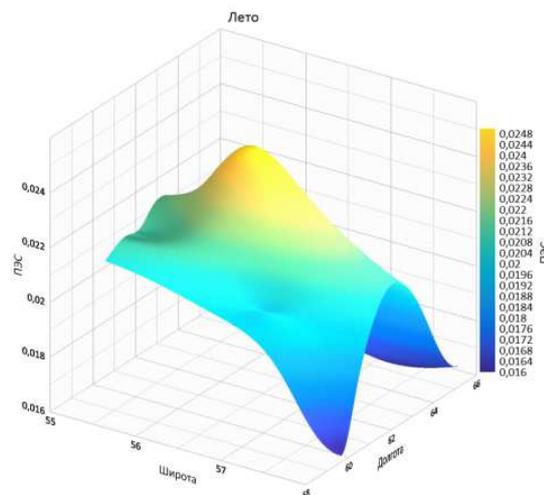


Рис. 6. Зависимость изменения ПЭС от географических координат городов Уральского федерального округа, 13 июля 2017 года (спокойный день).

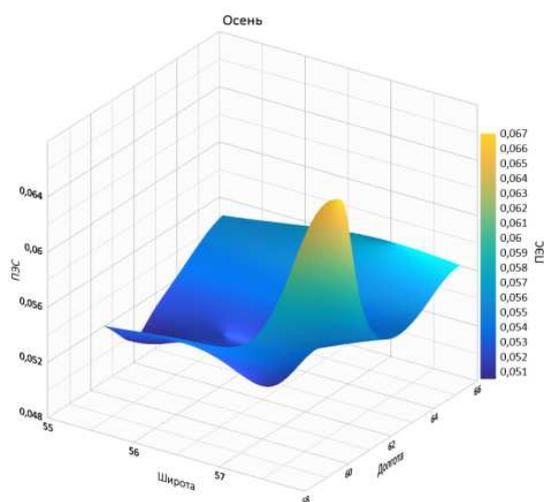


Рис. 7. Зависимость изменения ПЭС от географических координат городов Уральского федерального округа, 8 сентября 2017 года (возбужденный день).

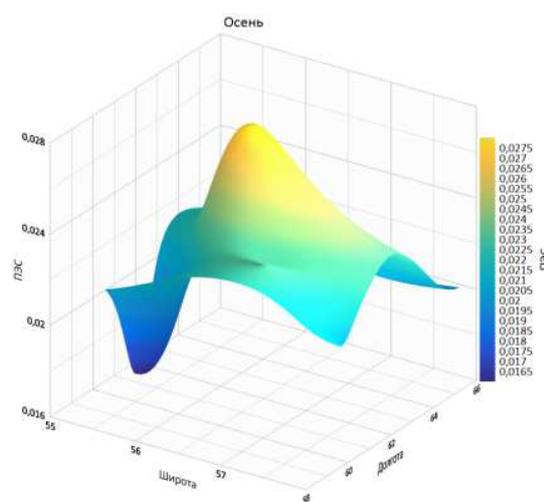


Рис. 8. Зависимость изменения ПЭС от географических координат городов Уральского федерального округа, 5 ноября 2017 года (спокойный день).

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования РФ: № 3.4074.2017/ПЧ и грантов Российского фонда фундаментальных исследований: № 17-07-01590, № 18-07-01377.

Список литературы

1. Афраймович, Э.Л. GPS–мониторинг верхней атмосферы Земли / Э.Л. Афраймович, Н.П. Первалова. – И.: ГУ НЦ РВХ ВСНЦ СО РАНН, 2006. – 480 с.
2. Афраймович, Э.Л. Геомагнитные возмущения и функционирование навигационной системы GPS / Э.Л. Афраймович, О.С. Лесюта, И.И. Ушаков // Геомагнетизм и аэронавигация. – 2002. – № 2. – С.220-227.

СЕКЦИЯ 7

Дистанционное зондирование атмосферы
и земных покровов, радиометеорология

Том II, с. 223–226

УДК: 550.372 + 621.371

ГЕОРАДАРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЕДОВОГО ПОКРОВА БАРГУЗИНСКОГО ЗАЛИВА

Ю. Б. Башкуев, В. Б. Хаптанов, М. Г. Дембелов

*Институт физического материаловедения, 670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6
E-mail: buddich@mail.ru*

Аннотация. Представлены результаты определения геоэлектрического разреза Баргузинского залива на оз. Байкал по данным георадарных и радиоимпедансных зондирований. Предложена методика донного электрического картирования прибрежной зоны акватории по удельному сопротивлению в рамках многослойной модели среды с плохо и хорошо проводящим основанием. Комплексная интерпретация георадарного и радиоимпедансного зондирований позволила получить подробную информацию о геоэлектрическом строении водной среды Баргузинского залива на оз. Байкал.

Ключевые слова: георадиолокация; радиоимпедансное зондирование; геоэлектрический разрез; озеро Байкал; Баргузинский залив; распространение радиоволн

GEORADAR STUDY OF THE ICE COVER OF THE BARGUZIN GULF

Yu. B. Bashkuev, V. B. Khaptanov, M. G. Dembelov

Abstract. The results of the study of the Barguzin Bay geoelectric profile on the lake Baikal according to GPR and radioimpedance soundings are presented. The technique of the bottom electric mapping of the coastal zone of the Barguzin Bay water area on the lake Baikal by resistivity within the framework of a multilayer medium model with a poorly and well conducting base is proposed. A comprehensive interpretation of radioimpedance and georadar soundings made it possible to obtain detailed information on the geoelectric structure of the aquatic environment of the Barguzin Bay on the lake Baikal.

Keywords: GPR; radioimpedance sounding; geoelectrical section; Lake Baikal; Barguzin Bay; radio wave propagation

Введение

Целью работы является определение параметров геоэлектрического разреза Баргузинского залива оз. Байкал по данным георадарных и СДВ-ДВ радиоимпедансных зондирований. Материалы статьи продолжают наши исследования электромагнитных характеристик оз. Байкал [1–3]. До этого исследования авторы работы имели опыт обширного исследования ледяного покрова оз. Байкал георадаром «Око-2» [4–6] с борта катера на воздушной подушке «Хивус» в районе дельты Селенги. Измерения проведены комплексом радиоволновых методов георадарного и радиоимпедансного зондирований. В районе исследований пройден георадарный профиль общей протяженностью 30 км. По результатам сверхдлинноволнового – длинноволнового (СДВ-ДВ) радиоимпедансного зондирования в 17 пунктах наблюдений определены поверхностный импеданс и геоэлектрический разрез прибрежной зоны акватории по удельному сопротивлению и диэлектрической проницаемости в рамках многослойной модели среды с плохо и хорошо проводящим основанием.

Георадарное исследование ледяного покрова Баргузинского залива

16-18 марта 2018 г. проведено исследование ледяного покрова Баргузинского залива по 30-км маршруту от пос. Максимиха до мыса Нижнее Изголовье полуострова Святой Нос по внешнему периметру Баргузинского залива. На рисунке 1 представлен маршрут измерений на фрагменте

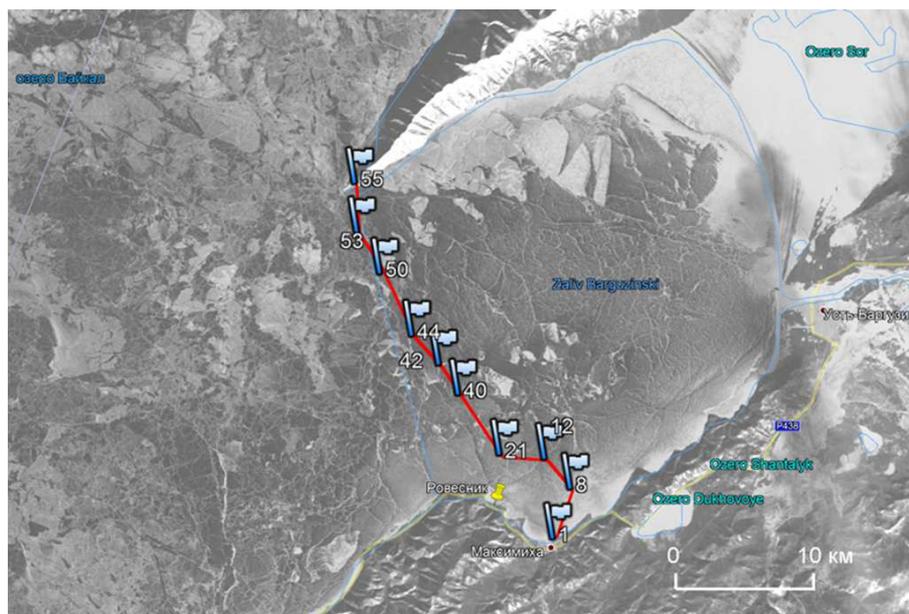


Рис. 1. Схема георадарного маршрута «Максимиха – мыс Н. Изголовье» через Баргузинский залив на фрагменте спутникового снимка ледовой обстановки 06.03.2018 г.

спутникового снимка ледовой обстановки в районе Баргузинского залива от 06.03.2018 г. Антенный блок АБ-1700 для георадара «Око-2» был закреплен на выносной деревянной балке впереди автомобиля УАЗ-452 на высоте 0,35 м от снежно-ледовой поверхности.

Толщина льда на маршруте профиля в основном составляла около 0,9 м, увеличиваясь до 0,95-1,0 м на мелководных участках вблизи южного и северного берегов залива (рисунок 2). В местах интенсивного торошения толщина льда увеличивалась до 1,2-1,4 м, есть небольшие участки уменьшения толщины льда до 0,5-0,6 м. Калибровочное зондирование льда с бурением скважины дало диэлектрическую проницаемость льда $\varepsilon = (c \cdot \Delta T / 2h)^2 = 3,4$, где $c = 3$ м/нс – скорость света, $h = 0,9$ м – толщина льда, $\Delta T = 11,06$ нс – время прохождения зондирующего импульса от верхней до нижней кромки льда и обратно. Удельное электрическое сопротивление (УЭС) льда составляет 100-200 и более тысяч Ом·м. Точное его значение прямыми измерениями пока не определено. Разработка метода измерений УЭС пресноводного льда представляет новую актуальную задачу. Концентрация солей в ледяном покрове озера изменяется от 18 до 2,5 мг/л (при минерализации воды 120 мг/л). В конце зимы при толщине льда около 1м распределение концентрации солей по высоте имеет минимум 2,5 мг/л в центральной и нижней части керна. Верхний слой 0-4 см имеет концентрацию 18 мг/л (для сравнения дистиллированная вода имеет концентрацию 10 мг/л и УЭС 2540 Ом·м). УЭС воды из керна льда при температуре 2°С изменяется от 1600 до 8700 Ом·м в слое 40-50 см. Верхний предел значительно выше УЭС бидистиллированной воды (4380 Ом·м). Следовательно, вода из байкальского льда почти не имеет примесей и близка по свойствам к бидистиллированной воде. УЭС байкальской воды при температуре 2°С составляет примерно 130-150 Ом·м.

На рисунке 3 приведены радарограммы льда в районе «становой» трещины и через калибровочную скважину. В обоих случаях фиксируется отсутствие отражения от нижней кромки льда.

Радиоимпедансные зондирования и их анализ

Радиофизическая задача определения геоэлектрического разреза прибрежной зоны Баргузинского залива решалась на основе анализа амплитудно-фазовой структуры электромагнитного поля в 17 пунктах наблюдения по данным метода радиоимпедансного зондирования [7]. Для измерений использованы электромагнитные поля СДВ-ДВ радиостанций. Селективный микровольтметр-фазометр ИПИ-300 измеряет частотную зависимость модуля δ и фазы φ поверхностного импеданса, по которым при решении обратной задачи для модели слоистой

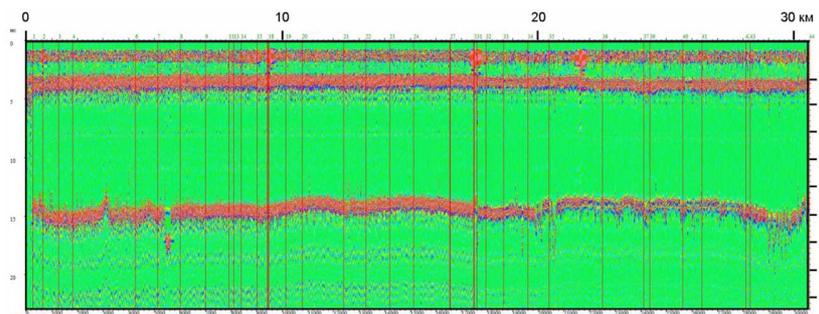


Рис. 2. Радарограмма толщины ледяного покрова на 30-км профиле через Баргузинский залив.

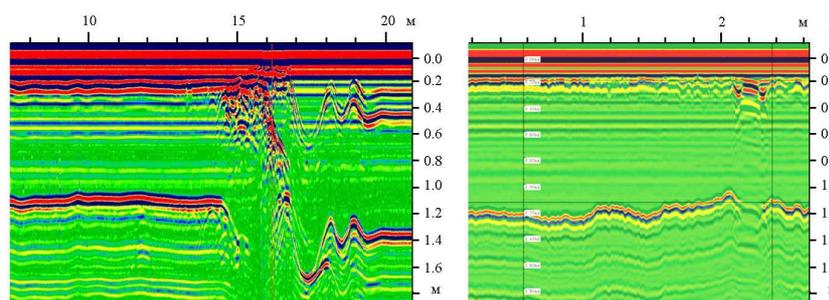


Рис. 3. а) Радарограмма «становой» щели; б) Радарограмма через калибровочную скважину.

среды находятся параметры геоэлектрического разреза (ρ_i , ϵ_i , h_i). Погрешности измерения модуля и фазы импеданса составляли $\pm 5\%$ и $2 \div 3\%$, соответственно. Для решения обратной задачи электромагнитного зондирования для слоистой полупроводящей среды, удовлетворяющей импедансным граничным условиям, был выбран метод регуляризации на основе гипотетического разреза [8]. Метод решения обратной задачи основан на минимизации сглаживающего функционала А.Н. Тихонова. По результатам измерений поверхностного импеданса и интерпретации радиоимпедансных зондирований построен геоэлектрический разрез (ГЭР) прибрежной части Баргузинского залива на глубину до 100 м (рис. 4). Поверхностный импеданс акватории в зимнее время зависит от глубины и электрических параметров льда и снега, воды, донных отложений, поэтому в диапазоне СДВ-ДВ акваторию следует рассматривать как многослойную среду «снег-лед-пресная вода-донные отложения». Слой льда оказывает существенное влияние на величину поверхностного импеданса акватории в диапазонах ДВ-СВ-КВ и УКВ. ГЭР «пресная вода - донный грунт» прибрежной зоны в летнее время определен как двухслойный типа $\rho_1 < \rho_2$ до расстояний не более 1 км от берега. Донные отложения ρ_2 представлены глыбово – валунно – галечниковыми отложениями с УЭС от 530 до 980 Ом·м. УЭС ρ_1 воды изменяется от 127 до 146 Ом·м.

Заключение

Определены геоэлектрический разрез прибрежной зоны акватории Баргузинского залива и диэлектрическая проницаемость пресноводного льда $\epsilon = 3,4$. Обосновано применение метода радиоимпедансного зондирования для донного электрического картирования прибрежной зоны акватории по удельному сопротивлению в рамках многослойной модели среды с плохо и хорошо проводящим основанием.

Благодарности

Доклад подготовлен по госбюджетному проекту «Распространение радиоволн в неоднородных импедансных каналах» и частично при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-47-030006).

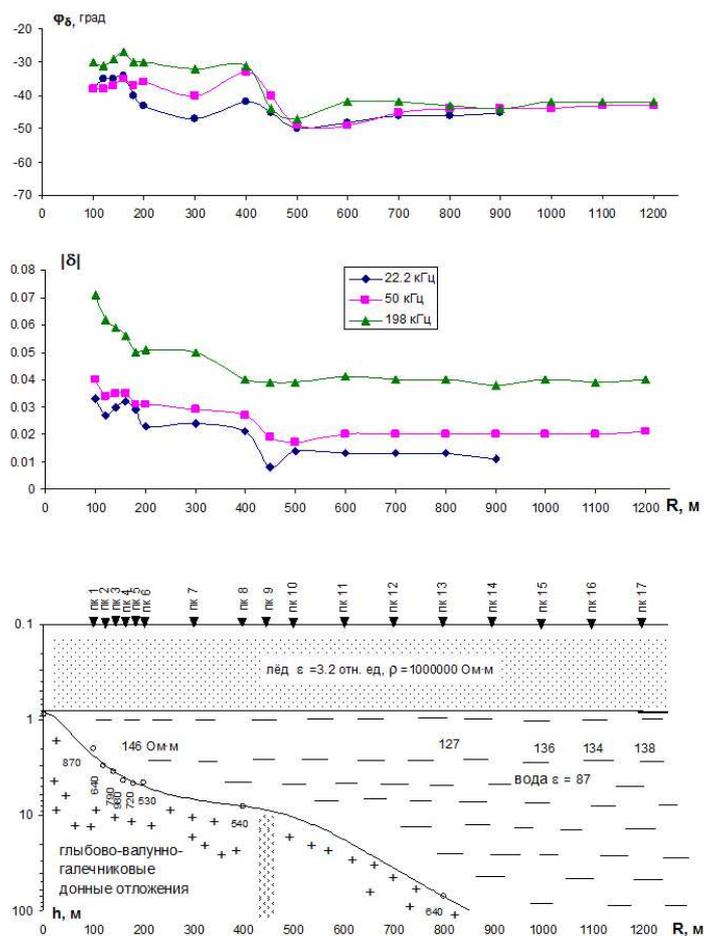


Рис. 4. Результаты измерений модуля δ и фазы φ поверхностного импеданса и их интерпретация на профиле «мыс Н. Изголоубье – полуостров Святой Нос».

Список литературы

1. Башкуев Ю.Б., Адвокатов В.Р., Хаптанов В.Б., Буянова Д.Г., Ангархаева Л.Х. Электромагнитные характеристики акватории оз. Байкал // Геология и геофизика. 1993. № 9. С. 118–126.
2. Тулохонов А.К., Гармаев Е.Ж., Башкуев Ю.Б., Ломухин Ю.Л., Хаптанов В.Б., Дембелов М.Г., Слипечук М.В., Доржиев Б.Ч., Очиров О.Н. Радиофизический мониторинг ледяного покрова озера Байкал // География и природные ресурсы. 2018. № 1. С.73-80.
3. Bashkuev Yu.B., Khaptanov V.B., Dembelov M.G., Angarkhaeva L.Kh, Boloev V.P. and Hayakawa M. Radioprobng of underground structure of the Failure Gulf, formed as a result of the M7.5 Tsagan earthquake // Physics and Chemistry of the Earth. 2006. V. 31. Issues 4-9. P. 210–214.
4. Владов М.Л., Старовойтов А.В. Введение в георадиолокацию. - М.: Издательство МГУ, 2004. 153 с.
5. Радиотехнический прибор подповерхностного зондирования (георадар) «Око-2». Техническое описание. Инструкция по эксплуатации. ООО «Логические Системы». Москва, 2006. 101 с.
6. GeoScan32. Иллюстрированное руководство пользователя - Раменское, Московский регион: ЛОГИС, 2013. 132 с.
7. Башкуев Ю.Б. Электрические свойства природных слоистых сред / Ю.Б. Башкуев. Новосибирск, Изд-во СО РАН, 1996. 207 с.
8. Ангархаева Л.Х. Свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ № 2002610893. Пакет программ «Импеданс» для решения задач радиоимпедансного зондирования. М.: РОСПАТЕНТ, 06.06.2002.

Том II, с. 227–230

УДК: 537.876+551.51

ОСОБЕННОСТИ АТМОСФЕРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ОКНАХ ПРОЗРАЧНОСТИ КОРОТКОВОЛНОВОЙ ЧАСТИ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ПО ИЗМЕРЕНИЯМ В РАЙОНЕ КАРАДАГА

**И. Т. Бубукин¹, М. И. Агафонов¹, И. В. Ракуть^{1,2,3}, А. Л. Панкратов^{1,2,3},
А. А. Яблоков^{2,3}, А. В. Троицкий¹, А. С. Климова⁴, Р. В. Горбунов⁴**

¹ Научно-исследовательский радиофизический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского,
603950, г. Нижний Новгород, ул. Большая Печерская, 25/12а

E-mail: bubn10@mail.ru

² Институт физики микроструктур РАН, филиал ФИЦ ИПФ РАН,
603950, г. Нижний Новгород, ГСП-105

E-mail: alp@ipmras.ru

³ Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева,
г. Нижний Новгород, ул. Минина, 24

⁴ ФГБУН «Институт морских биологических исследований им. А. А. Ковалевского РАН»,
299011, г. Севастополь, проспект Нахимова, 2

E-mail: karadag_station@mail.ru

Аннотация. Представлены результаты исследования атмосферного поглощения на радиоастрономической станции «Кара-Даг» (Республика Крым). Измерения проводились в летне-осенний период 2017-2018 годов. Проведен анализ алгоритмов обработки данных, полученных методом атмосферных разрезов. Рассмотрены закономерности изменения параметров прозрачности атмосферы и их связи с климатическими особенностями места наблюдений. Показано что существующая атмосферная циркуляция создает на территории РАС «Кара-Даг» благоприятные условия для проведения радиоастрономических наблюдений в миллиметровом диапазоне длин волн и тестирования систем атмосферной диагностики в широком диапазоне условий. Выработаны предложения по конфигурации системы дистанционного зондирования атмосферы миллиметрового диапазона.

Ключевые слова: погода; климат; солнечная активность; тепловые потоки; миллиметровый диапазон; излучение атмосферы и морской поверхности; вода и влагосодержание атмосферы

THE PECULIARITIES OF THE ATMOSPHERIC ABSORPTION IN THE WINDOWS OF TRANSPARENCY IN THE SHORTWAVE PART OF THE MILLIMETER RANGE FOR MEASUREMENTS IN THE AREA OF KARADAG

**I. T. Bubukin, M. I. Agafonov, I. V. Rakut, A. L. Pankratov, A. V. Troitsky, A. S. Klimova,
R. V. Gorbunov**

Abstract. The results of the study of atmospheric absorption at the radio astronomy station "Kara-Dag"(the Republic of Crimea) are presented. The measurements were carried out in the summer-autumn period of 2017-2018. The analysis of data processing algorithms obtained by atmospheric cross-sections is carried out. The regularities of the changes in the parameters of the atmospheric transmittance and their relationship with climatic characteristics of the place of observation are investigated. It is shown that the existing atmospheric circulation creates favorable conditions for radioastronomy measurements at millimetric wavelengths and testing atmospheric diagnostics systems in a wide range of conditions on the territory of RAS «Kara-Dag». The proposals on the configuration of the remote sensing system of the atmosphere of the millimeter range are developed.

Keywords: weather; climate; solar activity; heat fluxes; millimeter range; radiation of the atmosphere and sea surface; water and moisture content of the atmosphere

Введение

Основным атмосферным объектом, воспринимающим излучение Солнца и взаимодействующим с ним, является водяной пар, который, в основном (~70%), и определяет погодные и климатические характеристики Земли. Существенное развитие в последнее время технологий приема и усиления слабых сигналов в миллиметровом диапазоне длин волн позволяют ставить задачу создания многоканальных систем дистанционного зондирования миллиметрового диапазона с целью как экологического мониторинга, так и учета поглощения атмосферы в прикладных задачах.

В данной работе представлены результаты исследований атмосферного поглощения на территории радиоастрономической станции (РАС) «Кара-Даг» в окнах прозрачности миллиметрового диапазона длин волн. Проведен критический анализ использованного аппаратного комплекса и методик измерений, что позволяет создать более совершенную радиометрическую систему для проведения круглогодичных атмосферных измерений. Показана связь атмосферного поглощения на РАС «Кара-Даг» с климатическими особенностями местоположения станции.

Измерительный комплекс диагностики параметров атмосферы и сравнительный анализ методов обработки данных атмосферных разрезов

Традиционно, для дистанционного определения влаго- и водозапаса, температурного зондирования и тропосферной задержки радиосигнала используется излучение атмосферы в окне прозрачности на длине волны 0.8 см, линиях поглощения кислорода и водяного пара на длинах волн 0.5 см и 1.35 см.

Диагностика состояния атмосферы может быть решена по ее излучению в окнах прозрачности в миллиметровом диапазоне длин волн 3 и 2 мм и линиях поглощения водяного пара 1.64 мм и кислорода 5 мм.

Измерительный комплекс МИАП-2 представляет собой радиометрическую систему в общем корпусе, включающую два радиометра с рабочими диапазонами 84÷99 и 132÷148 ГГц с рупорно-линзовыми антеннами, имеющими диаграммы направленности 2,5 градуса. Комплекс позволяет определить оптическую толщину атмосферы в окнах прозрачности вблизи 2 и 3 мм при помощи метода атмосферных разрезов.

Для определения полного вертикального поглощения в атмосфере, комплекс МИАП-2 устанавливался на радиоастрономической станции (РАС) «Кара-Даг» в летне-осенний период 2017 г. на высоте 105 м от уровня моря. Проводились измерения яркостной температуры атмосферы на углах $\theta_1 = 60.5^\circ$, $\theta_2 = 76.3^\circ$, $\theta_3 = 81.4^\circ$, $\theta_4 = 84.2^\circ$, $\theta_5 = 88.6^\circ$ в вертикальной плоскости, проходящей через открытую область пространства над кромкой горизонта моря [1].

Метод атмосферных разрезов применим для плоско-слоистой модели атмосферы. В этом случае яркостная температура атмосферы равна:

$$T(\theta) = T \left(1 - e^{-\frac{\tau}{\cos \theta}} \right) + 2.73 \cdot e^{-\frac{\tau}{\cos \theta}} \quad (1)$$

где τ - полное вертикальное поглощение в атмосфере, T - средневзвешенная по коэффициенту поглощения температура атмосферы, вторая компонента связана с реликтовым космическим излучением.

Все алгоритмы обработки данных, полученных методом атмосферных разрезов, основаны на использовании безразмерных отношений приращений сигналов на выходе радиометрического приемника для трех углов визирования.

Были проанализированы два метода получения атмосферного поглощения по атмосферному разрезу.

Метод 1. Вычисление поглощения путем измерений на 3 углах.

В этом случае решается трансцендентное уравнение по τ методом последовательных приближений. В данном методе не используются измерения на углах θ_4 и θ_5 , поскольку они находятся в области углов, где измеряемая величина не подчиняется модели плоско-слоистой атмосферы.

Метод 2. Вычисление поглощения по 2 углам и опорной области с яркостной температурой близкой температуре приземного воздуха.

В этом случае вместо излучения атмосферы на одном из углов используется излучение опорной области с яркостной температурой, близкой температуре приземного воздуха. В качестве опорной области при измерениях 2017 г. использовалось излучение атмосферы с зенитным углом $\theta_5 = 88.6^\circ$. Анализ результатов показал, что для поглощений в окнах прозрачности коротковолновой части миллиметрового диапазона излучение атмосферы на пригоризонтных углах не является чернотельным и в измерениях 2018 г. в качестве опорной области уже использовался поросший лесом склон мыса Меганом, дающий коэффициент чернотельности близкий к единице.

Среднее поглощение и ошибку измерений позволяет получить другой вариант этого метода. Преобразование (1) и логарифмирование позволяет получить линейное по τ соотношение для применения метода наименьших квадратов. В измерениях 2017 г. для обработки использованы углы: $\theta_1, \theta_2, \theta_3$.

Измерения 2017 г. показали, что методы, использующие излучение атмосферы при угле θ_5 как опорную область, и метод 1 дают существенно разные результаты. Анализ показал, что причиной этих расхождений является отличие между реальной зависимостью яркостной температуры атмосферы $T(\theta)$ и соотношением (1) вследствие широких полос приемников в приборе МИАП-2 (~ 16 ГГц). Атмосферное поглощение в пределах полосы МИАП-2 меняется приблизительно в 1.5 раза, что и приводит к некосекансной зависимости $T(\theta)$. Этот вывод подтверждается по результатам обработки измерений 2018 г. новым прибором с шириной полосы 2 ГГц. Для измерений 2018 г. завышенные значения для 1 метода уже не наблюдаются. При этом увеличенный разброс значений для 1 метода при малых поглощениях вызван увеличением ошибки измерений в этом случае, что должно быть учтено в виде адаптивной системы выбора частоты зондирования атмосферы. Поэтому оптимальным представляется использование метода 2 с вычислением поглощения методом наименьших квадратов и горного склона в качестве опорной области.

Особенности атмосферного поглощения по измерениям на РАС «Кара-Даг» и возможная структура системы дистанционного зондирования миллиметрового диапазона

На Карадаге преобладают ветры северных направлений, несущие сухой холодный воздух с равнинного Крыма. При вторжениях масс холодного воздуха, которые, переваливая невысокий хребет, сравнительно мало нагреваются адиабатически и с большой скоростью «падают» по подветренному склону под действием градиента давления и силы тяжести, высушивая атмосферу, формируется местный ветер бора, что определяет высокую прозрачность атмосферы. На основе анализа азимутальной зависимости атмосферного поглощения в радиометрических каналах 3 мм и 2 мм установлено, что при северных, северо-западных ветрах поглощение в обоих каналах падает, а при штиле, или же ветре с моря (с юга) - повышается.

При северном ветре и отсутствии облачности гистограммы поглощения на станции «Кара-Даг» имеют два максимума. Сравнение величин поглощений в боковых максимумах (с меньшими поглощениями) показывает, что при северных ветрах и ясном небе атмосферные поглощения для станции «Кара-Даг» сравнимы с высокогорными условиями (~ 2.5 км над уровнем моря), что позволяет тестировать методики измерений поглощений как при средних, так и при малых влагосодержаниях.

Радиометрические методы зондирования атмосферы позволяют определять интегральное содержание водяного пара Q в столбе по собственному излучению (поглощению) радиоизлучения атмосферы в линиях поглощения водяного пара.

Такие исследования проводятся в основном в микроволновой линии поглощения водяного пара $\nu = 22,23$ ГГц ($\lambda = 1,35$ см). Однако, спектральная линия H_2O $\lambda = 1,35$ см является достаточно слабой для измерения малых содержаний водяного пара Q в атмосфере. В этом случае предпочтительно использовать сильную линию поглощения H_2O $\nu = 183$ ГГц ($\lambda = 1,64$ мм), а точнее ее длинноволновый склон в диапазоне 140-150 ГГц, где поглощение в атмосфере составляет

величины $\tau \sim 1$. В силу указанных обстоятельств чувствительность к изменению содержания водяного пара Q в линии 1,64 мм, например, на частоте 140 ГГц в $\sim 3,5$ раза больше, чем в традиционном диапазоне исследования H_2O в линии 1,35 см. Использование излучения атмосферы на склоне сильной линии поглощения водяного пара $\lambda = 1,64$ мм в диапазоне 140-150 ГГц, позволяют повысить чувствительность в 2-3 раза и создать радиометрическую систему для измерения малых значений интегрального влагосодержания с повышенной точностью. По сравнению с традиционными системами, работающими в коротковолновой части сантиметрового диапазона, комплекс миллиметрового диапазона будет иметь:

1. Высокую точность измерения параметров атмосферы;
2. Высокое пространственное разрешение;
3. Меньшие весовые и габаритные характеристики;
4. Высокую помехоустойчивость;
5. Будет адаптивным, что позволит измерять поглощение как при средних, так и при малых влагосодержаниях;
6. Возможность измерять тропосферную задержку сигнала для систем позиционирования, а также в радиоастрономии как при средних, так и при малых влагосодержаниях.

Заключение

По результатам исследований атмосферного поглощения на радиоастрономической станции «Кара-Даг» (Республика Крым) в 2017, 2018 гг. проведен анализ алгоритмов обработки данных, полученных методом атмосферных разрезов.

Рассмотрены закономерности изменения параметров прозрачности атмосферы и их связи с климатическими особенностями места наблюдений. Показано, что из-за специфической розы ветров, обеспечивающей высокую прозрачность воздуха, даже в летнее время на РАС «Кара-Даг» атмосферное поглощение падает до уровней, соответствующих значениям для высокогорных районов.

Предложено создание измерительного комплекса, позволяющего проводить более точные измерения параметров атмосферы в мм диапазоне длин волн.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проекты государственного задания ННГУ 3.8070.2017/8.9, НГТУ 16.2562.2017/ПЧ, ФИЦ ИПФ РАН 0035-2014-0206 и ФГБУН ИМБИ 0556-2019-0006).

Список литературы

1. Agafonov M.I., Bubnov G.M., Bubukin I.T., Vdovin V.F., Gorbunov R.V., Zinchenko I.I., Lapchenko V.A., Nosov V.I., Pankratov A.L., Rakut I.V. The Results of Observing the Astroclimate on the Crimean Peninsula in the Shortwave Part of the Millimeter Wavelength Range // Astrophysical Bulletin. – 2018. – Vol. 73. – P. 387–392.

Том II, с. 231-233

УДК: 519.2

ЯВЛЕНИЕ БРЮСТЕРА ПРИ ОБРАТНОМ ОТРАЖЕНИИ**Ю. Л. Ломухин, В. П. Бутуханов***Институт физического материаловедения СО РАН, 670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6
E-mail: lomukhin_yuriy@mail.ru, vbut1951@gmail.com***Аннотация.** Приводится уравнение обратной волны, возбуждаемая в проводящей среде. Обнаружено усиление обратного отражения при угле Брюстера.**Ключевые слова:** многомодовое отражение и преломление; обратные встречные волны; обратное отражение; угол Брюстера**BRUSTER'S PHENOMENON IN BACKWARD REFLECTION****Yu. L. Lomukhin, V. P. Butukhanov****Abstract.** The equation for a reverse wave excited in a conducting medium is given. A backward reflection enhancement was detected at the Brewster angle.**Keywords:** multimode reflection and refraction; backward counter propagating waves; reverse reflection; Brewster angle**Введение**

В работе [1] установлено, что отражение и преломление носят многомодовый характер, т.е. наряду с отражением и преломлением в граничащих средах возбуждается обратная волна и волна с отрицательным углом преломления. Поэтому при эффекте Брюстера представляет определенный интерес исследование этих дополнительных мод.

Обратное отражение проводящей среды

В теории Френеля, как известно, в качестве собственных волн используются преломленная и отраженная моды. В работе [1] показано, что наряду с данными модами в задаче об отражении и преломлении должны учитываться обратные волны, распространяющиеся в сторону падающего на границу раздела сред излучения, и волны с отрицательным углом преломления.

Напишем уравнение обратной волны, полученное в [1].

Пусть имеем две среды с $\varepsilon_1 = \varepsilon_1'(\omega) - i\varepsilon_1''(\omega)$, $\varepsilon_1'' \ll \varepsilon_1'(\omega)$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_2'(\omega) - i\varepsilon_2''(\omega)$, $\varepsilon_2'' \rightarrow \infty$, $\mu_1 = \mu_2 = 1$. Из первой среды на границу раздела сред падает под углом φ_1 плоская гармоническая однородная волна, рис. 1

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_0 \exp - i[(k_1 r_1 - \omega t)], \quad k_1 = \frac{\omega}{c}. \quad (1)$$

В первой среде имеем падающую волну (1), отраженную и обратную $\mathbf{E}_3(\mathbf{r}_1)$:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_3(\mathbf{r}_1) &= E_1 \exp[-i(\mathbf{k}_1 \mathbf{r}_1)] a^{p,s} \left[1 - \left(V_{1,2}^{p,s}(\Delta, \varphi_1) \right)^2 \right] \exp[-2ik_3 h_2^{p,s}(\Delta, \varphi_1)] = \\ &= \mathbf{E}_1 \exp[-i(\mathbf{k}_1 \mathbf{r}_1)] a^{p,s} W_{1,2}^{p,s}(\Delta, \varphi_1). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь обозначено: $k_3 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_2}$, $a^{p,s} = \frac{\tilde{V}_{1,2}^{p,s}(\Delta, 0)}{W_{1,2}^{p,s}(\Delta, 0)}$, $V_{1,2}^{p,s}(\Delta, \varphi) = V_{1,2}^{p,s}(\varphi) \exp[-2(k_1, \Delta)^2 \cos^2 \varphi]$, [2], Δ - среднеквадратическое отклонение (СКО) неровностей, Δ_m - минимально возможное СКО, $\Delta_m \rightarrow 0$, но не равно 0, $V_{1,2}^{p,s}(\varphi)$ - коэффициенты отражения Френеля. Значки "p" и "s" соответствуют ТМ и ТЕ поляризациям.

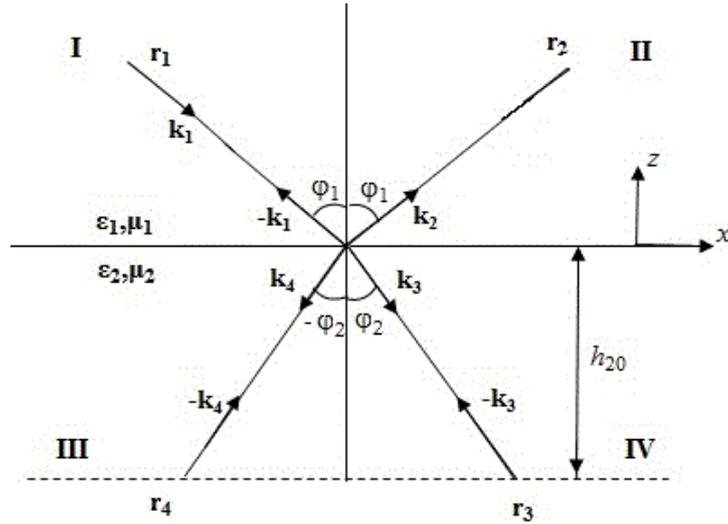


Рис. 1

Глубина проникновения волн во вторую среду определяется выражением

$$h_2^{p,s}(\Delta, \varphi) = \frac{1}{2\text{Im}(k_3)} \ln \left[\frac{n_1^2 (1 - V_{1,2}^{p,s}(\Delta, \varphi_1)^2)}{(1 - |V_{1,2}^{p,s}(\Delta, \varphi_1)|)^2} \right]. \quad (3)$$

В случае проводящей среды $h_2^{p,s}(\Delta, \varphi) \simeq \frac{1}{\text{Im}(k_2)}$. При угле Брюстера, как известно, $V_{1,2}(\Delta, \varphi_{Br}) \rightarrow 0$ при любых неровностях. Тогда из (2) следует, что амплитуда p -поляризованной обратной волны при $\varphi = \varphi_{Br}$ усиливается.

Расчетные и экспериментальные результаты

Для сравнения расчетных и экспериментальных данных целесообразно рассмотреть обратное отражение поскольку обратная волна используется при радиолокации, радиотеплозондировании, рис. 2. Поэтому здесь имеются много экспериментальных результатов.

Предварительно разложим сферическую волну $\exp[-2i[(k_1 r_1) + (k_2 r_2)]] / 2(r_1 + r_2)$ на плоские волны (2), введем функцию моделирующую диаграмму направленности антенны радара, получим выражение для обратного отражения в случае облучения границы раздела радаром.

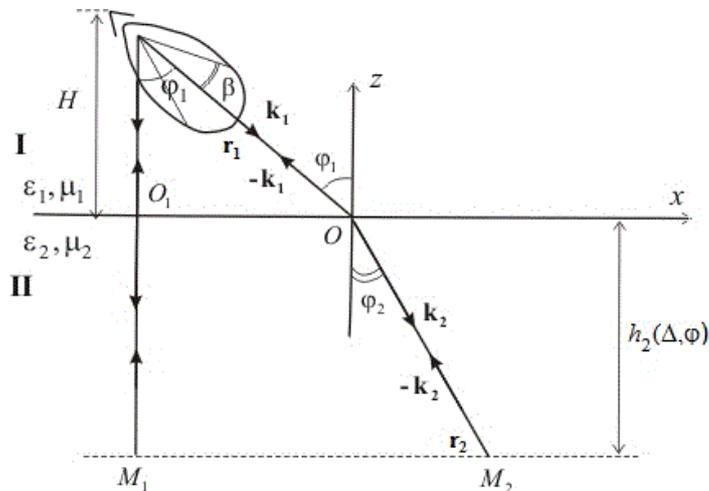


Рис. 2

Из данных выражений получим элементы матрицы Мюллера (коэффициенты обратного отражения) для случая радарного зондирования граничащих сред.

$\begin{pmatrix} P_V \\ P_H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{VV}(\varphi_1) \sigma_{VH}(\varphi_1) \\ \sigma_{HV}(\varphi_1) \sigma_{HH}(\varphi_1) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_V \\ J_H \end{pmatrix}$, где J_V и J_H - интенсивности излученных полей, P_V и P_H - интенсивности принятых полей.

$$\begin{aligned} \sigma_{VV}(\Delta, \varphi_1) &= \left| W_{1,2}^p(\Delta, \varphi_1) \cos \varphi_1 + [W_{1,2}^p(\Delta, \varphi_1) \cos \varphi_1 - W_{1,2}^p(\Delta, 0)] F(\varphi_1) \right|^2, \\ \sigma_{HH}(\Delta, \varphi_1) &= \left| W_{1,2}^s(\Delta, \varphi_1) \cos \varphi_1 + [W_{1,2}^s(\Delta, \varphi_1) \cos \varphi_1 - W_{1,2}^s(\Delta, 0)] F(\varphi_1) \right|^2, \\ \sigma_{HV}(\Delta, \varphi_1) = \sigma_{VH}(\Delta, \varphi_1) &= \frac{1}{4\pi} \sqrt{\sigma_{VV}(\Delta, \varphi_1) \sigma_{VH}(\Delta, \varphi_1)}, \quad F(\varphi_1) = \exp \left[\left(-\frac{\varphi_1}{\beta} \right)^2 \right] \end{aligned}$$

G -диаграмма направленности антенны радара, G - коэффициент усиления, β - ширина диаграммы.

На рис. 3 приведены расчетные и экспериментальные из [4] угловые зависимости $\sigma_{VV}(\varphi_1)$ и $\sigma_{HH}(\varphi_1)$ для случая алюминиевой пластины с $\Delta = 4$ мкм, (в [4] $\Delta = 7,2$ мкм).

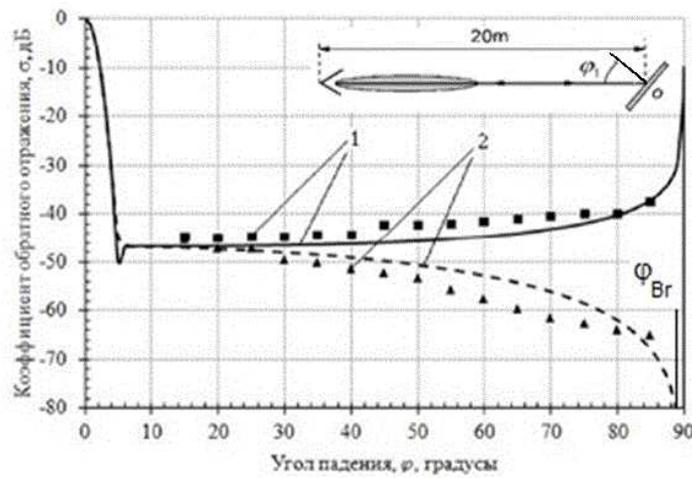


Рис. 3. Угловые зависимости коэффициентов обратного отражения металлической пластины: 1, σ_{VV} ; 2, σ_{HH} .

Расчеты и измерения выполнены при частоте излучения $f = 160$ ГГц;. В расчетах диэлектрическая проницаемость алюминиевой пластины по формуле Друде. Угол Брюстера пластины равен $89^\circ 46'$.

Из графиков видно, что в случае металлической пластины обратное отражение с увеличением угла падения возрастает, и при $\varphi_1 = \varphi_{Br}$ достигает максимума, затем резко падает до нуля. Такая же особенность обратного отражения от металла наблюдалась в [3].

Заключение

Таким образом доказано, что при радарном облучении границы раздела проводящих сред возбуждается обратная волна в сторону источника. Установлено, что при угле Брюстера обратная волна усиливается.

Список литературы

1. Lomukhin Yu. L., Atutov E. B., Butukhanov V.P. Backward Reflection in the Fresnel Problem // IEEE Transaction on Antennas and Propagation. - 2018. - V. 66. - No. 4. - P. 1838-1845.
2. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука. 1972. - 191 с.
3. Miret D., Soriano G. and Saillard M. Rigorous Simulations of Microwave Scattering From Finite Conductivity Two-Dimensional Sea Surfaces at Low Grazing Angles// IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. - 2014. - Vol.52. - No.6. - P.3150-3158.
4. DiGiovanni D. A., Gatesman A. J., Goyette T. M., and Giles R. H. Surface and Volumetric Backscattering Between 100 GHz and 1.6 THz // Proc. SPIE. - 2014. - Vol. 9078 90780A-15.

Том II, с. 234–237

УДК: 537.876.23: 621.396.96

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ ДЛЯ ЗОНДИРОВАНИЯ ВЕРХНЕЙ ИОНОСФЕРЫ

Д. А. Демин, М. В. Терентьев, Н. П. Чубинский

*Московский физико-технический институт НИУ МФТИ,
141707, Московской обл., г. Долгопрудный, Институтский пер. 9
E-mail: demin.da@mipt.ru, max.terentyev@gmail.com, nchub940@yandex.ru*

Аннотация. В эксперименте МКС-Глонасс планируется несколько вариантов мониторинга ионосферы Земли. Один из них связан с установкой на международной космической станции (МКС) приемника для регистрации сигналов трех когерентных частот 150 МГц, 400 МГц и 1067 МГц, излучаемых с навигационных космических аппаратов типа Цикада или Transit. В другом параллельном варианте зондирования состоит в использовании на МКС трехчастотного передатчика и регистрации его излучений в наземных приемных пунктах (ПП). Результатом обработки полученных данных являются профили полного содержания электронов (ПСЭ) в ограниченной области земной атмосферы, в первом случае в верхнем слое ионосферы, а во втором – в нижнем.

Ключевые слова: МКС-Глонасс; антенна; ионосфера; полное содержание электронов; мониторинг; Цикада

USING SPACE APPARATUS FOR SENSING OF TOP IONOSPHERE

D. A. Dyomin, M. V. Terent'ev, N. P. Chubinsky

Abstract. In the ISS-Glonass experiment, several options for monitoring the Earth's ionosphere are planned. One of them is associated with the installation on the international space station (ISS) of a receiver for recording signals of three coherent frequencies 150 MHz, 400 MHz and 1067 MHz emitted from navigation spacecraft of the or Transit type. In another parallel version, the sensing method consists of using the same three-frequency transmitter on the ISS and recording its emissions at ground receiving stations (PP). The result of processing the obtained data are the profiles of the total electron content (TEC) in a limited region of the earth's atmosphere, in the first case in the upper ionosphere layer, and in the second in the lower one.

Keywords: ISS-Glonass; antenna; ionosphere; total electron content; monitoring, Cicada

Введение

Исследование структуры и динамики ионосферы всегда остается актуальным как для понимания физики протекающих в ней процессов, так и для разнообразных радиофизических задач, связанных с распространением радиоволн, поскольку она существенным образом влияет на работу различных систем навигации, локации и связи. Главную роль среди методов зондирования в связи с изменчивостью ионосферы играют методы дистанционного зондирования, позволяющие получать информацию в реальном времени. Применение томографических методов – закономерный этап эволюции многих диагностических систем. С начала 90-х годов интенсивно развиваются методы радиотомографии (РТ), позволяющие восстанавливать пространственную структуру распределения электронной концентрации при радиозондировании ионосферы [1]. Существующие низкоорбитальные (НО) навигационные системы типа российских спутников «Цикада» и американских «Transit», имеющие практически круговую орбиту на высоте около 1100 км, и наземные цепочки приемников дают возможность получать серии томографических данных по различным лучам. Повышение качества радиотомографии ионосферы может дать эксперимент МКС-Глонасс, идеологом которого был профессор Куницын В.Е.

Содержание доклада

1. Целью работы является научно-техническое обоснование параметров радиолиний МКС-наземные приемные пункты (ПП) и Цикада-МКС. В эксперименте МКС-Глонасс планируется несколько новых вариантов мониторинга ионосферы Земли. Первый связан с регистрацией сигналов навигационных спутников GPS и Глонасс на МКС и наземных ПП. Для осуществления второго требуется установка на МКС передатчика для излучения сигналов трех когерентных частот 150 МГц, 400 МГц и 1067 МГц. Кроме того, на МКС предполагается установить приемник сигналов тех же диапазонов (третий вариант), который должен регистрировать сигналы навигационных спутников типа Цикада и Transit. Результатом обработки этих данных будут профили полного содержания электронов (ПСЭ) в некоторой ограниченной области земной атмосферы. Для выделенных диапазонов частот требуется оценить энергетический потенциал радиолиний зондирования и определить параметры антенн передающего и приемного трактов, а так же антенн ПП. В работе основной акцент сделан на третьем варианте эксперимента МКС-Глонасс.

На МКС предполагается установить трех диапазонную антенну для регистрации сигналов навигационных спутников типа «Цикада» и «Transit». Они излучают когерентные высокостабильные сигналы с частотами около 150 МГц и 400 МГц. На МКС будет добавлена еще одна частота – 1066,6 МГц, которая даст дополнительный канал для решения задач мониторинга верхней ионосферы.

Положение навигационного спутника «Цикада» характеризуется высотой $h_c=1100$ км, углом наклона орбиты $i_c=83^\circ$ и текущими угловыми параметрами Θ_c (угол места), Φ_c (азимут), а МКС: $h_m=400$ км, углом наклона орбиты $i_m=51,5^\circ$ и текущими угловыми параметрами Θ_m , Φ_m . Введем относительные координаты $\theta = \Theta_c - \Theta_m$ и $\varphi = \Phi_c - \Phi_m$. На Рис. 1 показаны возможные относительные положения МКС и Цикады при $\varphi=0$. Пунктирами нанесены орбиты спутников: точка относительного положения Цикады C_0 фиксирована, а точки $M_1, \dots, M_i, \dots, M_m$ – относительные положения МКС на орбите.

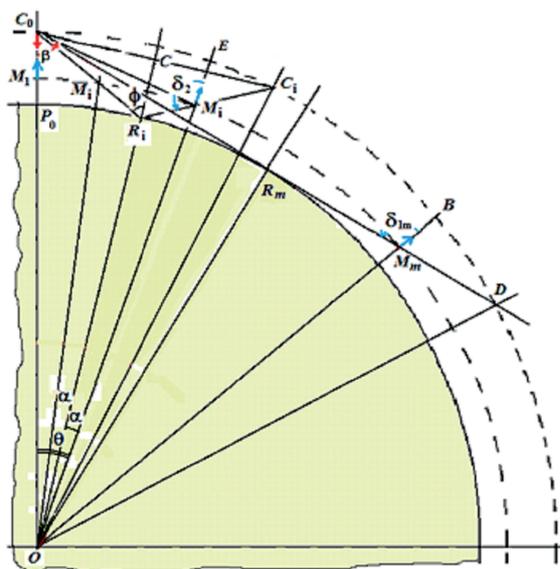


Рис. 1. Положения МКС относительно спутника Цикада при $\varphi=0$.

а предельное расстояние прямой видимости $C_0M_m \approx 6000$ км.

Для описания радиотрассы МКС-Цикада определим текущие длину прямого луча $C_0M_i(\theta)$ (1), отрезки пути отраженного луча – C_0R_i (2), R_iM_i (3) и M_iC_i (3а). Угол падения (отражения) $\phi_i(\theta)$ получим из соотношения (4).

$$C_0M_i^2(\theta) = (R + h_c)^2 + (R + h_m)^2 - 2(R + h_c)(R + h_m)\cos\theta, \quad (1)$$

$$C_0R_i^2(\theta) = R_iC_i^2 = R^2 + (R + h_c)^2 - 2R(R + h_c)\cos(\theta - \alpha), \quad (2)$$

Когда МКС находится в точке $M_i(\theta)$, регистрируемый сигнал является суммой прямого сигнала, распространяющегося по лучу C_0M_i , и отраженного в точке поверхности Земли R_i . Для любого угла θ_i отрезок отраженного луча R_iM_i имеет угловой размер $\alpha_i(\theta)$, а другой отрезок луча $C_0R_i - (\theta - \alpha_i)$. Границу прямой видимости между спутниками определяет отрезок прямого луча C_0M_m . Он является касательной к поверхности Земли в точке R_m , причем эта точка является предельным положением точки отражения R_i , а суммарная длина пути отраженного луча R_iM_i будет равна длине прямого $C_0R_m + R_mM_m = C_0M_m$. Предельный угол точки отражения $(\theta - \alpha)_m$, а $\sin(\theta - \alpha)_m = C_0R_m/C_0O \approx \sqrt{2Rh_c}/R_c$, где $R \approx 6380$ км – радиус Земли $(\theta - \alpha)_m \approx 30^\circ$. Максимальные величины отрезков C_0R_i и R_iM_i равны $C_0R_m \approx \sqrt{2Rh_c} = 3746$ км и $R_mM_m \approx \sqrt{2Rh_m} = 2259$ км, соответственно,

$$R_i M_i^2(\alpha) = R^2 + (R + h_m)^2 - 2R(R + h_m) \cos \alpha, \quad (3)$$

$$M_i C_i^2 = (R + h_m)^2 + (R + h_c)^2 - 2(R + h_m)(R + h_c) \cos(\theta - 2\alpha) \quad (3a)$$

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{C C_i}{R_i C} = \frac{(R + h_c) \operatorname{Sin}(\theta - \alpha)}{(R + h_c) \operatorname{Cos}(\theta - \alpha) - R} \quad (4)$$

Слагаемые в формулах (2) – (4) зависят от угла α , поэтому для придания выражениям явной зависимости от угла θ необходимо определить связь $\alpha(\theta)$.

Приближенные выражения для искомой функции достаточно хорошо работают при малых углах θ . Но поскольку наибольший интерес представляют углы визирования, близкие к горизонту, приходится определять функцию $\alpha(\theta)$, используя функционал (5):

$$F(\alpha, \theta) = R_i C_i(\theta - \alpha) - R_i M_i(\alpha) - M_i C_i(\theta - 2\alpha) = 0. \quad (5)$$

2. Существенную роль для радиолинии Цикада-МКС играют ориентация диаграмм направленности (ДН) спутников относительно линии визирования $C_0 M_i$ для прямого луча и относительно отрезков $C_0 R_i$ и $R_i M_i$ – для отраженного луча. ДН антенны на спутнике Цикада достаточно широкая (монополь, наклоненный вниз на 30°), поэтому для простоты будем считать ее однородной в нижней полусфере на всех частотных диапазонах. Сглаженные ДН приемных антенн на МКС ориентированы максимумами вверх. Они представляют собой объем, образованный вращением вытянутой кардиоиды вокруг оси z , а ось x – ориентирована вдоль вектора скорости МКС. Искажения ДН связаны с тем, что блок антенн установлен вертикально у среза кормы МКС. Поэтому в направлении полета x ДН «экранируется» корпусом МКС, научным оборудованием и солнечными батареями, а в перпендикулярной плоскости – в основном цилиндрическим корпусом МКС диаметром около 4 м. Причем в областях затенения и экранирования ДН антенн приобретают осциллирующий характер. В низкочастотном диапазоне колебания едва заметны, а в высокочастотном – глубина провалов достигает 10...15 дБ. Это относится к сферическому сектору, ориентированному вдоль вектора скорости МКС, а так же к нижнему полупространству, где коэффициент усиления антенн быстро убывают.

Для оценки телесного угла прямой видимости МКС (прямой луч) обратимся к Рис. 1. Угол визирования $O C_0 M_i$ увеличивается от 0° в точке M_1 до максимума $90^\circ - (\theta - \alpha)_m = 60^\circ$, в точке, где линия визирования касается орбиты МКС. В этой точке Цикада видна с МКС под углом 90° . При дальнейшем увеличении расстояния между спутниками угол визирования МКС с Цикады несколько уменьшается, а угол визирования Цикады с МКС увеличивается до $\angle B M_m C_0 = \delta_{1m} \approx 110^\circ$. Эти предельные оценки определяют требования к ширине ДН антенн спутника Цикада ($\beta_m = \pm 60^\circ$) и МКС (± 110). Однако угол «визирования» Цикады δ_2 вдоль отраженного луча $R_i M_i$ изменяется от 110° на границе радиогоризонта до 180° в подспутниковой точке P_0 . Это находится далеко за пределами реализации ДН, но одновременно частично гасит влияние отраженного луча на работу радиолинии. Для МКС разработан компактный блок трех антенн, в том числе, нижняя антенна (150 МГц) и верхняя (1067 МГц) являются квадрифилярными, а средняя – турникетной с отклоненными на 30° вниз плечами. Все антенны имеют круговую поляризацию и идентичные ДН шириной более ($\pm 120^\circ$).

3. Рассмотрим прямоугольную проекцию части северного полушария (Рис. 2), на которой нанесена проекция траектории спутника «Цикада» в виде прямой, проходящей под углом 83° к экватору. На ней нанесены точки расположения подспутниковых точек a_i с интервалами приблизительно 5 минут. Вокруг каждой из них нанесены пунктирные окружности радиусом около 6000 км (максимальный радиус визирования МКС со спутника Цикада – отрезок $C_0 M_3$ на Рис. 2). На них наложены положения МКС b_j с интервалом около 5 минут, лежащие на проекции подспутниковой точки МКС на восходящем витке (зеленая кривая). Отрезки $a_i b_j$ показывают горизонтальную проекцию вектора, соединяющего спутники.

Будем для простоты считать, что ДН излучающей антенны Цикады всенаправленная и что оси приемных антенн МКС ориентированы вверх, то есть максимумы их ДН направлены в апогей (Рис. 2). Экранирование ДН приемных антенн в передней полусфере МКС обусловлено корпусом МКС и его внешним оборудованием. Были оценены отрезки времени регистрации сигналов, излучаемых антеннами Цикады в зоне прямой видимости, с учетом экранирования ДН антенн МКС b_j . Они показали, что экранирование ДН антенн МКС на 45...50% уменьшает длительность сеансов связи.

В Таблице 1 для трех частотных каналов приведены оценки: 1) максимальной ширины доплеровских спектров $2\Delta f_d$, регистрируемых приемником МКС, 2) соответствующие им минимальные мощности на $(P_{Pn})_{min}$ входе наземного приемника, 3) мощности принимаемых сигналов P_r на границе радиогоризонта, 4) эффективные отношения сигнал/шум $(S/N)_{эф}$. В двух низкочастотных диапазонах отношение сигнал/шум удовлетворительное, а высокочастотном опускается за пределы допустимого.

Таблица 1. Оценки соотношения сигнал/шум радиолинии

f , МГц	150	400	1067
$2\Delta f_d$, кГц	15	41	108
$[N] - (P_{Pn})_{min}$, Вт	$6,1 \cdot 10^{16}$	$1,65 \cdot 10^{15}$	$4,4 \cdot 10^{15}$
$[S] - P_r$, Вт*	$1,2 \cdot 10^{14}$	$1,7 \cdot 10^{15}$	$2,4 \cdot 10^{16}$
$(S/N)_{эф}$	20,0	1,0	0,05

Заключение

1. Определены требования к ДН антенн МКС и спутника Цикада: ширина ДН антенны МКС должна составлять $\pm 110^\circ$, а ширина ДН антенны спутника Цикада – не менее $\pm 60^\circ$.
2. Разработан компактный блок трех антенн для установки на МКС. Все антенны имеют круговую поляризацию и идентичные ДН шириной около $\pm 120^\circ$.
3. Оценки показали, что энергетический потенциал спутника Цикада не достаточен для работы в радиусе радиогоризонта 6000 км в высокочастотном диапазоне.
4. Наличие отраженного луча, вдоль которого доплеровское смещение отлично от случая прямого луча, может приводить к нарушению и даже срыву работы системы автоподстройки частоты приемников МКС.
5. Эффекты рефракции и дифракции радиоволн вблизи границ радиовидимости вносят существенный вклад в работу радиоканалов Цикада-МКС и требуют более подробного исследования.

Список литературы

1. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С., И.А.Нестеров. Спутниковое радиозондирование и радиотомография ионосферы // Успехи физических наук. 2010. Т.180,
2. Xudong Bai, Jingjing Tang, Xianling Liang. «Compact Design of Triple-band Circularly Polarized Quadrifilar Helix Antennas». – IEEE Antennas and wireless propagation letters, vol. 13. 2014
3. Спутниковая связь и вещание: Справочник. Под ред. Кантора Л.Я. . М.: Р и С.1997. 528 с.

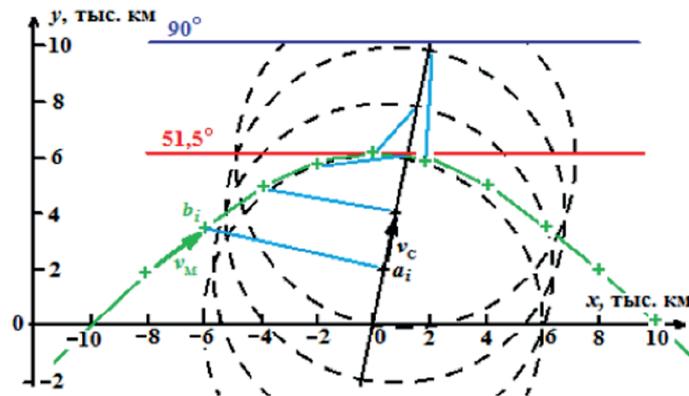


Рис. 2. Зоны прямой видимости между спутником Цикада и МКС.

Том II, с. 238–241

УДК: 550.8.08

МОДЕРНИЗАЦИЯ И СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ КОЭРЦИТИВНОГО СПЕКТРОМЕТРА

**М. М. Чупин, Ф. Ф. Мухаметзянов, М. А. Попов, А. Г. Исаева, А. Т. Макридин,
Ю. В. Давыдов, Р. Р. Латыпов**

*Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18
E-mail: grey2paul@gmail.com*

Аннотация. Целью данного проекта является обновление системы управления и блока сбора данных коэрцитивного спектрометра на современной элементной базе. Усовершенствование системы управления позволит улучшить качество обнаружения полезного сигнала, повысить соотношение сигнал-шум, упростить труд оператора системы и практически полностью автоматизировать систему получения и обработки конечных результатов спектрометра.

Ключевые слова: Коэрцитивный спектрометр, исследование шумов, намагничённость, математические методы обработки, геофизические данные

MODERNIZATION AND MODERN METHODS OF DATA PROCESSING OF A COERCIVITY SPECTROMETER

**M. M. Chupin, F. F. Mukhametzyanov, M. A. Popov, A. G. Isaeva, A. T. Makridin,
Yu. V. Davydov, R. R. Latypov**

Abstract. The aim of this project is modernization of control system and data gathering block of coercive spectrometer based on modern analog and digital elements. Control system upgrade leads to improvement of signal detection quality and increase of signal-to-noise ratio. Therefore, system operator's job would be simplified and complex of receiving and processing final data would be completely automatic.

Keywords: Coercivity spectrometer, noise investigation, magnetization, mathematical processing methods, geophysical data

Введение

Коэрцитивный спектрометр – устройство, относящееся к области магнитных измерений и предназначенное для изучения магнитного гистерезиса индуктивной и остаточной намагничённостей, коэрцитивных спектров и магнитного последствия различных твердых, сыпучих и вязко-пластичных веществ, в том числе горных пород и промышленных материалов в области геологии, геофизики, экологии, а также в области исследования новых веществ и материалов. [1]

Содержание доклада

Принцип действия коэрцитивного спектрометра основывается на пошаговом намагничивании образцов исследуемых веществ с малым приращением поля на каждый шаг, что позволяет считать процессы намагничивания и перемагничивания практически непрерывными. [2]

Снятие измерений с устройства автоматизировано и позволяет получать информацию о характеристиках вещества с незначительным участием оператора. Основным элементом прибора является, вращающийся с постоянной угловой скоростью, диамагнитный диск с держателем образцов. Данный диск позволяет провести измерение индуктивной намагничённости исследуемого образца за счет внесения его в магнитное поле. Также производится измерение остаточной намагничённости, вынося образец из поля. Магнитное поле создаётся электромагнитом, индуктивная и остаточная намагничённость измеряется при помощи индукционных датчиков, расположенных последовательно, через четверть оборота диска измерительной системы. Датчик измерений индуктивной намагничённости (J_i) размещён между полюсами электромагнита, а датчик

остаточной намагниченности (J_r) помещён в многослойный пермаллоевый экран [3]. Изменение тока в катушках датчиков усиливается и фильтруется на аппаратном уровне, после чего сигналы поступают на вход аналогово-цифрового преобразователя и передаются в управляющую программу на персональном компьютере.

Статистически значимые результаты измерений с использованием коэрцитивного спектрометра могут быть получены в непродолжительные промежутки времени за счёт высокой производительности и степени автоматизации прибора.

Магнитное поле, создаваемое электромагнитом, изменяется после каждого оборота диска, как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения, что позволяет строить зависимости вектора намагничивания и вектора напряжённости магнитного поля для широкого спектра веществ - от диамагнетиков и парамагнетиков до веществ с достаточно большими концентрациями ферромагнитных примесей (магматических пород) [4]. Первоначально, в качестве основного контроллера, управляющего спектрометром, использовался контроллер фирмы Silicon Labs на основе микросхемы C8051F060. Достоинствами контроллера являются: 2 независимых 16-битных канала АЦП, низкое энергопотребление, большое количество периферии, достаточное для полноценной работы спектрометра. Но один из недостатков данного чипа - это невысокая пропускная способность канала связи, приводящая к неустойчивой связи с управляющим компьютером через используемый виртуальный COM порт, прикреплённый к физическому интерфейсу USB.

Последующая замена микросхемы C8051F060 на микроконтроллер фирмы STMicroelectronics STM32F407, использующий 32-разрядное ядро ARM Cortex-M4, позволило решить данную проблему, т.к. в составе STM32F407 содержится возможность работы с USB как конечного устройства. Так же высокая частота тактирования и скорость выполнения команд микроконтроллером STM32F407 позволило без ущерба производительности пересылать данные непрерывным потоком за все время проведения эксперимента, что открыло новые возможности в обработке полученных экспериментальных результатов.

Но возможность непрерывной передачи данных на управляющий компьютер таким образом была решена только со стороны контроллера. Большинство распространённых современных операционных систем не имеют возможности работать в режиме реального времени и, при использовании относительно маломощных компьютеров, происходит потеря части данных, пересылаемых контроллером по интерфейсу USB. Предпринятым решением было организованность накопление данных за полный цикл работы коэрцитивного спектрометра с последующей передачей сохранённых данных по завершению работы на компьютер, после чего проводить обработку полученных данных. Минусом такого подхода является заметное увеличение времени работы устройства и не особо большое количество флеш-памяти контроллера, что в свою очередь вносит ограничения в работоспособность спектрометра.

Микроконтроллер STM32F407 так же имеет в своем составе три 12 разрядных канала аналого-цифровых преобразователя, два из которых используются для преобразования данных, поступающих с датчиков прямой и остаточной намагниченностей, в цифровой вид, и два канала 12 разрядных цифро-аналоговых преобразователя, один из которых используется для управления напряженностью электромагнитного поля. Сигнал с выхода датчиков индуктивной и остаточной намагниченностей имеет амплитуду порядка нВ, вследствие чего необходимо использовать усилительный каскад с последующей фильтрацией низких и высоких частот. Но после усиления, из-за небольшой разрядности внутренних аналого-цифровых преобразователей контроллера и соответствующего динамического диапазона АЦП, возникает необходимость в добавлении блока переключаемых аттенюаторов для выбора необходимого делителя, в зависимости от магнитной силы того или иного образца. В свою очередь добавление переключаемого каскада аттенюаторов усложняет процесс управления и вносит дополнительные шумы в исходный сигнал с датчиков. Так же однополярность внутренних АЦП контроллера создает необходимость в добавлении постоянной составляющей в исходный сигнал, что приводит к добавлению в схему сбора данных дополнительного операционного усилителя, тем самым еще больше зашумляя полезный сигнал.

Используя внутренний 12-ти разрядный цифро-аналогово преобразователь STM32F407 для пошагового намагничивания электромагнита, не удастся провести измерения с необходимой точностью в приращении электромагнитного поля, что так же является одной из проблем блока управления коэрцитивного спектрометра. Однополярность внутреннего цифро-аналогового преобразователя контроллера подразумевает добавление дополнительного мультиплексора, посредством которого осуществляется смена полярности электромагнита.

Учитывая все недостатки последней версии блока управления и блока сбора данных коэрцитивного спектрометра, было предложено решение - спроектировать новую плату, объединив блоки управления и сбора данных спектрометра, а также написать новое программное обеспечение [5].

В качестве решения проблемы нехватки динамического диапазона внутренних 12-ти разрядных аналого-цифровых преобразователей последовательного приближения контроллера STM32F7, было предложено разместить на плате управления и сбора данных два канала высоко-частотных 24 разрядных сигма-дельта АЦП ads127101 фирмы Texas Instruments, комбинирующих в себе широкую входную пропускную способность, высокую скорость и производительность динамического диапазона на 160 дБ при частоте дискретизации в 250 кГц.

В контексте передачи данных на управляющий компьютер, было предложено решение перенести процесс обработки данных непосредственно в контроллер. Обработывая контроллером данные, полученные с индукционных датчиков, и передавая на компьютер готовые для построения графиков значения индуктивной намагниченности и остаточной намагниченности образцов, удалось сократить количество передаваемой информации примерно в сто пятьдесят раз и тем самым увеличить временное окно между отправкой пакетов с готовыми результатами. Такое решение позволяет операционным системам, не работающим в режиме реального времени успевать без потерь принимать все передаваемые данные.

Заключение

В результате проделанной работы было показано, что модернизация системы сбора данных коэрцитивного спектрометра, путем замены использовавшихся 12 разрядных аналого-цифровых преобразователей на более современные 24 разрядные АЦП, повысила динамический диапазон в 1.5 раза, что в свою очередь позволило проводить измерения любых образцов без использования блока переключаемых аттенуаторов, понижая шум и упрощая управление системы. Также данная модернизация позволила повысить точность проводимых измерений.

Аппаратная модернизация системы управления (замена использовавшегося 12 разрядного цифро-аналогового преобразователя на 20 разрядный двуполярный ЦАП) позволила увеличить количество ступеней пошагового намагничивания электромагнита и позволит в дальнейшем ликвидировать блок переключения полярности электромагнита.

Программная модернизация системы управления, заключающаяся в полном переносе обработки полученных результатов в контроллер STM32F407, решила главную проблему предыдущей версии устройства, связанную с потерей данных при их передачи на компьютер, уменьшив объем передаваемой информации за полный цикл работы в 150 раз и увеличив временное окно между пакетами. Также было показано, что используя современный метод обработки данных на основе вейвлет-преобразования, можно полностью автоматизировать процесс выделения полезного сигнала на фоне шумов близких в спектральной области и соотношении сигнал-шум, близком к единице. Проведя сравнение данного метода обработки данных с классическим, были получены средние значения коэффициентов пропорциональности методов. Они составили 1.0389 для датчика индуктивной намагниченности и 1.0011 для датчика остаточной намагниченности. Проведённые измерения показали хорошее соответствие методов, которое в дальнейшем необходимо подтвердить в сериях контрольных экспериментов. Применение предлагаемого метода позволит улучшить качество обнаружения полезного сигнала и повысить соотношение сигнал-шум.

Добавление беспроводного Bluetooth канала передачи данных позволяет отображать готовые результаты на мобильных устройствах и планшетах, открыв новые возможности в управлении коэрцитивным спектрометром и упростив работу оператора в полевых условиях.

Благодарности

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского (Приволжского) федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров.

Список литературы

1. Буров Б.В., Нургалиев Д.К., Ясонов П.Г. Коэрцитивный спектрометр - Авторское свидетельство № 851293, 1981, опубл. в Б.И. N28, 1981.
2. Буров Б.В., Нургалиев Д.К., Ясонов П.Г. Палеомагнитный анализ. - Казань: Изд-во КГУ, 1986.- 167с.
3. Iassonov P.G., Nourgaliev D.K., Bourov B.V., Heller F. A modernized coercivity spectrometer /Geologica Carpathica, 1998, v.49, N 3, p.224-226.
4. Нургалиев Д.К., Ясонов П.Г. Полезная модель «Коэрцитивный спектрометр» № 81805 от 22.09.2009.
5. М.М. Чупин, Р.С. Кириллов, Р.Р. Латыпов, Д.К. Нургалиев, А.В. Сапожников. Разработка программно-аппаратной части коэрцитивного спектрометра - Диагностика естественных неоднородных сред и математическое моделирование. БШФФ-2017. Иркутск, 2017. С. 226–227

Том II, с. 242–245

УДК: 551.515.6, 551.509.329

МЕЗОМАСШТАБНЫЕ ЦИКЛОНЫ ЗАПАДНОЙ СИБИРИ, ИХ КЛАССИФИКАЦИЯ И ВОЗМОЖНОСТЬ ОБНАРУЖЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ИСКУССТВЕННОГО ИНТЕЛЛЕКТА

В. В. Чурсин, И. В. Кужевская

*Национальный исследовательский Томский государственный университет,
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: skriptym@mail.ru*

Аннотация. Работа посвящена исследованию мезомасштабных циклонов над территорией Западной Сибири в период с 2014 по 2017 год (60 случаев возникновения), горизонтальными размерами не более 1000 км и временем жизни до 3 дней, которые зарождаются как вне прямой связи с фронтальными системами (48 %), так и на них (52 %). Проведена объективная классификация мезомасштабных циклонов на основе расчетных характеристик – кинетической энергии, энергии фазовых переходов воды в слое 1000-500 гПа и составляющих облачного продукта ATML2 радиометра MODIS. В результате, все мезоциклоны были разделены на 3 класса: 1 классу соответствуют мезоциклоны образовавшиеся в теплый период года, преимущественно внутримассовые, с значительным распространением по высоте; 2 классу принадлежат мезоциклоны образовавшиеся в фронтальных системах, с самыми низкими температурами на верхней границе облачности (среднее значение - 225,2 К), имеющие наибольшую оптическую толщину (46 у.е.) и наибольшие значения кинетической энергии ($0,99 \cdot 10^6$ Дж/м²); к 3 классу относятся внутримассовые мезоциклоны с малым распространением по высоте и самыми высокими значениями температуры на верхней границе облачности. Все случаи возникновения мезоциклонов в период 2015-2017 гг. были сопоставлены с опасными явлениями погоды в точке их зарождения согласно телеграммам кода WAREP. Мезоциклоны 1 и 2 класса, в более 80 % случаев, сопровождалось такими опасными явлениями как гроза, сильный ветер, ливневый дождь, ливневый снег. В 3 классе опасные явления фиксировались лишь в 47 % случаев, в основном это был ливневый снег. Также была решена задача по обнаружению мезомасштабных циклонов в автоматическом режиме. В основе методики лежит предварительно обученный искусственный интеллект (нейросеть), основанный на каскаде Хаара. Для обучения использовалось 250 предварительно подготовленных снимков с мезоциклонами и 300 снимков на которых мезоциклона нет. Вероятность обнаружения достигла 80%, при этом, вероятность совершения ошибки первого рода («ложная тревога») не превышает 10%. На основании всех расчетов был разработан программный комплекс, в котором реализовано выделение области мезоциклона, присвоение ему класса и вероятность возникновения опасных явлений.

Ключевые слова: Мезомасштабные циклоны; искусственный интеллект; нейросеть; дешифрирование; конвективные процессы

MESOCYCLONES OVER WESTERN SIBERIA, THEIR CLASSIFICATION AND POSSIBILITY OF DETECTION WITH NEURAL NETWORKS

V. V. Chursin, I. V. Kuzhevskaya

Abstract. The work is aimed to the study of mesoscale cyclones over the territory of Western Siberia from 2014 to 2017 (60 cases), with horizontal dimensions not exceed 1000 km, and their lifecycle up to 3 days. Mesoscale cyclones can be both external and part of the frontal systems. In this regard, they were divided into frontal (52%) and non-frontal (48%). An objective classification was carried out on the basis of the calculated kinetic energy, the energy of water phase change within 1000–500 hPa, and the cloud product ATML2 of the MODIS radiometer. As a result, all mesocyclones were divided into 3 classes: 1st class consist of mesocyclones formed during the warm season, mostly intra-mass, with a significant distribution in height. Class 2 includes mesocyclones formed in the frontal systems, with the lowest temperatures at the upper cloud cover (mean value – 225.2 K), the greatest optical thickness (46 cu) and the peak values of kinetic energy ($0,99 \cdot 10^6$ J/m²). Class 3 is assigned to intra-mass mesocyclones with a low height distribution and the highest temperature values at the cloud top height. All cases of mesocyclones in 2015-2017 were compared with hazardous weather phenomena

at their origin according to the WAREP (Weather Reports). More than 80% of all cases mesocyclones of the 1st and 2nd classes were accompanied by such hazardous phenomena as: thunderstorm, heavy wind, heavy rain, and heavy snow. Hazardous events in 3rd class accompanied with 47% of cases, mostly shower snow. The issue of detecting mesoscale cyclones in the automatic mode has been solved. The technique is based on artificial intelligence (neural network) which has been trained based on the Haar cascade. For training we used 250 pre-prepared images with mesocyclones and 300 images where without them. The probability of detection has reached 80%, while the probability of making a mistake of the first kind («false alarm») does not exceed 10%. Based on all calculations a software package has been developed which allow detecting of mesocyclone area, assigning a class and probability of occurrence of hazardous phenomena.

Keywords: Mesocyclones; artificial intelligence; neural network; satellite image interpretation; convection

Введение

В настоящее время опасные погодные явления (ОЯ), связанные с фронтальными системами достаточно хорошо поддаются прогнозированию, чего нельзя сказать о ситуациях, когда подобные случаи являются следствием возникновения мезомасштабного циклона (МЦ).

Мезомасштабным циклоном принято называть циклоническую циркуляцию преимущественно в форме спирали или запятой, размеры которой колеблются от 100 до 1000 км, и продолжительностью жизни не превышает 3 дней [1].

Такой малый размер, короткий жизненный цикл и недостаточно плотная сеть гидрометеорологических наблюдений, являются причиной того, что далеко не все мезоциклоны отображаются на синоптических картах.

Мезомасштабная циклоническая деятельность часто сопровождается опасными погодными явлениями и наносит серьезный вред экономике и транспортной сфере. Так, в период с 2009 по 2017 гг. число случаев опасных и неблагоприятных явлений на территории России, нанесших социально-экономический ущерб распределяются следующим образом: на автомобильный транспорт приходится 2391 случай, 330 случаев оказали воздействие на авиацию, 222 на речное судоходство и 217 на железнодорожный транспорт [2].

Из-за малого обеспечения района Западной Сибири гидрометеорологическим наблюдениями приоритетным направлением в изучении мезоциклонов является привлечение дистанционного зондирования земли, в частности мультисенсорные спутниковые измерения [3].

Актуальности данной работе добавляет то, что большое количество исследований, посвящено описанию характеристик мезоциклонов образовавшихся над поверхностью морей. Исследований над сушей, особенно с привлечением спутниковых данных, практически не проводилось в виду своей трудоемкости, учета большого количества параметров атмосферы и невозможность использования данных пассивных микроволновых радиометров AMSR-E (спутник Aqua) и AMSR2 (спутник GCOM-W1), позволяющих оценить скорость и направление ветра, над поверхностью земли [4].

Цель работы и решаемые задачи

В связи с выше изложенным нами была сформулирована цель исследования – выявить различия мезомасштабных процессов в зависимости от параметров облачности и на основании полученных данных разработать объективную методику их обнаружения.

Для реализации цели необходимо решить следующие задачи: подбор параметров для исследования характеристик мезомасштабных циклонов; проведение объективной кластеризации; сопоставить объекты исследования с погодными условиями; найти оптимальный способ распознавания мезоциклона.

Методы и данные

Выявление МЦ происходило путем визуальной оценки синоптической ситуации. Так за МЦ принималось наличие одной замкнутой изобары на кольцевых картах погоды наблюдавшейся на протяжении 3 последовательных сроков. Разделение на внутримассовые и фронтальные МЦ проводилась путем визуальной оценки на цветосинтезированных RGB композитах радиометра

MODIS. Исходными данными спутникового зондирования послужили следующие атмосферные параметры из облачного продукта ATML2 радиометра MODIS: Water Vapor, Cloud Water Path, Cloud Top Temperature, Cloud Top Height, Cloud Optical Thickness, Cloud Effective Radius. Для определения ОЯ в точке нахождения МЦ использовалась телеграмма кода WAREP. Для обучения нейросети мы использовали 250 предварительно обработанных снимков с изображением МЦ, и 300 без него. Под предварительной обработкой подразумевается суммация параметров Cloud Top Temperature, Cloud Top Height, Cloud Optical Thickness, Cloud Effective Radius, методика была получена эмпирическим путем и показала наилучшие результаты в усвоении нейросетью. В алгоритме используемого искусственного интеллекта лежит методика глубокого машинного обучения на основе метода Виолы-Джонса [5] подразумевающего использование каскада Хаара. Каждому МЦ согласно расчетам был присвоен класс и вероятность возникновения ОЯ.

Полученные результаты

Результатом выявления МЦ послужил перечень случаев формирования, содержащий в себе дату образования, продолжительность жизни, координаты зарождения и разрушения, рассчитанные значения энергии фазовых переходов воды в слое 1000-500 гПа, кинетическая энергия и пройденное расстояние.

Визуальное дешифрирование позволило нам сделать вывод о том, что МЦ в выборке разделились практически пополам, так к внутримассовым относится 48 %, а к фронтальным 52 % (рис. 1).

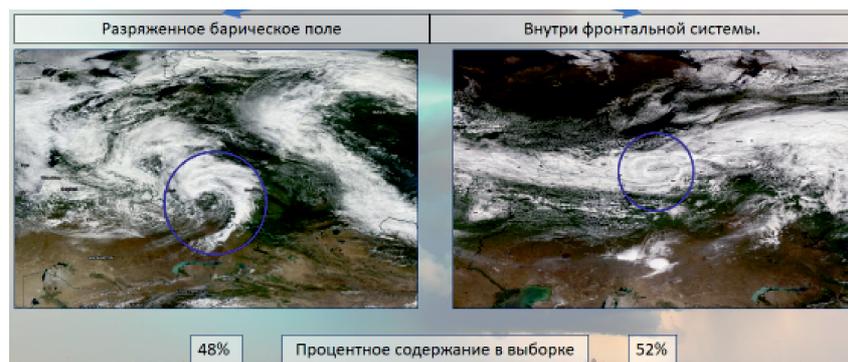


Рис. 1. Процентное содержание в выборке МЦ образовавшихся на разряженном барическом поле и внутри фронтальной системы.

Далее нами была проведена объективная классификация методом *k*-mean (см. табл. 1) МЦ с привлечением атмосферных параметров, описанных выше.

Таблица 1. Результаты объективной классификации

	1 класс	2 класс	3 класс
Количество объектов	15	30	15
Water Vapor, (см)	2,0	1,0	0,7
Cloud Water Path, (g/m ²)	644	651	422
Cloud Top Temperature, (К)	227,8	225,2	241,0
Cloud Top Height, (m)	9300	8000	5600
Cloud Optical Thickness	36	46	37
Cloud Effective Radius, (μ m)	44,1	43,1	35,3
Кинетическая энергия, 10 ⁶ Дж/м ²	0,63	0,99	0,96
Энергия фазовых переходов воды в слое 1000-500 гПа, 10 ⁷ Дж/м ²	1,94	0,67	0,59

Как мы видим, все МЦ были разделены на 3 класса: 1 классу соответствуют МЦ образовавшиеся в теплый период года, преимущественно внутримассовые, с значительным распро-

Таблица 2. Распределение опасных метеорологических явлений за 2015-2017 гг. в зависимости от класса характеристик МЦ

	Гроза	Сильный ветер	Ливневый дождь	Ливневый снег	Мокрый снег	Изморозь	Сумма
1 класс	45	18	18				81
2 класс	32	36		9		5	82
3 класс	11	2		33	1		47

странением по высоте; 2 классу принадлежат МЦ образовавшиеся в фронтальных системах, с самыми низкими температурами на верхней границе облачности (среднее значение - 225,2 К), имеющие наибольшую оптическую толщину (46 у.е.) и наибольшие значения кинетической энергии ($0,99 \cdot 10^6$ Дж/м²); к 3 классу относятся внутримассовые МЦ с малым распространением по высоте и самыми высокими значениями температуры на верхней границе облачности.

С привлечением данных телеграмм кода WAREP были выявлены следующие закономерности распределения ОЯ в зависимости от класса МЦ (см. табл. 1).

Внутримассовые МЦ теплого периода и МЦ образованные внутри фронтальных систем вне зависимости от периода года (1 и 2 класс), в более 80% случаев, сопровождались такими опасными явлениями как гроза, сильный ветер, ливневый дождь, ливневый снег. В 3 классе опасные явления фиксировались лишь в 47 % случаев, в основном это был ливневый снег.

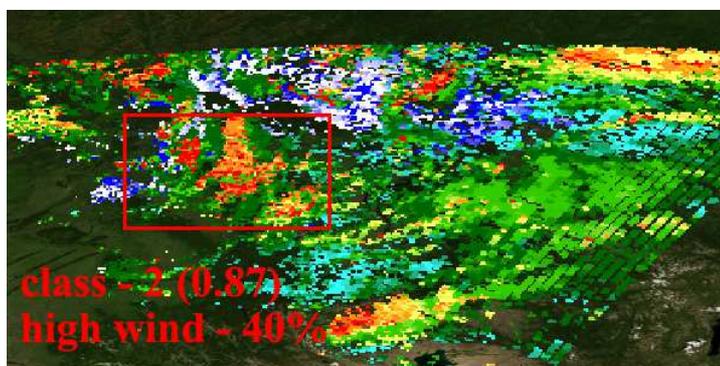


Рис. 2. Пример выходной продукции, МЦ 07.01.2018 г.

В результате проделанной работы была создана утилита для Windows систем, предназначенная для распознавания МЦ, включающая в себя уже обученный под поиск МЦ каскад. Структура каскадов Хаара и алгоритм обучения были реализованы на основе общепринятых методик. Была проведена оптимизация кода, не описанная в работе, значительно увеличивающая скорость обучения и скорость распознавания МЦ. Пример выходной продукции представлен ниже (рис. 2).

Благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 18-45-700010 p_a).

Список литературы

1. Rasmussen E.A., Turner J. Polar lows: mesoscale weather systems in the polar regions, Cambridge: Cambr. Univ. Press, 2003. – 612 p.
2. Коршунов А.А., Шаймарданов В.М. Система накопления и обработки данных об опасных гидрометеорологических явлениях в России // Метеорология и гидрология, № 3, 2019. – С. 86-92.
3. Mitnik L.M., Mitnik M.L., Gurvich I.A. Passive and active microwave sensing of winter mesoscale cyclones over the ocean // Proc. IGARSS'06, Denver, Colorado, 31 July–4 August, 2006.
4. Гурвич И.А., Пичугин М.К. Исследование сравнительных характеристик типичных мезомасштабных циклонов над дальневосточными морями на основе спутникового мультисенсорного зондирования // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. Т. 10, № 1. 2013. – С. 51–59.
5. Тунаев Е.Л., Горбатенко В.П. Энергетические характеристики атмосферы при циклогенезе над районами Васюганского Болота // Труды ГМИЦ России, Вып. 370, 2018. – С. 48–62.

Том II, с. 246–249

УДК: 537.877

ТРОПОСФЕРНАЯ РЕФРАКЦИЯ РАДИОВОЛН НА РАЗНЫХ ШИРОТАХ СИБИРИ

М. Г. Дембелов¹, Ю. Б. Башкуев¹, В. П. Мельчинов²

¹ *Институт физического материаловедения, 670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6
E-mail: mdembelov@mail.ru*

² *Северо-Восточный федеральный университет, 677000, г. Якутск, ул. Кулаковского, 48
E-mail: melchinovvp@mail.ru*

Аннотация. Рассмотрены рефракционные параметры радиоволн над пунктами наблюдения в разных широтных зонах Сибири (Тикси, Якутск, Иркутск). Значения температуры и относительной влажности воздуха на разных высотных уровнях атмосферного давления определены по данным запусков метеорологических радиозондов. Определены сезонные параметры экспоненциальной модели тропосферной рефракции. Приведены расчетные значения полных углов рефракции для разных видимых зенитных углов и высот источника над земной поверхностью. Рассчитаны зависимости тропосферных углов от величины зенитного угла.

Ключевые слова: тропосфера; индекс рефракции; вертикальные тропосферные профили; метеорологические данные, GPS данные, углы рефракции

RADIO WAVE TROPOSPHERIC REFRACTION ON DIFFERENT LATITUDES OF SIBERIA

M. G. Dembelov, Yu. B. Bashkuev, V. P. Melchinov

Abstract. The refractive parameters of radio waves above the observation points in different latitudinal zones of Siberia (Tiksi, CityYakutsk, CityplaceIrkutsk) are considered. The values of temperature and relative humidity of air at different altitudinal levels of atmospheric pressure were determined from the data of meteorological radiosonde launches. The seasonal parameters of the exponential model of the tropospheric refraction are determined. The calculated values of the total angles of refraction for different visible zenith angles and the height of the source above the earth's surface are given. Dependences of tropospheric angles on the values of the zenith angle were calculated.

Keywords: troposphere; refraction index; vertical tropospheric profiles; meteorological data, GPS data, refraction angles

Введение

Регулярные радиозондирования нижней атмосферы осуществляются аэрологической службой Росгидромета, сеть пунктов измерений состоит из 126 станций. Запуски радиозондов выполняются 2 раза в сутки - в полдень и полночь по Гринвичу. Также данные о вертикальных профилях в тропосфере можно получать с использованием результатов дистанционного зондирования аппаратами спутниковой системы NOAA (arl.noaa.gov). Показатель преломления в основном зависит от атмосферного давления, температуры и влажности воздуха. Углы рефракции в тропосфере сильно зависят от высотного профиля показателя преломления воздуха, а сам профиль зависит от географического положения точки наблюдения и сезона года [1, 2]. Расчеты углов рефракции основываются на том, что экспоненциальная модель хорошо описывает вертикальную зависимость показателя преломления. Отмечена высокая корреляция между изменениями углов рефракции и приземным значением показателя преломления.

Сигналы глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) при распространении в атмосфере испытывают задержку, влияющую на определение точного расстояния до спутника.

Тропосферной задержкой называют задержку сигнала, распространяющегося в тропосфере, тропопаузе и нижней части стратосферы. Величина задержки в основном зависит от физических свойств атмосферы и отклонения источника от зенитного направления. Если источник сигнала находится в зените, то задержка будет минимальна, и такая задержка называется полной тропосферной зенитной задержкой сигнала (ZTD). Цель работы заключается в исследовании влияния свойств нижней атмосферы в разных климатических областях на величины углов рефракции радиоволн в диапазоне УКВ.

Профили высотных изменений индекса рефракции

Зависимость индекса рефракции (N) от высоты h записывается в экспоненциальном виде:

$$N(h) = (n - 1) \times 10^6 = N_0 \exp(-\beta h), \quad (1)$$

где N_0 – индекс рефракции на поверхности Земли; β , км^{-1} – скорость убывания индекса рефракции по высоте h , км. На рис. 1 показаны графики высотных зависимостей индексов рефракции, полученных путем усреднения сезонных данных радиозондирований в виде экспоненциальной модели (1), для пункта наблюдения Тикси для зимних и летних условий 2017 г., а также примеры вертикальных изменений индекса рефракции 10 февраля и 11 июля. Параметр β в формуле (1) определялся методом наименьших квадратов с использованием метеорологических данных на разных высотах с последующим расчетом вертикального профиля для N по известной формуле Фрума-Эссена [3]:

$$N = \frac{77.6}{T} \left(p + \frac{4810e}{T^2} \right) = N_T + N_e, \quad (2)$$

где p – атмосферное давление, мбар; T – температура, К; e – упругость водяного пара, мбар; N_T – компонента для сухого воздуха; N_e – компонента для водяного пара.

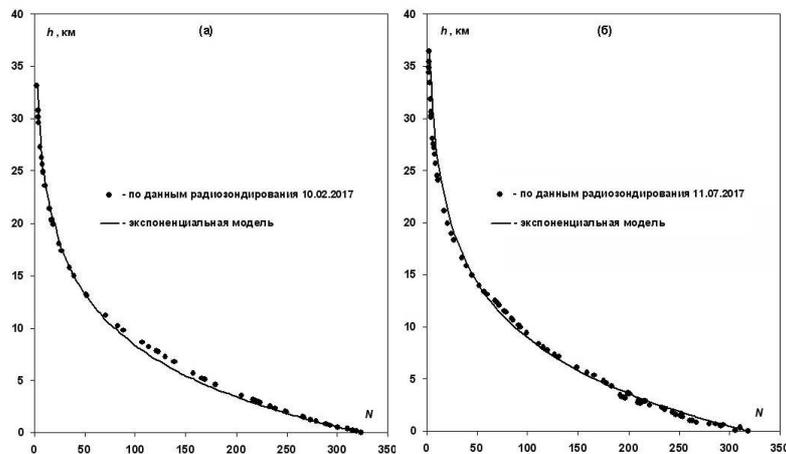


Рис. 1. Высотные профили индекса рефракции над пунктом наблюдения Тикси в зимнее и летнее время 2017 г.

Получены усредненные параметры вертикального градиента тропосферной рефракции для пунктов наблюдения Тикси, Якутск и Иркутск в феврале, апреле, июле и октябре 2017 г. В таблице 1 приведены параметры N_0 и β в разные сезоны года для рассматриваемых пунктов наблюдения. Для пункта наблюдения, расположенного на берегу Северного Ледовитого океана (Тикси), параметр β имеет повышенное значение в холодное время года (0.142 км^{-1}) и пониженное значение в теплое время года (0.129 км^{-1}). Для пункта наблюдения Якутск можно видеть еще большую годовую вариацию параметра β (в пределах $0.123 \dots 0.139 \text{ км}^{-1}$). Также в пункте Якутск наблюдается сильное отличие зимних и летних значений N_0 в связи с тем, что в Якутске имеет место наибольший годовой перепад приземных значений температуры и влажности воздуха. Над пунктом Иркутск наблюдается довольно слабая годовая вариация параметра β (в пределах $0.133 \dots 0.136 \text{ км}^{-1}$). Значения параметров N_0 и β служат исходными данными для расчета величин углов рефракции [1, 4].

Таблица 1. Параметры экспоненциальной модели в 3-х пунктах наблюдения.

Пункт наблюдения	Месяц года	N_0	β , км ⁻¹
Тикси (71°38'N, 128°52'E)	февраль	331	0.142
	апрель	319	0.138
	июль	318	0.129
	октябрь	315	0.135
Якутск (62°01'N, 129°44'E)	февраль	328	0.139
	апрель	299	0.13
	июль	292	0.123
	октябрь	309	0.129
Иркутск (52°12'N, 104°17'E)	февраль	298	0.135
	апрель	288	0.134
	июль	316	0.136
	октябрь	297	0.133

Углы тропосферной рефракции

На рис. 2 представлены геометрические параметры, связанные с рефракцией, где А – место расположения приемника; В – истинная точка над тропосферой; В' – кажущаяся за счет рефракции точка над тропосферой; R – радиус Земли; L – расстояние по прямой; L' – кажущееся расстояние; H – высота точки В над земной поверхностью; z_0 – видимый зенитный угол; α – угол полной рефракции; δ – угол истинной рефракции; ψ – угол фотограмметрической рефракции. Угол полной рефракции α рассчитывается по формуле [1, 5]:

$$\alpha = -n_0 \sin z_0 \int_0^H \frac{\left(\frac{dn(h)}{dh}\right) dh}{n(h) \sqrt{n(h)^2 (1 + h/R)^2 - n_0^2 \sin^2 z_0}}, \quad (3)$$

здесь n_0 – показатель преломления у земной поверхности, $n(h)$ – высотный профиль показателя преломления тропосферы, $\frac{dn(h)}{dh}$ – вертикальный градиент показателя преломления. Разница ΔL между кажущимся расстоянием L' и истинным расстоянием L (рис. 2) является тропосферной задержкой STD, которая довольно точно определяется по данным GPS измерений. Значение ΔL составляет очень малую часть относительно величины расстояния L .

В таблице 2 приведены значения углов полной рефракции α , рассчитанных по формуле (3) для видимых зенитных углов $z_0=85^\circ$ и $z_0=89^\circ$ для высот источника излучения над поверхностью Земли $H = 15, 30$ и ∞ км. Углы α определены для разных сезонов года в пунктах наблюдения Тикси, Якутск и Иркутск согласно данным по N и β , приведенным в таблице 1. В каждый сезон углы рефракции над Тикси больше, чем над другими пунктами, так как Тикси расположен практически на уровне моря, а пункты Якутск и Иркутск соответственно на уровне 101 и 440 метров. Имеет место высокая корреляция между значениями углов рефракции и величинами приземного показателя преломления. Угол α начинает быстрее увеличиваться при стремлении z_0 к 90° . Для высот H , больших эквивалентной высоты $h_d = 40136 + 0.148 \cdot t$ (t – приземная температура $^\circ\text{C}$) [6], величина угла α практически не меняется. При увеличении высоты H величины углов полной и истинной рефракции стремятся друг к другу.

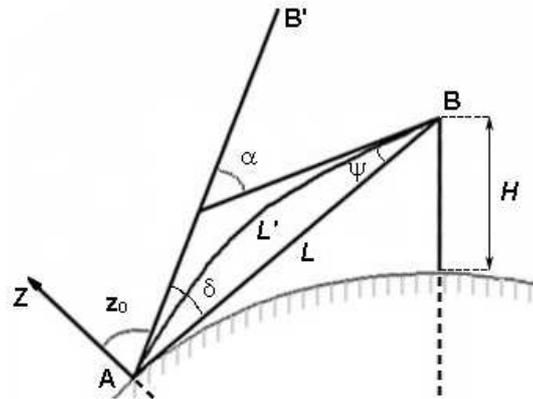


Рис. 2. Геометрия задачи о тропосферной рефракции.

Таблица 2. Значения углов полной рефракции α в угловых секундах.

Пункты наблюдения	Месяц 2017 г.	$z_0=85^\circ$			$z_0=89^\circ$		
		$H=15$ км	$H=30$ км	$H=\infty$	$H=15$ км	$H=30$ км	$H=\infty$
Тикси (ТХХ)	февраль	639	701	708	1811	1906	1914
	апрель	609	673	680	1714	1809	1818
	июль	593	664	673	1646	1752	1764
	октябрь	597	662	670	1670	1768	1778
Якутск (ЯАКТ)	февраль	628	693	700	1773	1870	1879
	апрель	559	624	633	1548	1646	1657
	июль	534	603	614	1467	1567	1580
	октябрь	576	645	654	1596	1699	1711
Иркутск (ИРКМ)	февраль	564	625	633	1574	1666	1675
	апрель	544	604	611	1511	1601	1610
	июль	600	665	672	1683	1780	1790
	октябрь	560	622	630	1555	1650	1660

Заключение

Получены характерные усредненные месячные данные параметров экспоненциальной модели (N_0 и β) в разные сезоны 2017 года для пунктов наблюдения Тикси, Якутск и Иркутск, расположенных в разных климатических областях. Также для этих пунктов рассчитаны углы полной рефракции для разных высот источника излучения над земной поверхностью H в разные сезоны года. Углы полной рефракции над пунктами наблюдения на разных широтах Сибири не имеют существенных отличий друг от друга. Применение данных метеорологических радиозондирований, а также данных полярно-орбитальных спутников NOAA по вертикальным профилям температуры и влажности воздуха на разных уровнях атмосферного давления позволяет восстанавливать вертикальные профили индекса рефракции.

Благодарности

Работа выполнена по госбюджетному проекту «Распространение радиоволн в неоднородных импедансных каналах» и частично по гранту РФФИ и Министерства образования и науки Республики Саха (Якутия) № 18-41-140002-р_а.

Список литературы

1. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. Особенности рефракции радиоволн в приполярных районах // Радиотехника и электроника. 2014. – Т. 59, № 11. – С. 1085 – 1089.
2. Павельев А.А., Матюгов С.С., Павельев А.Г., Яковлев О.И. Атмосферная рефракция радиоволн на затменных трассах спутник-спутник // Радиотехника и электроника. 2012. – Т. 57, № 8. – С. 829 – 837.
3. Smith E. K., Weintraub S. The constants in the equation for atmospheric refractive index at radio frequencies // Proceedings of the PlaceTypeplaceinstitute of PlaceNameRadio Science. – 1953. – Vol. 41, – P. 1035 – 1037.
4. Дембелов М.Г., Башкуев Ю.Б., Лухнев А.В. Рефракционные параметры в приполярных пунктах наблюдения Тикси, Норильск и остров Визе // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2018. № 6. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jun18/1/text.pdf>
5. Арманд Н.А., Колосов М.А. О рефракции радиоволн в тропосфере // Радиотехника и электроника. 1965. – Т. 10, № 8. – С. 1401–1409.
6. Hopfield H. S. Tropospheric refraction effects on satellite range measurements // APL Technical Digest. – 1972. – Vol. 11. – P. 11–19.

Том II, с. 250–253

УДК: 551.501.815

ОПТИМИЗАЦИЯ УСЛОВИЙ НАБЛЮДЕНИЯ ЦЕЛЕЙ В МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКОМ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОМ РАДИОЛОКАТОРЕ

Д. А. Денисенков, В. Ю. Жуков, Ю. В. Кулешов, С. С. Суворов, Г. Г. Щукин

ВКА имени А.Ф. Можайского, 197198, г. Санкт-Петербург, ул. Ждановская, д. 13

E-mail: vuzhukov2002@list.ru

Аннотация. Оснащенность современного метеорологического радиолокатора всевозможными техническими усовершенствованиями типа зондирующего импульса сложной формы, двойной поляризации излучаемой электромагнитной волны, спектрального анализа принимаемых отражений создает возможность, помимо извлечения дополнительной информации о наблюдаемых целях, улучшить условия приема полезного сигнала. При этом встает вопрос о том, не ухудшит ли такое их использование качества получаемых оценок. В связи с этим рассматривается влияние на точность определения мощности и поляризационных параметров сигнала введения режима череспериодной смены поляризации излучаемой волны с целью расширения интервала однозначного измерения средней величины доплеровского сдвига частоты. Описывается также возможный алгоритм подавления помехи от местных предметов, основанный на совместном использовании спектральных и поляризационных параметров сигнала и применимый в случае смешения полезного сигнала и помехи.

Ключевые слова: метеорологическая радиолокация; интервал однозначного измерения частоты, подавление помехи от местных предметов

OPTIMIZATION OF CONDITIONS FOR OBSERVATION OF TARGETS IN MULTI-PARAMETER METEOROLOGICAL RADAR

D. A. Denisenkov, V. U. Zhukov, U. V. Kuleshov, S. S. Suvorov, G. G. Shchukin

Abstract. The equipment of modern meteorological radar with all kinds of technical improvements such as the probing pulse of complex shape, double polarization of the emitted electromagnetic wave, spectral analysis of the received reflections makes it possible, in addition to extracting additional information about the observed targets, to improve the conditions for receiving a useful signal. At the same time there is a question of whether their such use will worsen quality of the obtained estimates. In this regard, the influence of the introduction of the mode of the transperiod change of polarization of the emitted wave in order to extend the interval of unambiguous measurement of the average value of the Doppler frequency shift on the accuracy of determining the power and polarization parameters of the signal is considered. A possible algorithm for suppressing interference from local objects is also described, based on the combined use of the spectral and polarization parameters of the signal and applicable in the case of mixing the useful signal and interference.

Keywords: meteorological radar; unambiguous frequency measurement interval, Interference suppression from local objects

Введение

Современный метеорологический радиолокатор – сложный технический комплекс, позволяющий получать большой объем информации об окружающем пространстве [1]. Для этого он снабжен целым рядом технических новшеств, отсутствующих у предыдущего поколения данного вида аппаратуры. В частности, к ним относятся возможность излучать и принимать электромагнитные волны с двумя видами поляризации, оценивать спектральные характеристики принимаемых отражений, формировать сложный широкополосный зондирующий сигнал с различными параметрами внутриимпульсной модуляции. Помимо повышения качества решения основной задачи метеорологического радиолокатора, распознавания опасных явлений погоды, они несут в себе потенциальную возможность улучшения условий наблюдения целей, пока что не в полной

мере используемую на практике. Объяснение этому, очевидно, надо искать в том, что в данной проблеме пересекаются две области знаний – чисто техническая, представляемая инженерами–разработчиками аппаратуры, и та, за которую отвечают специалисты–радиометеорологи.

Исследование точности оценок радиолокационных параметров

В связи с этим актуальной становится задача исследования влияния на качество получаемой информации возможных решений, призванных повысить технические показатели работы радиолокатора. Например, уже рассматривался вопрос о расширении интервала однозначного измерения радиальных скоростей цели за счет череспериодного изменения знака линейной частотной модуляции зондирующего импульса [2]. Было доказано, что смещения оценки средней частоты спектра сигнала при этом не происходит, а смещение оценки его ширины легко компенсируется.

Очевидно, что упомянутый пример – не единственная возможность расширения данного интервала однозначного измерения. Сама собой напрашивается идея применить для этих же целей череспериодную смену поляризации излучаемой волны. Однако все фирмы, выпускающие метеорологические радиолокаторы, применяют одновременное излучение горизонтально и вертикально поляризованных волн. Очевидно, это связано с проведенным в свое время исследованием [3], доказывающим преимущество именно такого технического решения. Однако в данной статье сравниваются режимы, имеющие одну и ту же частоту следования. В нашем же случае эта частота удваивается с целью улучшить оценки спектральных характеристик принимаемых отражений [5]. Оценим среднеквадратические отклонения (СКО) остальных четырех параметров, измеряемых поляриметрическим радиолокатором в этих условиях, используя методы авторов упомянутого исследования:

– Мощность сигнала в обоих случаях определяется по данным одного из каналов, как правило, горизонтальной поляризации, по одной и той же формуле (1)

$$P_h = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M (H_i H_i^*) - P_{uh} \quad (1)$$

где M – размер выборки; H_i – i -й отсчет сигнала в горизонтальном канале; $*$ – знак комплексного сопряжения; P_{uh} – мощность шума в канале горизонтальной поляризации.

Поскольку частота следования импульсов в обоих рассматриваемых случаях одинакова, каких-либо различий между режимами в определении данного параметра вообще не существует.

– Аналогичная ситуация имеет место при определении дифференциальной отражаемости, находимой в обоих случаях по формуле (2)

$$Z_{DR} = \frac{\sum_{i=1}^M (H_i H_i^*) - P_{uh}}{\sum_{i=1}^M (V_i V_i^*) - P_{uv}}, \quad (2)$$

где V_i – i -й отсчет сигнала в вертикальном канале; P_{uv} – мощность шума в канале вертикальной поляризации.

– Для дифференциальной фазы среднеквадратические отклонения оценок, получаемых при попеременном излучении, могут быть в несколько раз больше тех, что имеют место при одновременном режиме [3] и определяется выражением (3)

$$\sigma_{\Phi DR} = \frac{1}{\sqrt{2M} \rho_{hv}} \sqrt{\frac{N_h + N_v + 1}{N_h N_v} + \frac{1 - \rho_{hv}}{m_0}}, \quad (3)$$

где N_h , N_v – отношение сигнал–шум в каналах горизонтальной и вертикальной поляризаций; ρ_{hv} – модуль коэффициента взаимной корреляции поляризационных составляющих сигнала; m_0 – величина, определяемая формулой (4)

$$m_0 = \frac{1}{1 + 2 \sum_{i=1}^{M-1} \left(1 - \frac{i}{M}\right) |\rho(iT)|^2}, \quad (4)$$

где $\rho(iT)$ – корреляционная функция принимаемых отражений; T – период следования зондирующих импульсов.

Однако разность эта появляется при коэффициенте межимпульсной корреляции $\rho(T)$, соответствующем ширине спектра радиальных скоростей частиц более 6 м/с. Это заключение сделано для радиолокатора WSR-88, имеющего длину волны 11 см и частоту повторения импульсов 320 Гц. Рассчитаем граничное значение ширины спектра радиальных скоростей частиц для радиолокатора ДМРЛ-С, имеющего в режиме работы «Отражаемость» длину волны 5,3 см и частоту повторения в исследуемом нами режиме 2 кГц. Полагая спектр принимаемого сигнала гауссовым, получаем следующее равенство (5)

$$\exp\left(-\frac{(2\sigma_1)^2}{2F_{П1}^2\lambda_1^2}\right) = \exp\left(-\frac{(2\sigma_2)^2}{2F_{П2}^2\lambda_2^2}\right), \quad (5)$$

где σ_1, σ_2 – граничные значения ширины спектра радиальных скоростей частиц для радиолокаторов WSR-88 и ДМРЛ-С соответственно; $F_{П1}, F_{П2}$ – частоты повторения зондирующих импульсов данных радиолокаторов; λ_1, λ_2 – длины волн их несущих колебаний.

В итоге получаем $\sigma_2 = 18$ м/с. Следовательно, указанная выше граница, после которой наблюдается относительное ухудшение точности режима попеременного излучения, отодвигается в область нереально широких спектров (более 18 м/с). Подобное значение параметра практически никогда не наблюдается.

– Для модуля коэффициента взаимной корреляции поляризационных составляющих принимаемого сигнала в рассматриваемой работе приводятся только окончательное заключение о том, что расхождения в точности получаемых оценок начинаются после того, как ширина его спектра превысит 4 м/с. Проведя аналогичные выше сделанным расчеты, получим, что в данном случае граничное значение искомой величины равно 12 м/с, т.е. также лежит в практически недостижимой области значений.

Из сказанного заключаем, что в радиолокаторе ДМРЛ-С, работающем в режиме «Скорость», предлагаемое попеременное излучение импульсов с различной поляризацией волны никоим образом не ухудшает точности оценивания мощности и поляризационных параметров.

Борьба с помехами от местных предметов

Еще одна область приложения поляриметрии в метеорологическом радиолокаторе – борьба с отражениями от местных предметов [6]. В классической радиолокации она реализуется посредством введения режекторных фильтров, настроенных на нулевую частоту. Механический перенос этого решения в область метеорологической радиолокации невозможен из-за того, что метеоцели по сравнению с точечными имеют значительно более широкий спектр, который часто захватывает область нулевых частот. В этом случае полезный сигнал повреждается режекторным фильтром и данные искажаются. Разработчиками ДМРЛ-С была предпринята успешная попытка привлечения для рассматриваемых целей дифференциальной отражаемости [6], которая для большинства местных предметов имеет отрицательные значения.

Однако все перечисленные случаи направлены на подавление помехи, существующей отдельно от полезного сигнала. При наблюдении же метеоцелей часто данные отражения смешиваются и требуется удалить помеху с внесением минимальных искажений в полезный сигнал. Большим потенциалом в решении поставленной задачи обладает модуль коэффициента корреляции поляризационных составляющих сигнала. Его значение для метеоцелей лежит в пределах $0,95 \div 1,0$, а для неметеорологических образований – $0 \div 0,5$. При смешении отражений он принимает промежуточное значение, что само по себе служит хорошим предиктором наступления этого случая. То, что спектр помехи от местного предмета сосредоточен в области нулевых частот, позволяет следующим образом построить процедуру его подавления:

– Пропустить суммарный сигнал через нулевой режекторный фильтр с минимальной шириной полосы пропускания, после чего оценить модуль упомянутого коэффициента.

– Если он не увеличился до характерных для метеоцелей пределов, повторять операцию с увеличением полосы пропускания фильтра до достижения им максимального значения либо до

момента попадания модуля коэффициента корреляции в заданный интервал значений. В первом случае считать, что весь принимаемый сигнал не имеет отношения к метеорологическим целям и пропускать его на дальнейшую обработку в первоначальном виде. Во втором – пропускать сигнал далее после прохождения им последнего режекторного фильтра.

Заключение

Проведенные расчеты показывают, что современный метеорологический радиолокатор обладает большим потенциалом в области улучшения условий приема полезного сигнала. В частности, череспериодное изменение знака линейной частотной модуляции сложного зондирующего импульса или поляризации излучаемой волны способно расширить интервал однозначного измерения средней частоты спектра отражений без использования вобуляции частоты. Совместное применение спектральных и поляризационных параметров отражений дает возможность построить алгоритм подавления помехи от местных предметов даже в случае ее совместного приема с полезным сигналом.

Список литературы

1. Информационные возможности доплеровских метеорологических радиолокаторов с двойной поляризацией / А.М. Девяткин [и др.] // Ученые записки РГГМУ. – 2013. – № 32. – С. 66–83.
2. Жуков, В.Ю. Исследование возможности повышения оперативности работы метеорадиолокатора ДМРЛ за счет поочередного излучения ортогональных широкополосных сигналов // Ученые записки РГГМУ. – 2011. – № 21. – С. 112–117.
3. Melnikov V.M., Zrnicek D.S. On the Alternate Transmission Mode for Polarimetric Phased Array Weather Radar. // Journal of atmospheric and oceanic technology. – 2015. – Vol.32. – P. 220-233.
4. Пушков А.А. Статистическое оценивание энергетических и доплеровских характеристик отражений от метеорообъектов при их импульсном зондировании: диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук: 01.04.03 / Александр Александрович Пушков. – Московский технологический университет МИРЭА. – М., 2016. – 118 с.
5. Жуков, В.Ю. Современные проблемы метеорологической радиолокации / В.Ю. Жуков, Г.Г. Щукин // Радиотехника и электроника. – 2016. – Т.61, № 10. – С. 927–939.
6. Вылегжанин, И.С. Состояние и перспективы использования поляризационных измерений в метеорологической радиолокации / И.С. Вылегжанин, В.Ю. Жуков, А.В. Рыжков. // Труды XXVII Всероссийского симпозиума «Радиолокационное исследование природных сред». – Выпуск 9. Том 2. – СПб., 2012. – С. 263–270.

Том II, с. 254–257

УДК: 537.86.029+53.088.3

О ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЛАГОСОДЕРЖАНИЯ ПРИ СВЧ-РАДИОМЕТРИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ АТМОСФЕРЫ В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ ПОГЛОЩЕНИЯ ВОДЯНОГО ПАРА 18–27 ГГц

Д. П. Егоров^{1,2}, Б. Г. Кутуза¹

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
г. Москва, ул. Моховая, 11, к. 7

²Российский Новый Университет, г. Москва, ул. Радио, 22
E-mail: dobrix95@gmail.com, kutuza@cplire.ru

Аннотация. Рассматривается двухчастотный метод определения интегральных параметров полной массы водяного пара и водозапаса облаков по данным СВЧ-радиометрического зондирования атмосферы в резонансной области поглощения водяного пара 18–27 ГГц. Подробно описаны используемые в расчётах весовые функции. Изложена методика оценки относительных погрешностей при определении интегральных параметров. Разработано клиент-серверное приложение цифровой обработки экспериментальных данных СВЧ-радиометрического зондирования. Приведены некоторые результаты обработки экспериментальных данных.

Ключевые слова: полная масса водяного пара; водозапас облаков; двухчастотный метод; весовые функции; относительные погрешности

ON THE ACCURACY OF DETERMINING THE MOISTURE CONTENT UNDER MICROWAVE RADIOMETRIC SENSING OF THE ATMOSPHERE IN THE RESONANT BAND OF WATER VAPOUR ATTENUATION 18-27 GHZ

D. P. Egorov, B. G. Kutuza

Abstract. The two-frequency method of total water vapour mass and integral liquid water content in clouds evaluation based on data of microwave radiometric measurements of the atmosphere in the resonant band of water vapour 18–27 GHz is considered. The weight functions used in the calculations are described in detail. An approach is discussed to estimate relative errors of integral parameters values is being obtained. A client-server application for digital processing of microwave radiometric measurements experimental data has been developed. Some results of experimental data processing are shown.

Keywords: total water vapour mass; integral liquid water content in clouds; two-frequency method; weight functions; relative errors

Двухчастотный СВЧ-радиометрический метод определения интегральных параметров влагосодержания атмосферы представлен в [1, 3, 4]. Он позволяет по яркостной температуре атмосферы, измеренной на двух частотах, определять значения полной массы водяного пара Q и водозапаса облаков W , а также оценивать их пространственно-временные вариации. Пусть для пары выбранных частот ν_1, ν_2 известны яркостные температуры T_{ν_1}, T_{ν_2} , а значит, и полное поглощение $\tau(\nu_1), \tau(\nu_2)$ можно оценить при условии, что $\tau(\nu_i) \lesssim 1$ нп для $i = 1, 2$. Если возможно оценить также величину поглощения в кислороде $\tau_{O_2}(\nu_1), \tau_{O_2}(\nu_2)$, и известна эффективная температура облака t_w , то достаточно записать систему линейных относительно Q и W уравнений

$$\tau(\nu_i) = \tau_{O_2}(\nu_i) + k_\rho(\nu_i) \cdot Q + k_w(\nu_i, t_w) \cdot W, \quad i = 1, 2. \quad (1)$$

Здесь $k_\rho(\nu)$ и $k_w(\nu, t_w)$ – некоторые весовые функции.

Весовая функция $k_\rho(\nu)$ аппроксимируется погонным коэффициентом поглощения в водяном паре γ_ρ как

$$k_\rho(\nu) \approx \frac{\gamma_\rho(\nu, T_0, P_0, \rho_0) \cdot H_2}{\rho_0 \cdot H_\rho}, \quad (2)$$

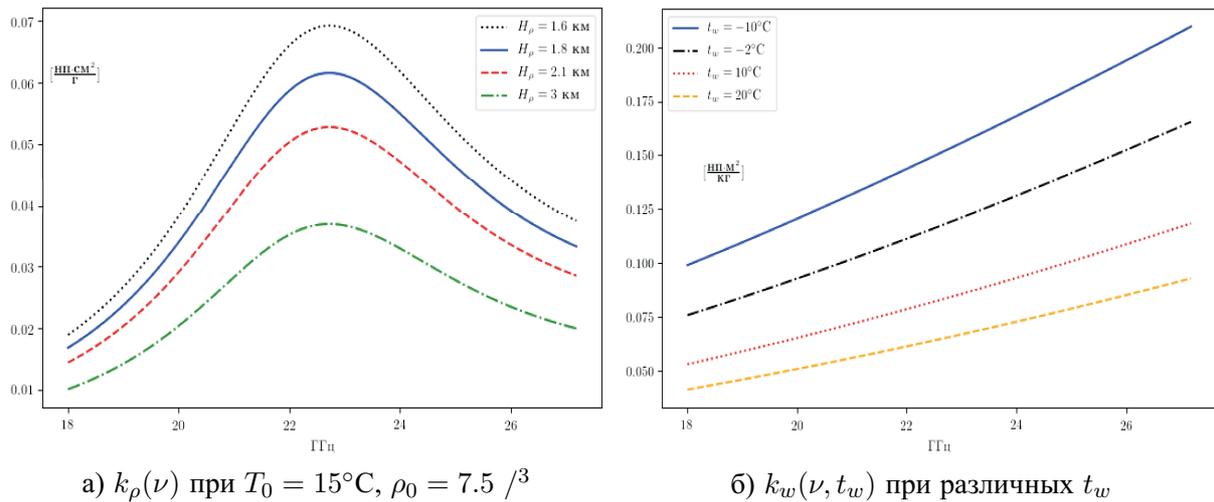
где T_0 , P_0 и ρ_0 – температура воздуха, атмосферное давление и абсолютная влажность вблизи поверхности Земли, H_2 и H_ρ – характеристические высоты поглощения и распределения водяного пара, соответственно. Модельные значения коэффициента γ_ρ при известных T_0 , P_0 и ρ_0 можно получить из теоретико-эмпирических зависимостей, указанных в рекомендациях МСЭ (например, Рес. ИТУ-R. P.676-3).

Рассмотрим теперь весовую функцию $k_w(\nu, t_w)$. В отличие от $k_\rho(\nu)$, эта функция принимает два аргумента. Значение эффективной температуры облака t_w задают в соответствии с типом наблюдаемых облаков. Запишем выражение для функции k_w через λ – длину волны (в сантиметрах)

$$k_w(\nu, t_w) = k_w^*(\lambda, t_w) = 0.6\pi\lambda^{-1} \cdot K_C(\lambda, t_w). \quad (3)$$

Здесь $K_C(\lambda, t_w) = \text{Im}\left(\frac{\varepsilon_C - 1}{\varepsilon_C + 2}\right)$ определяет температурное изменение поглощения в облаке, ε_C – комплексная диэлектрическая проницаемость частиц облачного образования. Удобные для модельных расчётов температурные зависимости для $K_C(\lambda, t_w)$ можно найти в [5].

Фиксируя условия стандартной атмосферы и $H_2 = 1.8$ км, приведём зависимости весовой функции k_ρ от частоты ν при различных H_ρ (рис. 1а). С увеличением параметра H_ρ наблюдается рост значений функции. Весовая функция k_w в зависимости от частоты ν при различных значениях параметра t_w изображена на рис. 1б. Диапазон ν – от 18 до 27 ГГц.



а) $k_\rho(\nu)$ при $T_0 = 15^\circ\text{C}$, $\rho_0 = 7.5 / 3$

б) $k_w(\nu, t_w)$ при различных t_w

Рис. 1. Весовые функции

Относительную погрешность определения полной массы водяного пара Q и водозапаса облаков W с помощью двухчастотного метода можно рассчитать по следующим формулам

$$\frac{\delta Q}{Q} = \frac{\sqrt{k_w^2(\nu_2, t_w) \cdot \delta\tau^2(\nu_1) + k_w^2(\nu_1, t_w) \cdot \delta\tau^2(\nu_2)}}{\tau^*(\nu_1) \cdot k_w(\nu_2, t_w) - \tau^*(\nu_2) \cdot k_w(\nu_1, t_w)}, \quad (4)$$

$$\frac{\delta W}{W} = \frac{\sqrt{k_\rho^2(\nu_2) \cdot \delta\tau^2(\nu_1) + k_\rho^2(\nu_1) \cdot \delta\tau^2(\nu_2)}}{\tau^*(\nu_1) \cdot k_\rho(\nu_2) - \tau^*(\nu_2) \cdot k_\rho(\nu_1)}. \quad (5)$$

Здесь $\tau^*(\nu_i) = \tau(\nu_i) - \tau_{O_2}(\nu_i)$, и для случая наблюдения с поверхности Земли

$$\delta\tau(\nu_i) = \frac{1}{T_{av} - T_{\nu_i}} \delta T_{\nu_i} + \frac{T_{\nu_i}}{T_{av}(T_{av} - T_{\nu_i})} \delta T_{av}, \quad (6)$$

где δT_{ν_i} – ошибка при измерениях радиояркостной температуры T_{ν_i} , а δT_{av} – ошибка при оценке средней эффективной температуры атмосферы T_{av} [1, 4].

Результаты обработки экспериментальных данных

На территории Фрязинского филиала Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН был оборудован пункт наземных СВЧ-радиометрических наблюдений атмосферы. Для получения данных о нисходящем излучении атмосферы использовался специальный СВЧ радиометр-спектрометр. Его характеристики приведены в [2]. Из окна лаборатории под зенитным углом $\theta = 51^\circ$ проводились длительные и непрерывные сеансы измерений. Параллельно, с помощью двух метеостанций регистрировались сопутствующие метеорологические условия (значения приповерхностных параметров). Для накопленного банка данных разработано клиент-серверное приложение, способное осуществить качественную калибровку проведённых измерений с целью получения истинных значений радиояркостной температуры, после чего произвести расчёт значений интегральных параметров Q и W двухчастотным методом. Приведём пример работы программы, используя данные сеанса измерений от 1-го августа 2017 года (05:10 – 07:10 UTC+3). Средние значения метеорологических параметров за время наблюдения: $T_0 = 17.3^\circ\text{C}$, $P_0 = 748$ мм.рт.ст., $\rho_0 = 13.4$ г/м³. Температура облака t_w принята за -2°C . Безоблачная погода сменяется развитой облачностью. Ниже представлены результаты расчёта значений полной массы водяного пара (рис. 2а, 3а) и водозапаса облаков (рис. 2б, 3б). При решении системы (1) выбраны следующие пары частот: 18 и 21 ГГц, 18 и 22 ГГц (рис. 2); 21 и 27 ГГц, 22 и 27 ГГц (рис. 3).

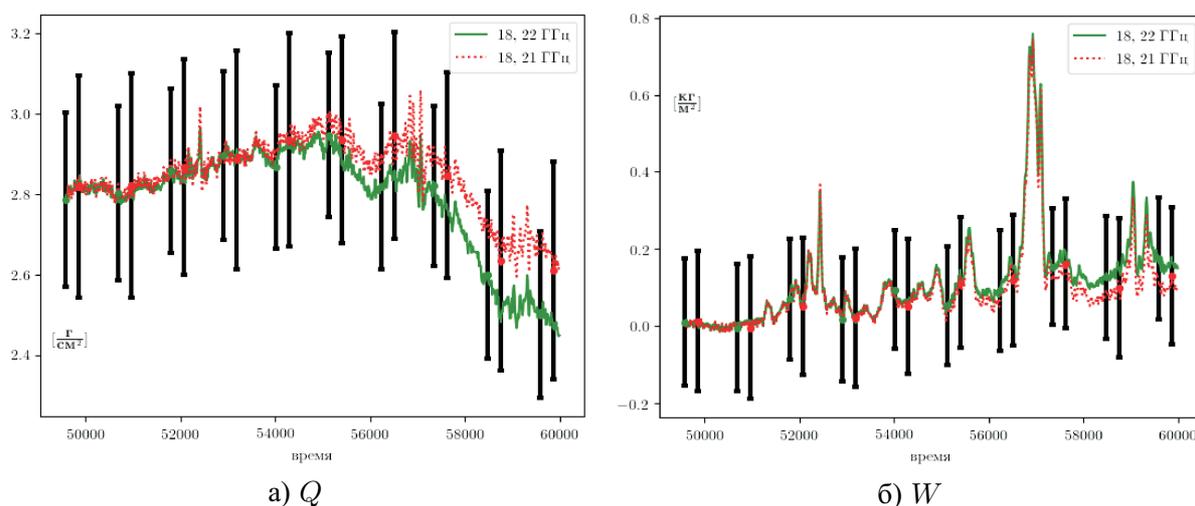


Рис. 2. 18, 21 и 22 ГГц

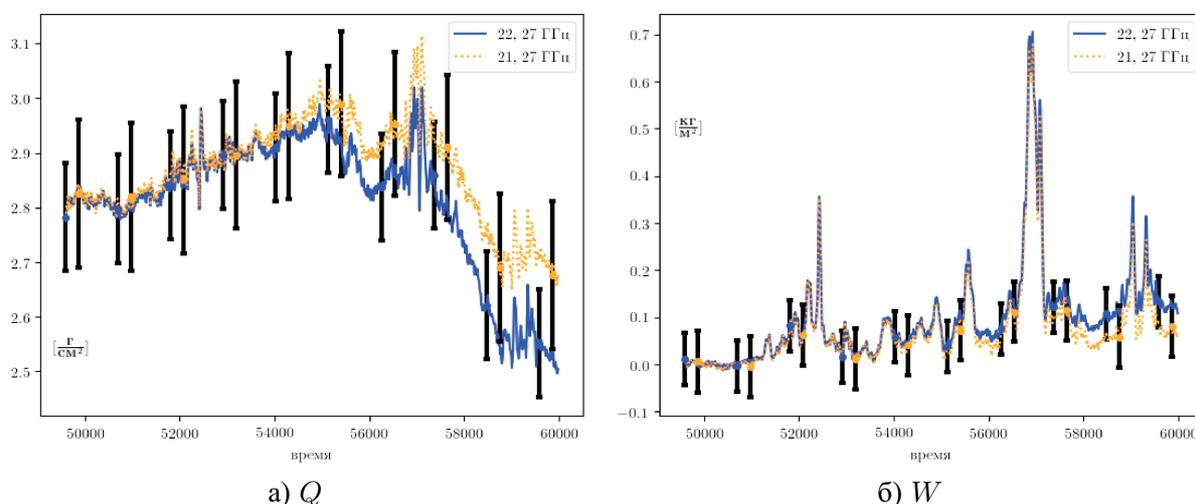


Рис. 3. 27, 21 и 22 ГГц

Значения погрешностей приведены из расчёта, что ошибка определения яркостных температур δT_ν составляет 1 К, а ошибка определения средней эффективной температуры атмосферы δT_{av} составляет 3 К. Наименьшая относительная погрешность в определении значений интегральных параметров достигается при выборе пары частот 22 и 27 ГГц (средняя ошибка по Q – 0.098 г/², по W – 0.054 кг/²). Наибольшая относительная погрешность достигается при выборе пары 18 и 21 ГГц (средняя ошибка по Q – 0.26 г/², по W – 0.17 кг/²). Такая тенденция обусловлена тем, что при $\nu_1 = 18$, $\nu_2 = 21$ ГГц определитель системы (1) принимает наиболее близкие к нулю значения $\det(A_{\nu_1, \nu_2}) \rightarrow 0$, тогда как $|\det(A_{27, 22})| > |\det(A_{27, 21})| > |\det(A_{18, 22})| > |\det(A_{\nu_1, \nu_2})| = |\det(A_{18, 21})|$.

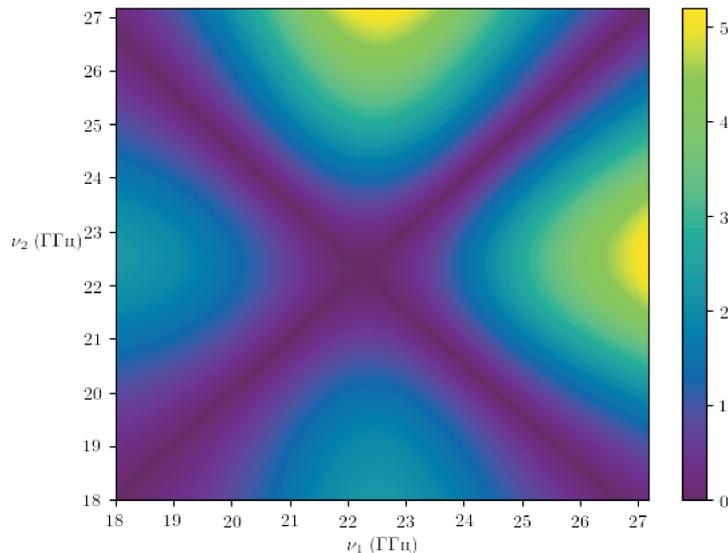


Рис. 4. Модуль определителя системы (1). Значения домножены на 10^3

Значения модуля определителя $\det(A_{\nu_1, \nu_2})$ системы (1) для всех ν_1, ν_2 из диапазона 18–27.2 ГГц при стандартных условиях и $t_w = -2^\circ\text{C}$ приведены на рис. 4. Результаты расчётов показывают, что при $22 < \nu_1 < 23$ и $26.5 < \nu_2 < 27.2$ ($\det(A_{\nu_1, \nu_2}) \sim 5 \cdot 10^{-3}$) относительные погрешности при определении значений интегральных параметров минимальны.

Работа выполнена в рамках государственного задания.

Список литературы

1. Кутуза Б. Г., Данилычев М. В., Яковлев О. И. Спутниковый мониторинг Земли: Микроволновая радиометрия атмосферы и поверхности. — М.: ЛЕНАНД, 2016.
2. Данилычев М. В., Казарян Р. А., Калинин А. А., Кутуза Б. Г., Турыгин С. Ю. Наземный СВЧ радиометр для исследования атмосферы и обеспечения подспутниковых экспериментов. — Материалы 9-й Международной научно-технической конференции ARMIMP – НТОРЭС им. А.С. Попова, Суздаль, Россия, 2016.
3. Егоров Д. П., Кутуза Б. Г. Многочастотное СВЧ-радиометрическое зондирование атмосферы вблизи спектральной линии водяного пара 18–27 ГГц. — Материалы XII конференции «Радиолокация и радиосвязь» — ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Москва, 2018.
4. Аквилонова А. Б., Кутуза Б. Г. Радиотепловое излучение облаков — Радиотехника и электроника — т.23, №9, 1978.
5. Розенберг В. И. Рассеяние и ослабление электромагнитного излучения атмосферными частицами. — Л.: Гидрометеиздат. 1972.

Том II, с. 258–262

УДК: 523.164

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ И РАЗВИТИЯ ОПАСНЫХ АТМОСФЕРНЫХ МЕТЕОЯВЛЕНИЙ, СВЯЗАННЫХ С ЭВОЛЮЦИЕЙ КОНВЕКТИВНОЙ ОБЛАЧНОСТИ

Е. В. Федосеева¹, И. Н. Ростокин¹, Е. А. Ростокина¹, Г. Г. Щукин²

¹ Муромский институт (филиал) ФГБОУ ВО «Владимирский государственный университет
имени А. Г. и Н. Г. Столетовых», 602264, г. Муром, ул. Орловская, 23

E-mail: rostockinilya@yandex.ru

² Военно-космическая академия им. А. Ф. Можайского,
191198, г. Санкт-Петербург, ул. Ждановская, 13

E-mail: ggshchukin@mail.ru

Аннотация. В докладе представлены результаты комплексных экспериментальных исследований пространственно-временной изменчивости радиотеплового излучения облачной атмосферы, выполненные с помощью разработанного микроволнового радиометрического метеокомплекса в период формирования опасных метеорологических явлений, связанных с развитием мощной конвективной облачности. Проведены корреляционные оценки результатов измерений интенсивности радиотеплового излучения облачной атмосферы с осадками с данными по интенсивности осадков, полученных с помощью автоматизированной метеостанции.

Ключевые слова: дистанционное зондирование атмосферы; многочастотные микроволновые радиометрические системы; компенсация фонового излучения; двухмодовые антенные системы; опасные атмосферные метеоявления, конвективные облака; корреляционный анализ

INVESTIGATION OF THE PROCESSES OF FORMATION AND DEVELOPMENT OF HAZARDOUS ATMOSPHERIC METE-EVENTS ASSOCIATED WITH THE EVOLUTION OF CONVECTIVE CLOUDS

E. V. Fedoseeva, I. N. Rostokin, E. A. Rostokina, G. G. Shchukin

Abstract. The report presents the results of complex experimental studies of the spatio-temporal variability of the radiothermal radiation of a cloudy atmosphere, carried out using the developed microwave radiometric meteorological complex during the formation of dangerous meteorological phenomena associated with the development of powerful convective clouds. The correlation estimates of the results of measurements of the intensity of the radio-thermal radiation of a cloudy atmosphere with precipitation with data on the intensity of precipitation obtained using an automated weather station have been carried out.

Keywords: remote sensing of the atmosphere; multi-frequency microwave radiometric systems; background radiation compensation; two-mode antenna systems; dangerous atmospheric meteorology, convective clouds; correlation analysis

Введение

Микроволновая радиометрия, являющаяся средством пассивного дистанционного зондирования, позволяет определять метеорологические параметры атмосферы по результатам измерений ее собственного радиотеплового излучения. Наибольший вклад в формирование радиотеплового излучения облачной атмосферы вносят кислород, водяной пар, жидкокапельные облака и осадки. На основе данных микроволновых радиометрических измерений в результате решения обратных задач можно восстанавливать профиль температуры и влажности воздуха, а также определять, влагозапас атмосферы, водозапас облаков и интенсивность осадков.

Первичной измеряемой величиной при микроволновом радиометрическом зондировании атмосферы является радиояркостная температура принятого излучения и погрешность ее измерения, от которой, в конечном счете, зависит точность решения обратных задач, в частности рассматриваемых в данном докладе, определения влагозапаса атмосферы и водозапаса облаков, а также достоверность выполняемых на их основе сверхкраткосрочных (в пределах от 0 до 6 ч от срока наблюдения) прогнозов развития опасных погодных явлений или наукастинга [2].

Процесс развития (эволюции) конвективной облачности (Cb - кучево-дождевых облаков) может сопровождаться возникновением опасных метеорологических явлений, к которым в соответствии с руководящим документом Росгидромета РД 52.27.724-2009 принято относить природные процессы и явления, возникающие в атмосфере и/или у поверхности Земли, которые по своей интенсивности (силе), масштабу распространения и продолжительности оказывают или могут оказать поражающее воздействие на людей, сельскохозяйственных животных и растения, объекты экономики и окружающую среду.

Дистанционные методы микроволнового радиометрического контроля за кучевыми облаками и их эволюцией могут, особенно в сочетании с радиолокационными, способствовать оперативному обнаружению таких опасных гидрометеорологических явлений, как гроза, смерч, шквал, ливневые осадки, град, ледяной дождь, метель и т.д., приносящих большой ущерб различным отраслям народного хозяйства.

Основная особенность переохлажденных зон кучево-дождевых облаков Cb – их сложная микроструктура. Cb являются пространственно ограниченными средами и представляют собой динамичные неоднородные системы со сложной микроструктурой, при зондировании которых с поверхности Земли в главный лепесток диаграммы направленности антенны попадают не только мелкокапельные переохлажденные зоны облака, но и части слоя дождя, а также фоновое излучение окружающего пространства, приходящее по боковым и задним лепесткам диаграммы направленности.

Для исключения влияния фонового излучения предлагается использовать многочастотный микроволновый радиометрический метод зондирования конвективной облачности, на разных стадиях её развития, с пространственным и поляризационным разрешением радиотепловых сигналов с применением метода компенсации влияния фонового излучения окружающего пространства [3, 6].

Техника эксперимента

Для оценки потенциальных возможностей контроля состояния атмосферы трехдиапазонной микроволновой радиометрической системой с компенсацией влияния фоновых шумов [4] были выполнены суточные измерения радиотеплового излучения атмосферы в теплое и холодное время года в условиях выпадения осадков. Направление приема радиотеплового излучения соответствовало зенитному углу 5° . Для общей характеристики облачности атмосферы рассматривались данные Муромской межрайонной метеостанции, расположенной на расстоянии 15 км от места базирования микроволнового радиометрического комплекса. С целью экспериментального исследования предлагаемого многочастотного микроволнового радиометрического метода дистанционного зондирования атмосферы на базе Муромского института была реализована многочастотная микроволновая радиометрическая система, представленная на рис. 1 и 2.

На рис. 1 цифрами обозначены: 1- прямофокусное зеркало диаметром 2400 мм; 2 - многоканальный двухмодовый облучатель со снятой метеозащитой; 3 - многочастотный волноводный микроволновый калибратор; 4 – угломестный привод; 5 – азимутальный привод. На рис. 2 цифрами обозначены: 1.1 – канал 7.5 см ВЕРТ поляризации; 1.2 - канал 7.5 см ГОР поляризации; 1.3 – ДОП канал 7.5 см компенсации; 2.1 – канал 3.2 см ВЕРТ поляризации; 2.2 - канал 3.2 см ГОР поляризации; 2.3 – ДОП канал 3.2 см компенсации; 3.1 - канал 1.35 см ГОР поляризации. СВЧ блок многочастотной микроволновой радиометрической системы, состоит из трех высокочастотных приемно-усилительных блоков, предназначенных для приема радиощумового излучения атмосферы в трех диапазонах длин волн (7,5 см, 3,2 см, 1,35 см), на двух линейных ортогональных поляризациях (ОСН ГОР и ОСН ВЕРТ) и дополнительного канала компенсации



Рис. 1. Позиция многочастотной микроволновой радиометрической системы.

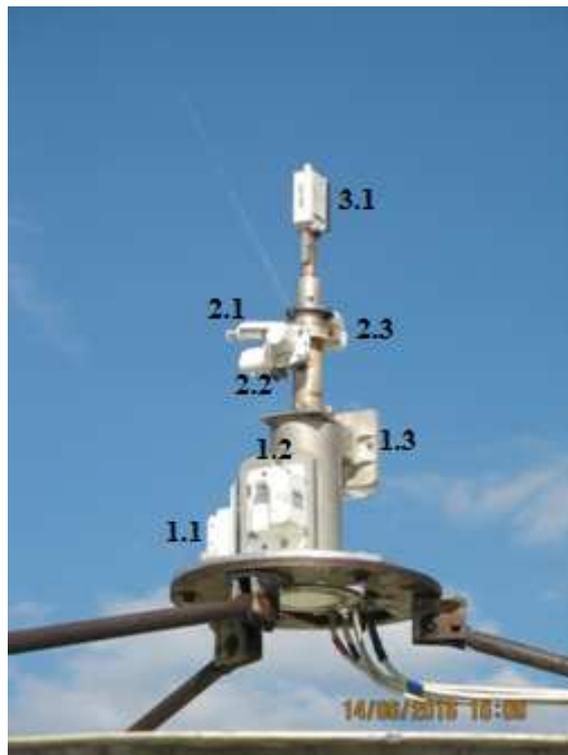


Рис. 2. Многочастотный двухмодовый облучатель.

влияния фонового излучения (ДОП), флуктуационный порог чувствительности при постоянной интеграции 1 с. составляет 0,03 К [4].

Интерпретация результатов и их анализ

Для оценки потенциальных возможностей контроля состояния атмосферы в задачах прогнозирования развития опасных явлений трехдиапазонной микроволновой радиометрической системой с компенсацией влияния фоновых шумов [5] были выполнены измерения радиотеплового излучения атмосферы в теплое время года в условиях выпадения осадков в трех частотных диапазонах с центральными длинами волн 7,5 см, 3,2 см и 1,35 см, представленные на рис. 3

Проведены корреляционные оценки результатов измерений интенсивности радиотеплового излучения облачной атмосферы с осадками с данными по интенсивности осадков [6].

Полученные численные результаты показали наличие сильной корреляционной связи между результатами радиометрических измерений и данными по интенсивности дождя и влажности приземного слоя атмосферы. Проведение разностных измерений при выполнении компенсации влияния фоновых шумов показало увеличение степени корреляции, особенно для канала с центральной длиной волны 7.5 см.

Наиболее сильная корреляция результатов измерений микроволновой радиометрической системы и интенсивности осадков наблюдается для канала с центральной длиной волны 7.5 см, а корреляция результатов измерений и влажности для канала с центральной длиной волны 1.35 см [7].

Заключение

Полученные корреляционные оценки данных измерений интенсивности радиотеплового излучения атмосферы трехдиапазонной микроволновой радиометрической системой с данными по интенсивности осадков и влажности приземного слоя атмосферы, получаемых с метеостанции,

позволили сделать вывод о возможности оперативной оценки состояния атмосферы по данным многочастотных микроволновых радиометрических измерений.

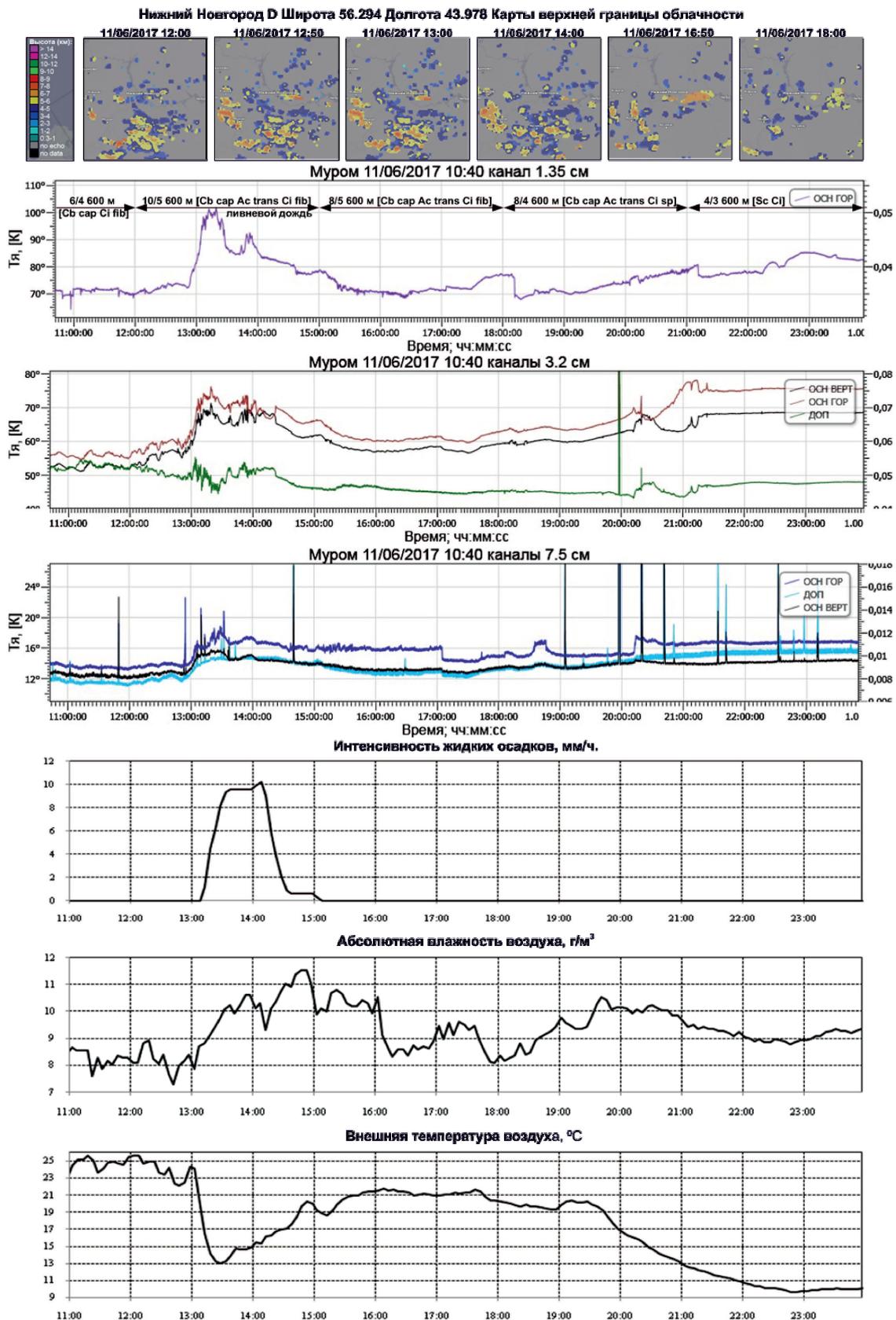


Рис. 3. Процесс развития ОЯ в виде сильного ливня от 11.06.2017 г.

Для представленных данных выходной сигнал радиометрической системы в диапазоне 1.35 см имеет сильную корреляцию с влажностью атмосферы, на длине волны 3.2 см имеет место корреляция с влажностью и интенсивностью дождя, а также существенно влияние выпадение твердых осадков в виде снега с наличием поляризационного контраста в результатах измерений, а на длине волны 7.5 см выходной сигнал в основном зависит от интенсивности осадков.

Результаты экспериментальных исследований показали перспективность применения многодиапазонных микроволновых радиометрических систем с компенсацией влияния фоновых шумов для решения задач оперативной оценки состояния атмосферы.

Список литературы

1. Щукин Г.Г., Степаненко В.Д., Снегуров А.В. Перспективные направления радиолокационных наблюдений за атмосферой // Труды Главной геофизической обсерватории им. А.И. Воейкова. - 2010. – № 561. – С. 223 - 241.
2. Некос А.Н., Некос В.Е. Щукин Г.Г. Дистанционные методы исследований природных объектов: моногр. – СПб.: РГГМУ, 2009 – 319 с.
3. Федосеева Е.В., Щукин Г.Г., Ростокин И.Н., Ростокина Е.А. Компенсация помех в работе СВЧ радиометрических систем // Радиотехнические и телекоммуникационные системы. – 2014. – № 1(13). – С. 50 – 62.
4. Ростокин И.Н., Федосеева Е.В., Щукин Г.Г. Сверхвысокочастотная радиометрическая система с внешним тестовым шумовым сигналом. // Труды Военно-космической академии имени А.Ф. Можайского. Выпуск 653. – СПб.: ВКА имени А.Ф. Можайского, 2016, С. 204 – 209.
5. Федосеева Е.В., Ростокин И.Н., Щукин Г.Г. Оценка условий приема в двухканальной СВЧ радиометрической системе по внешнему тестовому сигналу. // Известия высших учебных заведений. Физика. Том. 59, № 12/3. – Томск, 2016 С. 116 – 120.
6. Ростокин И. Н. Многочастотный микроволновый радиометрический метод обнаружения и контроля опасных атмосферных метеоявлений, устойчивый к изменяющимся условиям измерений // Вестник Поволжского государственного технологического университета. Сер.: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. 2018. № 1(37). С. 6–21.
7. Ростокин И. Н. Анализ результатов угломестного многочастотного зондирования однородной атмосферы микроволновой радиометрической системой с компенсацией влияния фонового излучения. // Научно-технический вестник Поволжья. 2018. № 8. С. 49 – 53. ISSN 2079-5920.

Том II, с. 263–266

УДК: 551.551, 551.501.8

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДАННЫХ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ СПУТНИКОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЗОН С АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ

Т. Ф. Газимов, М. А. Волкова

*Национальный исследовательский Томский государственный университет,
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: tf.gazimov@gmail.com*

Аннотация. В работе рассматривается пример комплексного использования данных спектро радиометра MODIS и сводок бортовой погоды AIREP для определения зон с турбулентностью. Оценено пространственное распределение случаев с болтанкой над территорией филиала «Аэронавигация Западной Сибири» по данным AIREP. Отмечена полезность использования данных метеорологических спутников для диагноза зон атмосферной турбулентностью в условиях недостатка информации.

Ключевые слова: атмосферная турбулентность; спектро радиометр MODIS; PIREP; AIREP.

ALLOCATION OF ZONES WITH AVIATION TURBULENCE USING REMOTE SENSING DATA

T. F. Gazimov, M. A. Volkova

Abstract. This paper considers an example of the integrated use of MODIS data and summaries of on-Board weather AIREP to identify areas of turbulence. Estimated spatial distribution of the cases with turbulence over the territory of the branch «West Siberia Air Navigation» according AIREP. The usefulness of meteorological satellite data for the diagnosis of zones of atmospheric turbulence in conditions of lack of information is noted.

Keywords: aviation turbulence; MODIS spectroradiometer; PIREP; AIREP

Введение

Атмосферная турбулентность является опасным явлением для авиации. Так, в исследовании Национального совета по безопасности на транспорте (США) показано, что за период с 1983 по 1997 гг. турбулентность послужила причиной 609 смертельных случаев и 823 травм [1]. Финансовые потери, обусловленные атмосферной турбулентностью, составляют около 750 млн долларов ежегодно [2]. Снижение рисков авиационных происшествий, связанных с погодными условиями, и турбулентностью, в частности, требует всестороннего изучения данного явления, в том числе с применением доступной спутниковой информации.

Целью данной работы является оценка условий формирования зон турбулентности атмосферы на юге Западной Сибири на основе совместного использования бортовой погоды и спутниковой информации.

Исходя из особенностей развития, принято выделять три основных вида турбулентности: орографическую, термическую, динамическую и отдельно – турбулентность ясного неба (ТЯН). Орографическая турбулентность вызвана неровностью земной поверхности и является функцией скорости ветра у поверхности земли, шероховатостью подстилающей поверхности, а также взаимного расположения направления ветра и направления хребта. Данный вид турбулентности вызывает сильные восходящие и нисходящие потоки, которые становятся причиной болтанки воздушного судна (ВС) [3].

Термическая турбулентность является результатом действия конвективных потоков, вызываемых нагревом подстилающей поверхности. Нагрев поверхности может быть результатом инсоляции или от прохождения относительно холодной воздушной массы над более теплой сушей или морской поверхностью [4].

Динамическая турбулентность связана с большими вертикальными и горизонтальными сдвигами ветра и температуры. В результате этих сдвигов в атмосфере образуется гравитационные и гравитационно-сдвиговые волны, которые разрушаясь переходят в турбулентные вихри [3].

Турбулентность ясного неба возникает при усилении сдвига ветра и снижением устойчивости вблизи струйных течений, тропопаузы и высотных фронтальных зон. В широком смысле ТЯН это вся турбулентность в свободной атмосфере, которая не связана с «видимой» конвективной деятельностью (например, турбулентность в перистых облаках, не образованных из кучевых). Обычно встречается в верхней тропосфере и нижней стратосфере [5].

На данный момент о факте наличия турбулентности в атмосфере можно говорить только, опираясь на сообщения пилотов о болтанке воздушного судна, которые представлены в виде сводок PIREP и AIREP (бортовая погода). В отличие от PIREP в AIREP указаны географические координаты местоположения ВС во время наблюдаемой болтанки, что помогает оценить пространственное распределение турбулентных зон, а также причины возникновения турбулентности. Недостатком этих данных является то, что турбулентность регистрируется только во время полета летательного аппарата, что может ограничиваться временными интервалами (согласно расписанию полетов) и пространственной локализацией (трассы, маршруты, зоны аэродромов). В этой связи, перспективным является совместное использование данных бортовой погоды и изображений с метеорологических спутников для идентификации и сверх краткосрочного прогнозирования зон атмосферной турбулентности.

В работе были использованы данные бортовой погоды AIREP и спектрорадиометра MODIS за 2018 год над территорией филиала «Аэронавигация Западной Сибири», которая включает в себя такие области: Новосибирская, Томская, Кемеровская, Омская, а также Республика Алтай и Алтайский край.

Содержание работы

На первом этапе была проведена статистическая обработка данных AIREP и составлена карта пространственного распределения (рис. 1) случаев с болтанкой воздушных судов. Всего за 2018 год было зафиксировано 2038 сообщений о болтанке воздушных судов. Как видно на карте распределения (рис. 1) наибольшее число случаев за весь период наблюдалось (191 случай с болтанкой) в зоне Новосибирского международного аэродрома Толмачево (55° с.ш.; 82° в.д.). В целом, наибольшее количество сообщений приходится на окрестности аэропортов и в особенности крупных, что является следствием того, что болтанка регистрируется чаще при взлете и посадке ВС и, соответственно, чем больше число рейсов у аэропорта, тем выше число случаев болтанки.

До введения кода AIREP (2017 г.) основным источником данных о наличии турбулентности в атмосфере являлись сообщения пилотов PIREP – информация о погодных условиях, наблюдаемых во время полета ВС и передаваемая на ближайший орган метеорологического слежения. Так в ранней выполненной работе [6] был оценен годовой ход числа дней с турбулентностью и повторяемость дней в зависимости от интенсивности за период 2012-2016 гг. в районе аэродрома Томск. В среднем за год было зарегистрировано 35 дней с турбулентностью с максимальным количеством дней в переходные сезоны года.

Далее был рассмотрен пример использования (рис. 2) данных спектрорадиометра MODIS космического аппарата (КА) AQUA для диагноза зон турбулентности.

MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer) является ключевым инструментом, установленным на КА Terra и Aqua. Terra MODIS и Aqua MODIS просматривают всю поверхность Земли каждые 1-2 дня, получая данные в 36 спектральных каналах или группах длин волн [7].

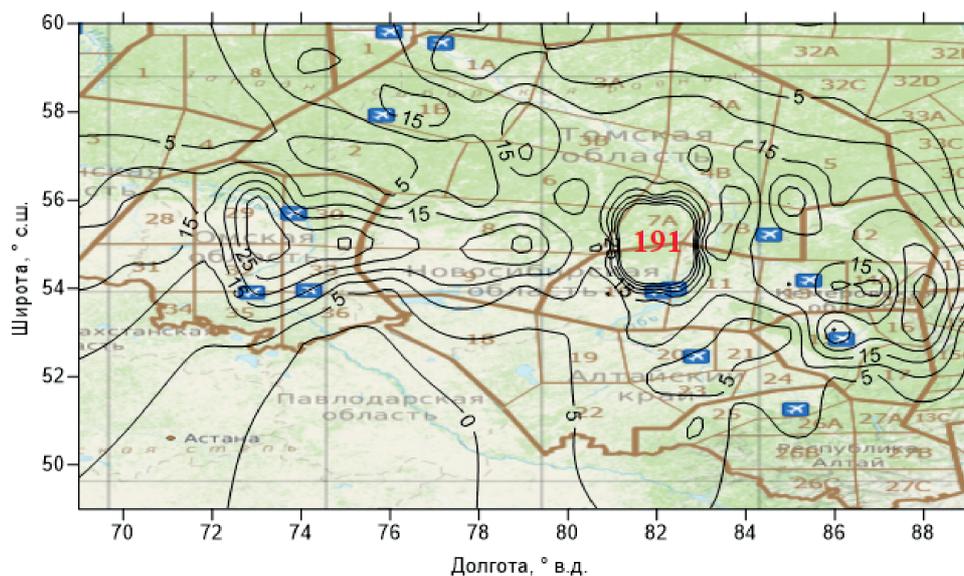
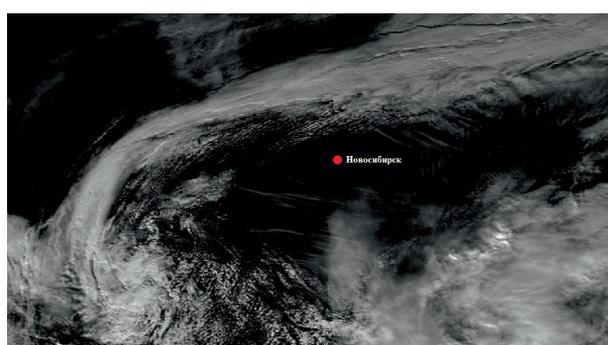
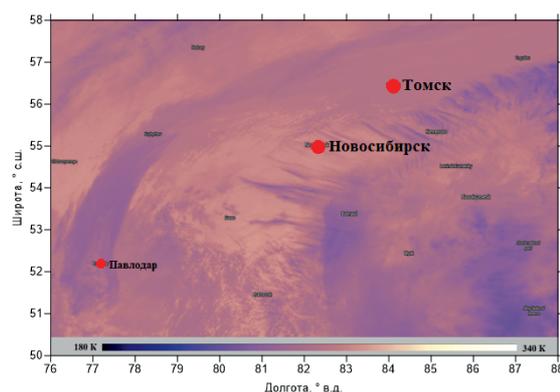


Рис. 1. Карта распределения случаев болтанки над территорией филиала Аэронавигация Западной Сибири за 2018 г. по данным AIREP.



а)



б)

Рис. 2. Изображение в канале водяного пара 6.5мкм (а) и изображения с отраженными значениями яркостной температуры(б): AquaMODIS, время пролета – 07:20 UTC.

В качестве примера рассмотрим 17 октября 2018 г., когда в течение дня наблюдалось 24 сообщения о болтанке и из которых 8 сообщений – о сильной болтанке, зафиксированные на эшелонах от 6000 м до 11400 м. Для анализа были использованы два изображения, представленные на рисунке 2. Так, из рисунка следует, что вся исследуемая территория находится под влиянием проходящего циклона в стадии максимального развития. Данному циклону соответствуют теплый и холодный фронт, а также фронт окклюзии. С холодным фронтом связано струйное течение, которое является диагностическим признаком болтанки, в частности турбулентности ясного неба. С помощью информации о яркостной температуре можно оценить градиенты температуры, связанные с данной облачной системой. Непосредственно на струйном течении значения яркостной температуры достигают 245 К, а по обеим сторонам струйного течения яркостная температура выше на 20-30 К. Такие высокие температурные градиенты также являются признаком турбулентного состояния атмосферы.

На рисунке 3 показаны случаи с болтанкой из сводок AIREP и нанесены на изображение с яркостной температурой. На полученном рисунке видно, что все случаи с сильной болтанкой

находятся в зоне влияния холодного фронта, а также большинство случаев связано с облачными грядками, в которых градиенты яркостной температуры также высокие и достигают 10 К.

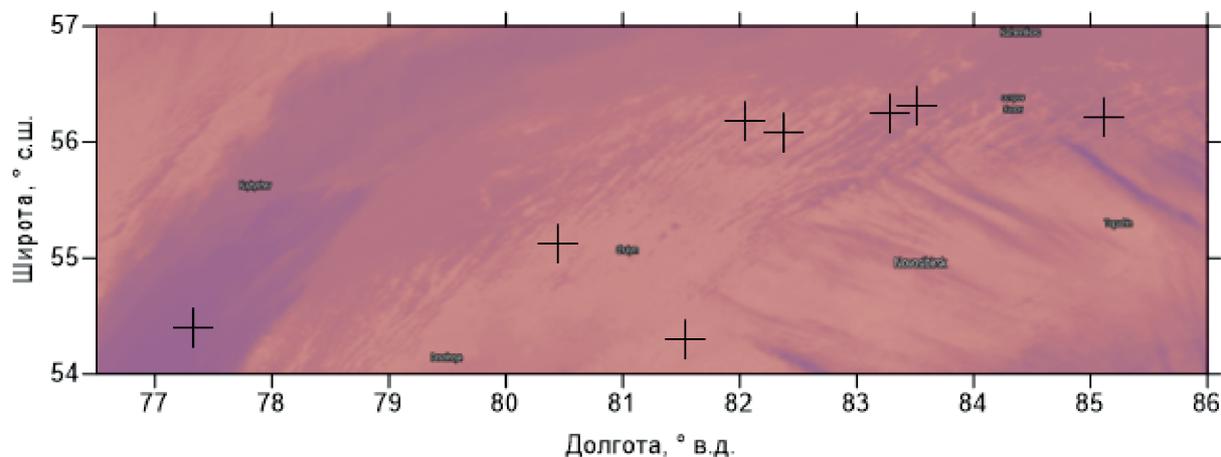


Рис. 3. Координаты случаев (кресты) с сильной болтанкой, зарегистрированных 17.10.2018 г.

Заключение

Таким образом информация, полученная с метеорологических спутников, а именно данные облачности в канале водяного пара 6.5 мкм и яркостной температуры позволяет получать большее количество информации о ситуации, способствующей развитию атмосферной турбулентности. Изображения в канале водяного пара позволяют оценить облачную структуру циркуляционных систем (атмосферные фронты, струйные течения, облачные грядки, закрытые ячейки), а изображение яркостной температуры позволяет оценить горизонтальные температурные градиенты, которые являются одним из основополагающих факторов, способствующие формированию турбулентных зон. Совместное её использование с данными AIREP способствует более точному определению причин, вызывающих болтанку воздушных судов.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-45-700010 p.a.)

Список литературы

1. Uhlenbrock N. L., Bedka K. M., Felt W. F. et al. Mountain Wave Signatures in MODIS 6.7- μm Imagery and Their Relation to Pilot Reports of Turbulence // *Weather and forecasting*. – 2006. – Vol. 22. – P. 662-670.
2. Mecikalski J.R., Felt W. F., Murray J. J. et al. Aviation Applications for Satellite-Based Observations of Cloud Properties, Convection Initiation, In Flight Icing, Turbulence, and Volcanic Ash // *Bulletin of the American Meteorological Society*. – 2007. – Vol. 88. – P. 1589-1607.
3. Богаткин О.Г. Основы авиационной метеорологии. – СПб.: Изд-во РГГМУ, 2009. – 339 с.
4. K. Bryant, A.P. Cluley *Handbook of aviation meteorology*. 3rd edition – London.: HMSO, 1994. – P. 401.
5. Robert Sharman, Todd Lane *Aviation turbulence: Processes, Detection, Prediction* – Switzerland.: Springer, 2016. – P. 523.
6. Газимов Т. Ф., Волкова М.А. Характеристика турбулентности на аэродроме Томск // *Современные тенденции и перспективы развития гидрометеорологии в России*. – Иркутск.: Изд-во ИГУ, 2018. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM).
7. Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer. – Режим доступа: <https://modis.gsfc.nasa.gov/about/> (Дата обращения: 10.03.2019).

Том II, с. 267–270

УДК: 621.396.96

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯНИЯ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИОННО МОДУЛИРОВАННЫМИ ЗОНДИРУЮЩИМИ СИГНАЛАМИ

В. Л. Гулько, А. А. Мещеряков

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

634050, г. Томск, пр. Ленина, 40

E-mail: GulkoVL@sibmail.com

Аннотация. В работе приводятся и обсуждаются результаты экспериментальных оценок поляризационных характеристик рассеяния земной поверхности естественного и искусственного происхождения, включающих в себя смешанный лес и городские строения с использованием поляризационно модулированных с вращающейся линейной плоскостью поляризации зондирующих сигналов.

Ключевые слова: зондирующие сигналы, поляризационная модуляция, поляризационные характеристики, земная поверхность

EXPERIMENTAL STUDIES OF THE POLARIZATION CHARACTERISTICS OF THE SCATTERING OF THE EARTH'S SURFACE BY POLARIZATION MODULATED PROBE SIGNALS

V. L. Gulko, A. A. Mescheryakov

Abstract. The paper presents and discusses the results of experimental estimates of the polarization characteristics of the earth's surface scattering of natural and artificial origin, including mixed forest and urban buildings using polarized modulated probe signals with a rotating linear plane of polarization.

Keywords: probing signals, polarization modulation, polarization characteristics, earth surface

Введение

Развитие радиолокационных методов обнаружения и селекции радиолокационных целей по поляризационным признакам на фоне мешающих отражений от земной поверхности определяет повышенный интерес к экспериментальному изучению ее отражающих свойств, включая поляризационные характеристики рассеяния.

Использование поляризационно модулированных (ПМ) зондирующих сигналов существенно расширяет функциональные возможности РЛС и позволяет увеличить информативность радиолокационного наблюдения [1–3]. Однако при зондировании ими естественных и искусственных земных покровов необходимо знать статистику их поляризационных характеристики рассеяния которые определяются многими факторами одновременный учет которых вряд ли возможен. Теоретически подобные задачи решаются в очень ограниченных случаях. Поэтому особо важную роль играют экспериментальные методы оценки поляризационных характеристик рассеяния земных покровов различных типов поскольку позволяют получить о них такую информацию, которую невозможно получить при теоретическом анализе [4].

Имеющиеся в этой области экспериментальные данные относятся в основном к сравнительному анализу отражающей способности земной поверхности включающей в себя отражения от сельскохозяйственных культур, пашни, растительности, леса при различных фиксированных поляризациях излучения РЛС, либо к сравнению уровней основной и кроссовой составляющей рассеянного сигнала.

Описание предмета экспериментальных исследований

Целью проведения экспериментальных исследований являлось получение экспериментальных оценок статистических поляризационных характеристик рассеяния земной поверхности различных типов как объектов дистанционного зондирования с использованием ПМ зондирующих сигналов.

Для описания поляризационных характеристик земной поверхности использовалось параметрическое представление ее матрицы рассеяния (МР) [1, 2]. К поляризационным параметрам (ПП) относятся: фактор формы $\rho = \lambda_2/\lambda_1$, определяемый как отношение модулей собственных чисел λ_1 и λ_2 МР; параметр $\Delta\varphi$, определяемый как разность аргументов собственных чисел МР и параметр α , определяемый как угол ориентации собственной системы координат МР. В нашем случае под ПП будем понимать их средние значения за время наблюдения в каждом элементе разрешения исследуемого участка земной поверхности.

Методика измерений

Для измерения ПП использовался модуляционный метод, заключающийся в облучении исследуемого участка земной поверхности поляризационно модулированным по углу ориентации плоскости поляризации зондирующим сигналом и определении ПП по амплитудам и фазам спектральных составляющих выходного сигнала логарифмического приемника на частотах, кратных частоте ПМ [2]. Кроме ПП регистрировался средний уровень I отраженного сигнала. Оценка среднего уровня формировалась как среднее значение за несколько периодов ПМ. Выбор оптимальной частоты ПМ осуществлялся с учетом полученных экспериментальных оценок спектра флуктуаций амплитуды сигнала, отраженного земной поверхностью при фиксированной вертикальной поляризации излучения. Анализ этого спектра показал, что его верхние частоты лежат в интервале 100 - 170 Гц, что соответствует интервалам временной корреляции меньше 0,01 с. При выбранной частоте ПМ 20 Гц обеспечивалось выполнение условия, при котором период ПМ в несколько раз больше интервала временной корреляции амплитудных флуктуаций принимаемого сигнала.

Исследование статистических свойств ПП поверхности земли проводилось в трехсантиметровом диапазоне длин волн с техническими характеристиками РЛС: длина волны $\lambda = 3$ см; ширина диаграммы направленности по уровню 3 Дб - $0,8^\circ$; мощность излучения в импульсе - 100 кВт; чувствительность приемника - 132 Дб/Вт; длительность импульса - 1 мкс; частота вращения плоскости поляризации излучаемого сигнала - 20 Гц, время усреднения ПП - 0,2 с.

Исследуемые участки земной поверхности искусственного и естественного происхождения находились на дальностях от 3,5 км до 10 км. Площадь исследуемых участков земной поверхности выбирались из уровня получения необходимого объема выборки N независимых наблюдаемых значений. С помощью схемы временного стробирования и изменения углового положения приемо-передающей антенны РЛС осуществлялось последовательное измерение среднего уровня отраженного сигнала I и ПП ρ и α в каждом дискрете разрешения исследуемых участков земной поверхности. Размер дискрета разрешения по дальности определялся длительностью зондирующего импульса и равнялся 150 м, а по азимуту - шириной диаграммы направленности антенны, равной $0,8^\circ$.

Результаты исследования и их анализ

В качестве иллюстрации на рис. 1-3 приведены гистограммы распределения параметров I , ρ и α для смешанного леса и городских строений. Здесь же приведены оценки основных статистических характеристик распределения исследуемых параметров - среднее значение выборки N и среднеквадратические отклонения. При этом параметры I , ρ и α имеют смысл интегральных оценок ПП, так как рассеивающая земная поверхность в каждом элементе разрешения представляет собой совокупность большого количества статистически независимых элементарных рассеивателей. Поэтому сигнал, поступающий на вход антенны РЛС представляет собой сумму элементарных сигналов, рассеянных в обратном направлении участками, образующими рассеивающую поверхность.

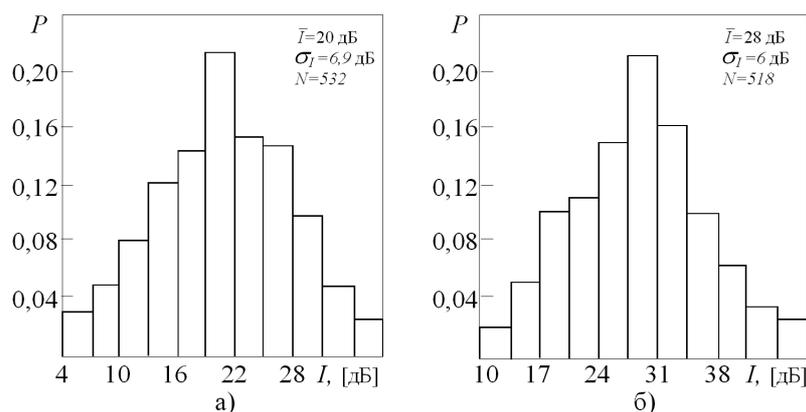


Рис. 1. Гистограммы распределения среднего уровня отраженного сигнала I
а) - смешанный лес, б) - городские строения

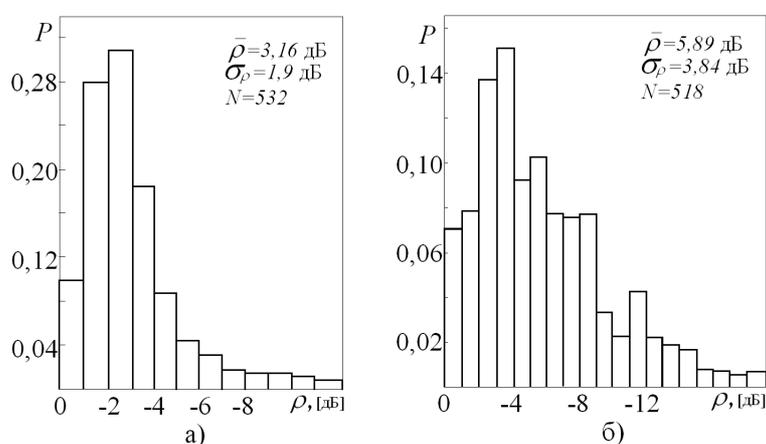


Рис. 2. Гистограммы распределения поляризационного параметра ρ
а) - смешанный лес, б) - городские строения

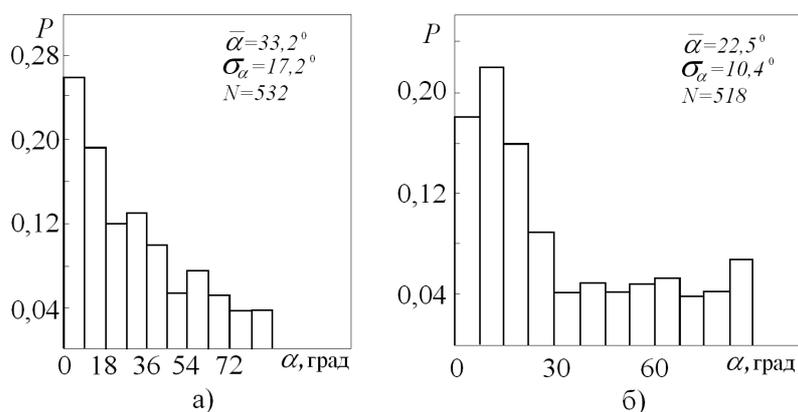


Рис. 3. Гистограммы распределения поляризационного параметра α
а) - смешанный лес, б) - городские строения

Сравнительный анализ приведенных гистограмм показывает, что в общем случае для исследуемых типов земной поверхности, распределения ПП отличаются от распределений интен-

сивности отраженного сигнала. Эти отличия подтверждают предположения о том, что ПП несут «свою» независимую от интенсивности отраженного сигнала информацию о рассеивающих свойствах исследуемых объектов. Диапазон изменения возможных выборочных значений одних и тех же ПП для различных типов земной поверхности не одинаков. Так, например, из анализа гистограмм распределения фактора формы видно, что диапазон выборочных значений этого параметра для участка местности типа смешанный лес находится в пределах от 0 до 10 Дб, в то время как для городских строений находится в пределах от 0 до 20 Дб. Последнее означает, что для городских строений характерно наличие объектов с ярко выраженными поляризационно анизотронными свойствами. Наряду с неравномерностью распределений значений ПП достаточно наглядно наблюдается тенденция группировки около каких-то средних значений. Так, например, из анализа гистограмм распределения параметра α следует, что наиболее вероятные выборочные значения этого параметра для городских строений находятся в начале диапазона и лежат в пределах $0 - 15^\circ$. Значение 0° оценки α соответствует вертикальной ориентации собственной системы координат исследуемого объекта, а 90° - горизонтальной ориентации. Это обстоятельство дает основания предполагать, что для городских строений характерно наличие поляризационно анизотронных объектов с преимущественно вертикальной или близкой к ней ориентацией собственной системы координат. Неравномерность распределений значений ПП для исследуемых типов земной поверхности объясняется разнообразием их электрических и геометрических характеристик.

Заключение

Результаты исследования указывают на возможность получения новой дополнительной информации о поляризационных характеристиках рассеяния земной поверхности с помощью поляризационно-модулированных по углу ориентации плоскости поляризации зондирующих сигналов. При этом сам поляризационный метод технически просто реализуем.

Полученные экспериментальные оценки поляризационных параметров пополняют базу данных отражающих свойств различных типов земных покровов.

Благодарности

Работа выполнена в рамках проекта по государственному заданию Минобрнауки РФ № 8.7348.2017/8.9.

Список литературы

1. Бадулин Н.Н. Гулько В.Л. Спектральные характеристики эхо-сигналов при поляризационной модуляции излучения РЛС // Известия Вузов Радиоэлектроника. — 1988. — № 4. — С. 74—76.
2. Бадулин Н.Н. Гулько В.Л. Масалов Е.В. Спектральные характеристики рассеянных радиолокационными целями сигналов при поляризационной модуляции излучения РЛС // Известия Вузов Радиоэлектроника. — 1991. — № 11. — С. 65—67.
3. Бадулин Н.Н. Былина В.В. Гулько В.Л. Обнаружение искусственных радиолокационных целей по поляризационным признакам на фоне земной поверхности // Известия Вузов Радиоэлектроника. — 1991. — № 8. — С. 29—32.
4. Козлов А.И. Логвин А.И. Сарычев В.А. Поляризация радиоволн. Кн.2 Радиолокационная поляриметрия. — М. : Радиотехника, 2007. — С. 640.

Том II, с. 271–274

УДК: 551.501.81

РАССЕЯНИЕ И ОСЛАБЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА В ГРАДОВЫХ ОБЛАКАХ

В. С. Инюхин, К. Б. Лиев, В. С. Макитов

*Высокогорный геофизический институт, 360030, Россия, КБР, г.Нальчик, пр.Ленина 2
E-mail: Inuhin51@mail.ru*

Аннотация. В работе проводится анализ данных о рассеивающих свойствах града для выявления микрофизических и термодинамических параметров ансамбля градовых частиц и их структуры, оказывающих наибольшее влияние на формирование отраженного сигнала. Это необходимо для уточнения существующих радиолокационных методов измерения параметров града и совершенствования методов его индикации. Для решения поставленных задач был разработан комплекс программ для расчета радиолокационных характеристик спектров града различного генезиса: мелкого сухого града, обводненного града, неоднородного града, губчатого града.

SCATTERING AND ATTENUATION OF THE RADAR RADIATION OF CENTIMETRIC WAVELENGTHS IN HAIL CLOUDS

V. S. Inuhin, K. B. Liev, V. S. Makitov

Abstract. Scattering properties of the hail clouds with the different microphysical and thermodynamic parameters are analyzing. Set of programs was developed to calculate the radar characteristics of the hail spectra of different genesis: dry hail, hail growing under the water film of different thickness, sponge hail. Presented results are important in practical terms to improve the existing methods of hail indication and obtaining more exact technics for measuring of hail clouds parameters

Вопросы физически обоснованной интерпретации отраженного от облака электромагнитного излучения представляют собой одну из наиболее важных задач прикладной радиолокационной метеорологии. Определенные трудности при этом связаны с тем, что «кроме электромагнитных параметров гидрометеоров необходимо знать их геометрические, временные, вероятностные и другие физические характеристики» [9]. В значительной степени это относится к вопросам микрофизики града, которые определяют формирование радиолокационного сигнала от зондируемого объема и его трансформацию в процессе эволюции градового облака.

Как известно, одной из основных радиолокационных характеристик градовых облаков, характеризующих интенсивность градовых процессов, является радиолокационная отражаемость η_λ . Другой важной характеристикой облачной среды является коэффициент ослабления радиолокационного сигнала k_λ на длине волны λ . Теоретические исследования рассеяния и ослабления электромагнитного излучения полидисперсным градом представляют известные трудности, так как отражаемость и коэффициент ослабления зависят не только от длины волны, функции распределения частиц по размерам, но и от формы, агрегатного состояния поверхности и плотности градин.

В большинстве оптических и радиолокационных моделей облачной среды считается, что частицы являются сферическими, однородными по своему составу, расстояние между ними достаточно большое, чтобы пренебречь эффектами переотражения, а рассеянное частицей излучение имеет ту же длину волны, что и падающее. При этих достаточно существенных упрощениях расчет радиолокационных характеристик облачных частиц представляет собой задачу дифракции электромагнитного излучения на сферических частицах, сформулированную Т. Ми и П. Дебаем,

и развитую позднее в работах Дж. Стреттона и др. В научной литературе представлены многочисленные таблицы и графики результатов расчета радиолокационных характеристик как отдельных сфер воды и льда, так и их полидисперсных ансамблей [1-10].

Целью настоящей работы является анализ данных о рассеивающих свойствах града для выявления микрофизических и термодинамических параметров ансамбля градовых частиц и их структуры, оказывающих наибольшее влияние на формирование отраженного сигнала. Это необходимо для уточнения существующих радиолокационных методов измерения параметров града и совершенствования методов его индикации. Для решения поставленных задач был разработан комплекс программ для расчета радиолокационных характеристик спектров града различного генезиса: мелкого сухого града, обводненного града, неоднородного града [8], губчатого града.

Для проведения расчетов отражаемости η_λ и коэффициента ослабления радиолокационного сигнала k_λ в модельных градовых осадках для четырех длин волн $\lambda = 10; 5,6; 3,2$ и $2,0$ см использовались следующие соотношения:

$$\eta_\lambda = 10^{-6} \int_{d_{\min}}^{d_{\max}} n(d) \sigma_0(d) dd, \quad (1)$$

$$k_\lambda = 0.4343 \int_{d_{\min}}^{d_{\max}} n(d) \sigma_1(d) dd, \quad (2)$$

где $n(d)$ - функция распределения градин по размерам; σ_0 и σ_1 поперечники обратного рассеяния и ослабления градовой частицы. Поперечники, в свою очередь, определялись по формулам:

$$\sigma_0 = \frac{\lambda^2}{4\pi} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n (2n+1) (a_n - b_n) \right|^2, \quad (3)$$

$$\sigma_1 = \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re} \{a_n + b_n\}, \quad (4)$$

где λ – длина волны радиолокационного излучения; d – диаметр градовой частицы; a_n и b_n – комплексные коэффициенты, полученные согласно дифракционной теории Ми. Для вычисления коэффициентов a_n и b_n для однослойных и двухслойных градовых частиц использовались рекуррентные соотношения, предложенные в [3]

Для описания спектра градовых частиц использовалось гамма – распределение вида:

$$n(d) = \frac{N b^{\mu+1}}{\Gamma(\mu+1) d_3^{\mu+1}} \frac{d^\mu}{d_3} \exp \left[-b \frac{d}{d_3} \right], \quad (5)$$

где $b = \sqrt[3]{(\mu+1)(\mu+2)(\mu+3)}$; d_3 – среднекубический диаметр.

При расчете радиолокационной отражаемости и ослабления в сантиметровом диапазоне волн с погрешностью, не превышающей погрешности измерения этих величин, как показано в [9], можно пользоваться функцией распределения градин по размерам (5) в ее двухпараметрическом варианте при $\mu = \text{const}$. Все расчеты проводились в предположении $\mu = 2$, поскольку больше половины спектров свежеснеженного града имеют $\mu = 2$ [2].

Как известно, в зависимости от термодинамических условий, градины могут расти в двух режимах – сухом и мокром. При этом в облаке существуют области, в которых либо все градины в спектре, либо большая их часть растут в сухом режиме. В радиолокационном смысле такие градины представляют собой однослойные частицы, для которых расчет поперечников рассеяния (3)-(4) имеет более простой вид. Реальная градина по своему строению неоднородна и состоит из различных по плотности слоев. Плотность отдельных слоев градины может колебаться в пределах от 0,3 до 0,9 г/см³. Средняя плотность при этом является сложной функцией размера, вида и количества слоев, составляющих градину. Выполненные расчеты показали, что для сухого града с увеличением плотности льда от 0,6 до 0,9 г/см³ отражаемость возрастает в среднем в 2

раза для $\lambda=10$ см, и в 3,7 раза для $\lambda=2,0$ см. В [6] при расчете радиолокационных характеристик была рассмотрена модель растущего града с переменной плотностью. Использовалось предположение о том, что плотность льда на градине является функцией ее размера. В этом случае анализ результатов расчета показал:

- для практического использования более приемлемой является радиолокационная модель сухого града с переменной плотностью, так как она физически более обоснована;
- зависимость отражаемости сухого града от его размера d_3 хорошо описывается степенной функцией, например, для $\lambda = 10$ см $\eta_{10} = 1,2 \cdot 10^{-8} d_3^{5,72} \cdot N$, а для $\lambda = 3,2$ см $\eta_{3,2} = 2,0 \cdot 10^{-7} d_3^{3,43} \cdot N$.

Обводненный град представляет собой ледяное ядро, покрытое пленкой воды. В радиолокационном смысле это двухслойная частица, и для проведения расчетов должна быть использована более сложная расчетная схема, учитывающая большее число параметров, влияющих на конечный результат. Выполненные расчеты показали, что для обводненного града при изменении толщины водяной пленки от 0 до 0,1 см отражаемость возрастает для $\lambda = 10,0$ см в 21 раз, для $\lambda = 5,6$ см – в 15 раз, для 3,2 см – в 8 раз и для 2,0 см – в 3 раза. Отметим некоторые особенности рассеивания электромагнитных волн обводненным градом:

1. Радиолокационные характеристики обводненного града лежат в промежутке между радиолокационными характеристиками сухого града и равновеликих капель воды.
2. Для $\lambda = 10$ см с ростом толщины пленки воды на граде монотонно увеличиваются отражаемость и коэффициент ослабления.
3. Для более коротких длин волн ($\lambda = 5,6; 3,2$ и $2,0$ см) такая монотонность соблюдается лишь до определенного, характерного для данной длины волны, значения среднего размера, а далее с ростом размера наблюдается уменьшение отражаемости и коэффициента ослабления.
4. Характерный размер d_3 , при котором сходятся кривые отражаемости для $\lambda = 5,6$ см, равен 2,8 см; для 3,2 см – 1,8 см; для 2,0 см – 1,6 см.
5. Зависимость отражаемости обводненного града от его размера d_3 , также как и сухого, хорошо описывается степенной функцией.
6. Для каждого размера d_3 можно подобрать закон изменения отражаемости града с ростом толщины пленки воды на градинах, вид которого будет зависеть от длины волны и среднекубического размера.

Град, внутри ледяной структуры которого присутствует вода, называется губчатым. При численном моделировании процессов рассеяния и ослабления электромагнитных волн на таком граде можно использовать модель однослойной сферы. Для определения диэлектрической проницаемости смеси, как правило, применяется выражение, предложенное Дебаем.

$$\frac{\varepsilon_{см} - 1}{\varepsilon_{см} + 2} = F \frac{\varepsilon_1 - 1}{\varepsilon_1 + 2} + (1 - F) \frac{\varepsilon_2 - 1}{\varepsilon_2 + 2} \quad (6)$$

где $\varepsilon_{см}$, ε_1 и ε_2 – диэлектрические проницаемости смеси, воды и льда соответственно; F – относительный объем компонент.

По своим параметрам губчатый град идентичен обводненному граду. Как и для града, покрытого пленкой воды, отражаемость губчатого града растет с ростом количества воды в его структуре лишь до определенного диаметра d_3 , а далее с ростом d_3 картина меняется на обратную. Такая же закономерность наблюдается и для коэффициента ослабления.

Таким образом, исследования рассеивающих свойств града в сантиметровом диапазоне длин волн, показали следующее:

- наибольшее влияние на радиолокационную отражаемость и коэффициент ослабления оказывает размер градин в спектре. Изменение d_3 от 0,5 см до 4,0 см приводит к увеличению отражаемости на 3-4 порядка и коэффициента ослабления на 3-2 порядка;
- отражаемость града пропорциональна d^α и, если для области Релея $\alpha = 6$, то для реального града α меняется от 5,5 до 1,8 в зависимости от длины волны и типа градин;

- вариации плотности льда на граде оказывают заметное влияние на его радиолокационные характеристики, например, с увеличением плотности льда на градинах от 0,6 до 0,9 г/см³ отражаемость возрастает в среднем в 2,1 раза для 10 см и в 3,7 раза для 2,0 см;
- увеличение толщины пленки воды на граде (с $d_3 = 1$ см) от 0 до 0,1 см приводит к росту отражаемости более чем в 20 раз для $\lambda=10,0$ см и в 3 раза для $\lambda=2,0$ см;

Список литературы

1. Абшаев М. Т., Розенберг В. И. Расчеты характеристик рассеяния и ослабления радиолокационного излучения градинами с поверхностным слоем воды // Труды ВГИ, 1969. - Вып. 13. - С. 183-205.
2. Абшаев М. Т., Чеповская О.И. О функции распределения града. – Метеорология и гидрология, 1967. – № 6.– С. 36-40.
3. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. – М.: Мир, 1971. – 165 с.
4. Жекамухов М. К. Некоторые проблемы формирования структуры градин. М.: Гидрометеоздат, 1982. – 168 с.
5. Инюхин В.С., Созаева Л.Т. Радиолокационные характеристики губчатого града / Доклады Всероссийской конференции по физике облаков и активным воздействиям на гидрометеорологические процессы, посвященные 70-летию Эльбрусской высокогорной комплексной экспедиции АН СССР. – М.: Издательство ЛКИ, 2008.– С.163-169.
6. Инюхин В.С. Некоторые результаты численного моделирования радиолокационных характеристик града / Доклады Всероссийской конференции по физике облаков и активным воздействиям на гидрометеорологические процессы. – С-Пб.: Гидрометеоздат, 2005. – С. 189-202.
7. Качурин Л. Г., Гашин Л.И. О плотности и структуре льда, растущего в потоке переохлажденного аэрозоля // Докл. АН СССР. –1962. – Т. 149. – С.833-835.
8. Пытьев Ю.П., Инюхин В.С., Толмачев В.В. Некоторые результаты численного моделирования радиолокационных характеристик неоднородного града // Труды ВГИ, 1987. – Вып.67.
9. Розенберг В.И. Рассеяние и ослабление электромагнитного излучения атмосферными частицами.– Л.: Гидрометеоздат, 1972.
10. Инюхин В.С. Закономерности рассеяния радиолокационного сигнала сантиметрового диапазона в градовых осадках// Радиолокационная метеорология и активные воздействия: (сборник статей)– СПб, ГГО, 2012, -с. 133-145.

Том II, с. 275–278

УДК: 528.855 + 528.88

СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТРОПОСФЕРНОЙ ЗАДЕРЖКИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МИКРОВОЛНОВОЙ РАДИОМЕТРИИ

Д. М. Карavaев, Ю. В. Кулешов, Г. Г. Щукин

ВКА имени А.Ф. Можайского, 197198, г. Санкт-Петербург, ул. Ждановская, д. 13

E-mail: vka@mil.ru

Аннотация. Рассмотрен метод микроволновой радиометрии для оперативного контроля характеристик радиотеплового излучения атмосферы и тропосферной задержки. Обсуждаются основные характеристики и возможности микроволновых радиометров для задач радионавигации, некоторые результаты экспериментальных исследований влагозапаса атмосферы, водозапаса облаков и обусловленной водяным паром тропосферной задержки, а также перспективы применения микроволновых радиометров в задачах метеорологии.

Ключевые слова: радионавигация; тропосферная задержка; влагозапас атмосферы; водозапас облаков; влажная компонента тропосферной задержки; микроволновый радиометр

IMPROVEMENT IN THE METHOD FOR TROPOSPHERIC DELAY ESTIMATION USING MICROWAVE RADIOMETRY

D. M. Karavaev, Y. V. Kuleshov, G. G. Shchukin

Abstract. Describes the main provisions of the method of microwave radiometry for operative control of tropospheric delay. Discusses the main features and capabilities of microwave radiometers for the tasks of navigation, some of the results of experimental research of atmospheric water vapor, cloud liquid, tropospheric wet delay as well as the prospects of application of microwave radiometers in problems of meteorology.

Keywords: radio navigation; tropospheric delay; water vapor; cloud liquid; tropospheric wet delay; microwave radiometer

Введение

К приоритетным направлениям развития радионавигации относится совершенствование методов коррекции влияния атмосферы (ионосферы и тропосферы) на распространение радионавигационных сигналов [1, 2]. Все большее внимание уделяется исследованию вопросов коррекции влияния тропосферы на распространение радионавигационных сигналов, развиваются соответствующие модели тропосферы. Однако, известные модели тропосферы не обеспечивают решения прикладных навигационных задач, для которых погрешность оценивания тропосферных задержек должна составлять значения миллиметрового уровня. Основной причиной является неопределенность распределения метеорологических параметров реальной атмосферы (давление, влажность, температура, водность и др.) вдоль трассы распространения радионавигационных сигналов. Несмотря на то, что водяной пар вносит относительно небольшой (~10%) вклад в полную тропосферную задержку, его влияние является крайне изменчивым, что определяет трудности решения задач с помощью простых моделей тропосферы, основанных на средних климатических данных. Для решения проблемы предлагается метод наземной микроволновой радиометрии [3–5], который находит все большее распространение и применение для дистанционного определения метеорологических параметров облачной атмосферы. Одной из актуальных задач микроволновой радиометрии в радионавигации ставится задача измерений обусловленной водяным паром тропосферной задержки. Преимущества метода микроволновой радиометрии связаны с возможностью проведения непрерывных измерений вдоль траектории распространения

радионавигационного сигнала, с высоким пространственным и временным разрешением и использования данных в реальном времени и при различных метеорологических условиях. Целью работы является совершенствование метода микроволновой радиометрии, проведение экспериментов и анализ результатов по применению микроволновых радиометров для задач влажностного зондирования атмосферы и измерения тропосферной задержки.

Применение микроволновой радиометрии

Тропосферная задержка в зенитном направлении определяется выражением:

$$L_{trop} = \int [n(z) - 1] dz = \int 10^{-6} N(z) dz, \quad (1)$$

где: $n(z)$ – коэффициент преломления среды на высоте z ; $N(z)$ – индекс рефракции на высоте z .

В общем случае величина тропосферной задержки рассматривается как сумма компонентов:

$$L_{trop} = L_{dry} + L_q + L_w + L_{ice} + L_{rain} + L_a, \quad (2)$$

где: L_{dry} – гидростатическая компонента; L_q – обусловленная водяным паром компонента; L_w – вклад жидкокапельных облаков; L_{ice} – вклад осадков; L_{rain} – вклад кристаллических облаков; L_a – компонента, обусловленная вкладом аэрозолей. Основной вклад в тропосферную задержку вносят первые два члена из соотношения (2) [1, 6]

Методы наземного комплексного температурно-влажностного зондирования атмосферы в областях спектра 18-26 ГГц, 31-37 ГГц, 51- 58 ГГц и 75-95 ГГц позволяют получать информацию о профилях температуры и влажности воздуха, водности облаков в тропосфере Земли. Вопросы оптимизации данной схемы микроволнового радиометрического зондирования атмосферы и алгоритмы определения метеорологических параметров из измерений интенсивности собственного радиотеплового излучения атмосферы рассмотрены в [5]. Другой вариант эксперимента основан на применении двух- или трех-частотного радиометрического зондирования вблизи центра линии водяного пара 22.235 ГГц, который позволяет решать задачу измерения влагозапаса атмосферы, водозапаса облаков и обусловленной водяным паром тропосферной задержки радионавигационных сигналов. Оптимальные частоты зондирования выбираются в диапазонах 20.6 ГГц - 23.9 ГГц, а также 31.0-37.0 ГГц, например, часто используемой комбинацией частот является 23.9 ГГц (или 20.6 ГГц) и 32.0 ГГц (или 36.0 ГГц) [3]. В этом случае тропосферная задержка в зенитном направлении (при отсутствии осадков) определяется на основе микроволновых радиометрических измерений влагозапаса атмосферы (Q) и водозапаса облаков (W) с учетом данных о гидростатической компоненте тропосферной задержки:

$$L_{trop} = L_{dry}(\varphi, h, P_d) + k_1 Q + k_2 W \quad (3)$$

где: L_{dry} – гидростатическая компонента задержки; k_i – коэффициенты; P_d – давление сухого воздуха; φ, h – широта и высота наблюдательной станции, z – высота приемника. Влагозапас атмосферы и водозапас облаков определяются из микроволновых радиометрических измерений оптической толщины атмосферы $\tau(f_i)$ на двух частотах:

$$Q = a_0 + a_1 \tau(f_1) + a_2 \tau(f_2), W = b_0 + b_1 \tau(f_1) + b_2 \tau(f_2), \quad (4)$$

где: a_i, b_i – коэффициенты, полученные по данным радиозондирования атмосферы и эмпирическим моделям облаков. Обусловленная наличием в тропосфере водяного пара задержка определяется детерминированной связью влагозапасом атмосферы $L_q = k_1 Q$.

Обсуждаемые варианты технической реализации средств микроволновой радиометрии представлены серийными радиометрами температурно-влажностного зондирования атмосферы MP - 3000A Radiometrics Corporation (США), HATPRO Radiometer Physics GmbH (Германия), МТР-5 (Россия), AWVR-2 JPL (США), а также последними разработками ИПЭ РАН (г. Москва) и ИПА РАН (Санкт-Петербург).

Проведенные эксперименты с применением наземных и судовых микроволновых радиометров позволили получить данные о временных вариациях влажной компоненты тропосферной задержки в широком интервале пространственно-временных масштабов. Некоторые примеры микроволновых радиометрических измерений обусловленной водяным паром тропосферной задержки приводятся на рис. 1. Как показывают измерения в Ленинградской области, L_q имеет сезонный ход, может изменяться в диапазоне от 0.01 м до 0.30 м. Например, средние значения и средние квадратические отклонения L_q составляли 0.162 м и 0.037 м для июля, и 0.053 м и 0.020 м для января, соответственно. Пример временной изменчивости L_q в мае 2007 г. приводится на рис. 1а, там же для сравнения нанесены данные результатов модельного оценивания тропосферной задержки из работы [1]. Обсуждаемые в докладе данные демонстрируют возможности микроволновой радиометрии для исследования вариаций влагозапаса атмосферы, водозапаса облаков, и обусловленной водяным паром тропосферной задержки.

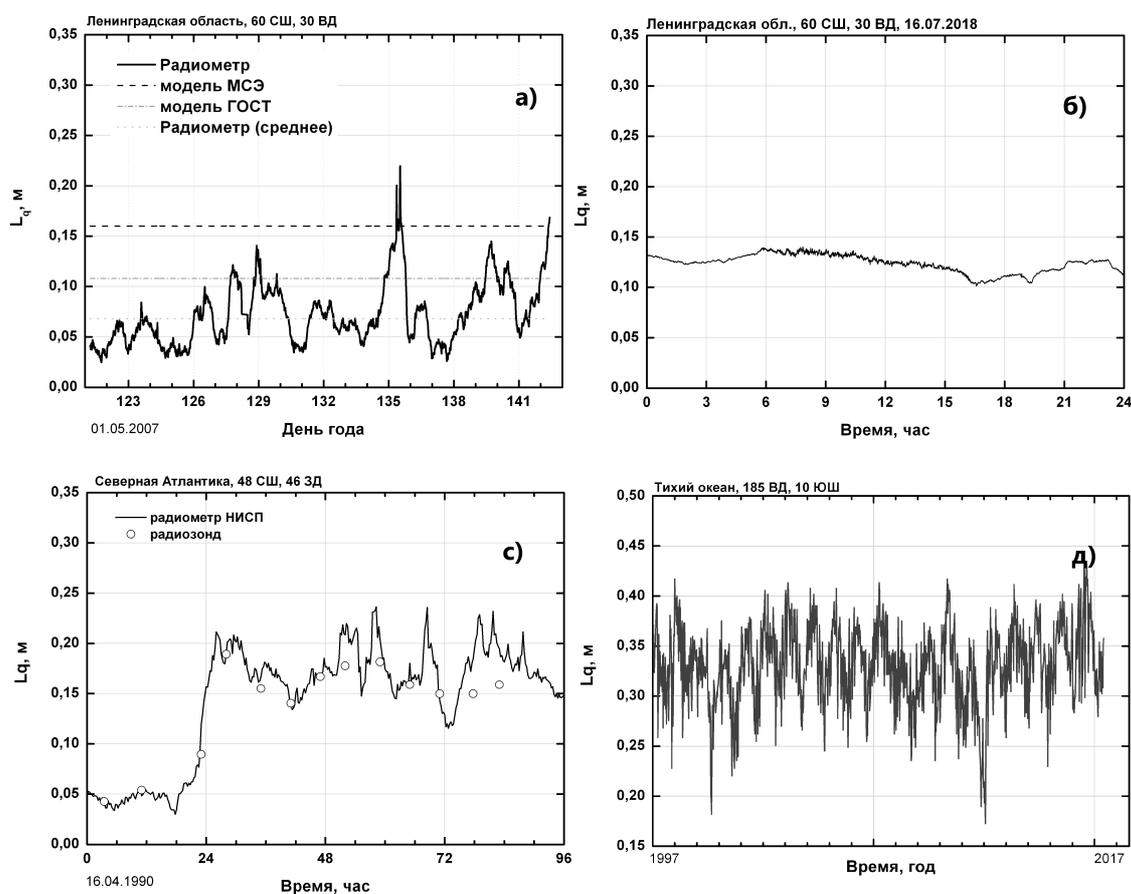


Рис. 1. Микроволновые измерения обусловленной водяным паром тропосферной задержки.

Также приводятся некоторые результаты эксперимента, который проводился в Геофизической обсерватории Военно-космической академии имени А.Ф. Можайского (Ленинградская обл.) в период с 22 марта по 12 октября 2018 г. В период эксперимента применялся радиометр водяного пара Института прикладной астрономии РАН (Санкт-Петербург) [8, 9]. Измерения радиояркосстных температур атмосферы на частотах 20.7 ГГц и 32 ГГц проводились в зенитном направлении с темпом 5 секунд. Пример временного суточного хода восстановленных значений L_q 16 июля 2018 г. показан на рис. 1б.

Эксперименты, выполненные в районах Северной Атлантики с помощью судового двух частотного радиометра показали, что значительные вариации L_q (около 0.07 м/час) могут наблюдаться в области атмосферных фронтов циклонов (рис. 1с). Эти результаты подтверждаются данными аэрологического зондирования атмосферы. Из анализа спутниковой информации известно,

что влажная компонента тропосферной задержки в тропической зоне земного шара может достигать до 0,45 м, в полярной области может составлять 0,003 м. В качестве примера, на рис. 1д показан временной ход L_q над регионом Тихого океана (координаты: 185° в.д., 10° ю.ш.) по данным радиометра SSMIS спутника DMSP за период с 1997 г. по 2017 г.

Достоинства метода микроволновой радиометрии является возможность определения вклада облаков в тропосферную задержку. Наблюдаемые в Ленинградской области слоистообразные и волнистообразные облака вносят незначительный вклад в тропосферную задержку, который составляет обычно менее 1%.

Проведенные исследования показывают эффективность применения микроволновой радиометрии для измерения в реальном времени влагозапаса атмосферы, водозапаса облаков, профилей температуры, обусловленной водяным паром тропосферной задержки, оценивания полной тропосферной задержки. Важной задачей представляется развитие на территории России сети радиометров водяного пара и аппаратно-программных средств, обеспечивающих оперативную обработку и распространение информации. Перспективно применение микроволновых радиометров в задачах прикладной метеорологии, в частности, для задач мониторинга атмосферы (наукастинга) и сверхкраткосрочного прогноза опасных явлений погоды. Для решения задач актуальным представляется развитие локальной сети микроволновых радиометров водяного пара в Ленинградской области. Среди возможных дальнейших исследований выделим эксперименты по апробации метода измерения тропосферной задержки, влагозапаса атмосферы и водозапаса облаков, в различных регионах, в различные сезоны года при различных метеоусловиях.

Заключение

В докладе обсуждаются пути совершенствования метода микроволновой радиометрии атмосферы для задач радионавигации и некоторые результаты выполненных экспериментов с применением наземных и судового микроволновых радиометров для определения влагозапаса атмосферы и водозапаса облаков и обусловленной водяным паром тропосферной задержки.

Список литературы

1. Готюр И.А., Караваев Д.М., Краснов В.М., и др. Оценивание обусловленной водяным паром тропосферной задержки радиоволн на основе модели и данных микроволновой радиометрии // Изв. ВУЗОВ. Радиофизика. – 2017. – Т.60. № 3. – С.223.
2. Шукин Г.Г., Караваев Д.М. Применение дистанционных методов зондирования атмосферы в задачах координатно-временного и навигационного обеспечения // Труды ИПА. – 2012. – Вып.23. – С.411–414.
3. Степаненко В.Д., Шукин Г.Г., Бобылев Л.П., Матросов С.Ю. Радиотеплокация в метеорологии. - Л.: Гидрометеиздат, 1987. 253с.
4. Караваев Д.М., Шукин Г.Г. Состояние и перспективы применения микроволновой радиометрии атмосферы // Оптика атмосферы и океана. – 2015. – Т.28. № 12. – С.1122–1127.
5. Образцов С.П., Шукин Г.Г. СВЧ-радиометрическое определение высотных распределений температуры и характеристик влагосодержания атмосферы // Труды НИЦ ДЗА. – 1997. – Вып.1 (546). – С.20-32.
6. Караваев Д.М., Шукин Г.Г. Метод микроволновой радиометрии в задачах тропосферной коррекции распространения радиосигналов глобальных навигационных систем // Радиотехнические и телекоммуникационные системы. – 2013. № 2. – С.48–51.
7. Готюр И.А., Денисенков Д.А., Жуков В.Ю., и др. Состояние и перспективы создания Геофизической обсерватории Военно-космической академии имени А.Ф. Можайского // Труды Военно-космической академии имени А.Ф. Можайского. – 2018. – Вып. 662. – С.184–187.
8. Быков В. Ю., Ильин Г. Н., Кайдановский М. Н. Аппаратура системы измерения электрических характеристик тропосферы // Труды ИПА РАН. – 2010. – Вып. 21. – С. 255–269.
9. Ильин Г.Н., Троицкий А.В. Определение тропосферной задержки радиосигнала радиометрическим методом // Изв. вузов. Радиофизика. – 2017. – Т. 60. № 4. – С. 326.

Том II, с. 279–281

УДК: 528.88

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ВОДЯНОГО ПАРА СЕТЬЮ ПРИЕМНИКОВ СПУТНИКОВЫХ НАВИГАЦИОННЫХ СИСТЕМ

О. Г. Хуторова, В. В. Дементьев, А. С. Близорук, В. Е. Хуторов

Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

E-mail: olga.khutorova@kpfu.ru

Аннотация. Проанализированы измерения сети приемников спутниковых навигационных систем в окрестности г. Казань. Исследованы мезомасштабные флуктуации зенитной тропосферной задержки радиосигналов спутниковых навигационных систем. Показано, что в периоды прохождения атмосферных фронтов появляются сильные возмущения поля влагосодержания атмосферы и зенитной тропосферной задержки. Вертикальные профили индекса рефракции и парциального давления водяного пара, полученные с помощью радиотомографии по данным сети спутниковых навигационных систем, также показывают увеличение возмущений. Обнаружена связь интенсивности мезомасштабных флуктуаций зенитной тропосферной задержки радиоволн с полями давления и температуры.

Ключевые слова: дистанционное зондирование, водяной пар, спутниковые навигационные системы

REMOTE SOUNDING OF THE SPATIAL STRUCTURE OF WATER VAPOR NETWORK OF RECEIVERS OF SATELLITE NAVIGATION SYSTEMS

O. G. Khutorova, V. V. Demntiev, A. S. Blizorukov, V. E. Khutorov

Abstract. The measurements of the network of receivers of satellite navigation systems in the vicinity of Kazan have been analyzed. The mesoscale fluctuations of the zenith tropospheric delay of radio signals from satellite navigation systems are investigated. It is shown that during periods of passage of atmospheric fronts, strong perturbations of the atmospheric moisture content field and the zenith tropospheric delay appear. Vertical profiles of the refraction index and partial pressure of water vapor, obtained using radio tomography using satellite navigation systems, also show an increase in disturbances. A relationship was found between the intensity of mesoscale fluctuations of the zenith tropospheric delay of radio waves and the pressure and temperature fields.

Keywords: remote sensing, water vapor, satellite navigation systems

Введение

Водяной пар один из главных парниковых газов атмосферы Земли. При этом поля водяного пара характеризуются большой неоднородностью, что в свою очередь ставит вопрос применения для наблюдения за ними технологий, дающих высокое пространственно-временное разрешение. В настоящее время для дистанционного зондирования влагосодержания атмосферы используют данные глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС), что позволяет исследовать чрезвычайно сложную структуру, как неоднородностей тропосферы, так и ее динамики фактически одновременно с измерениями принятого сигнала [1]. В данной работе ставится задача исследования мезомасштабной изменчивости тропосферы в зависимости от синоптических процессов с помощью сети приемников глобальных спутниковых навигационных систем (ГНСС). Пространственные поля индекса рефракции позволяют оперативно получить метеоусловия в различных территориях, где установлены приемные антенны глобальных навигационных систем. В работе проанализированы измерения сети ГНСС-приемника в г. Казань [2] и окрестностях. Исследованы пространственные и временные мезомасштабные флуктуации зенитной тропосферной задержки радиосигналов спутниковых навигационных систем и интегрального влагосодержания атмосферы. Летом повышение температуры часто совпадает с увеличением интенсивности процессов как гамма так и бета масштабов на 20 процентов. Можно наблюдать сильные

суточные вариации интенсивности мезомасштабных процессов, синхронные суточному ходу температуры. Такой суточный ход объясняется усилением конвекции, что подтверждается суточной изменчивостью вертикальной структуры парциального давления водяного пара (см. Рис. 1).

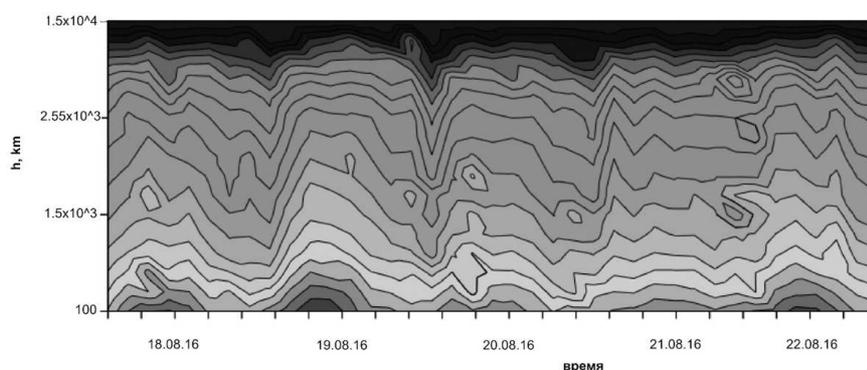


Рис. 1. Высотное распределение концентрации водяного пара в тропосфере с 18.08.16 по 22.08.16, полученное методом радиотомографии в г. Казани

Как правило, в любой сезон явное влияние на интенсивность всех внутрисуточных вариаций ZTD оказывает понижение атмосферного давления, например в антициклонах, наблюдается рост интенсивности мезомасштабных вариаций на 10-20 процентов, а амплитуда суточного хода увеличивается в полтора раза. Зимой наблюдается увеличение интенсивности процессов гамма-мезомасштаба в среднем на 20 процентов и снижение интенсивности бета-мезомасштаба на 15 процентов при положительных значениях приземной дневной температуры. При этом наблюдается также рост амплитуды суточного хода интегрального влагосодержания атмосферы. Значительное увеличение приземного парциального давления водяного пара (до 18 мб) совпадает со значительным (до 40 процентов) ростом амплитуды вариаций гамма-мезомасштаба, суточный ход и амплитуда вариаций бета-мезомасштаба увеличиваются всего лишь на 15 процентов. Важное влияние на поле интегрального влагосодержания оказывает смена воздушных масс и атмосферные фронты. Например, Рис. 2 показывает, что в период смены давления синхронно с понижением давления меняется интегральное влагосодержание IWV. Кроме того, при прохождении теплого фронта IWV и его зональный и меридиональный градиенты испытывают резкий скачок, после которого наблюдаются затухающие квазипериодические флуктуации IWV. Обобщая полученные закономерности, можно заключить, что пространственные и временные мезомасштабные флуктуации зенитной тропосферной задержки радиосигналов спутниковых навигационных систем связаны с мезомасштабными процессами в тропосфере. В теплый период года, как правило, в дневные часы мезомасштабная динамика обусловлена конвекцией, вызванной нагревом подстилающей поверхности [3]. Созданные таким образом потоки воздушных масс образуют тропосферные неоднородности, которые проявляются в пространственной-временной структуре атмосферной влажности и фиксируются по фазовым наблюдениям ГНСС. Кроме того, при положительных приземных температурах воздуха увеличивается количество водяного пара в тропосфере, а его поле неоднородно. Следовательно, растет вклад неоднородностей водяного пара в вариации индекса рефракции, что также может усиливать сезонный ход флуктуаций тропосферной задержки радиоволн. Влияние поля давления на интенсивность мезомасштабной динамики тропосферы, скорее всего связано с комплексным воздействием конвекции и возрастающей концентрации водяного пара.

Из представленных данных видно, что в моменты прохождения атмосферного фронта появляются значительные флуктуации влагосодержания в атмосфере. Во-первых, меняется средний уровень влагосодержания, что, очевидно вызвано сменой воздушных масс при прохождении фронта. Во-вторых, часто наблюдаются квазипериодические флуктуации, как IWV, так и градиентов ZTD. Вертикальные профили индекса рефракции и парциального давления водяного пара, полученные с помощью радиотомографии по данным сети спутниковых навигационных систем

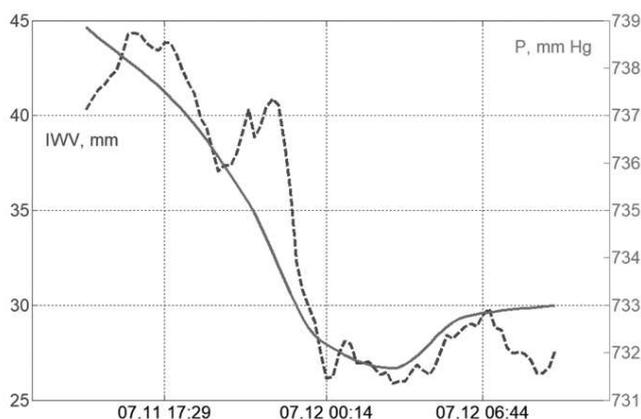


Рис. 2. Давление P (мм.рт.ст.) и интегральное влагосодержание атмосферы IWV (мм осажденной воды) в период прохождения атмосферного фронта окклюзии 07 декабря 2014 года в окрестностях г. Казани

также показывают увеличение возмущений. Флуктуации могут быть связаны с наличием когерентных структур, связанных с возникновением внутренних гравитационных волн [4]

Таблица 1. Усредненное значение дисперсии горизонтальных градиентов ZTD , усредненные по типу атмосферного фронта, в зависимости от этапа прохождения фронта.

Тип фронта	Меридиональный			Зональный		
	I	II	III	I	II	III
Холодный	0,22	0,21	0,14	0,13	0,12	0,12
Теплый	0,31	0,18	0,25	0,20	0,16	0,15
Окклюзии	0,13	0,12	0,09	0,11	0,13	0,11
Стационарный	0,22	0,08	0,08	0,19	0,08	0,15
Без учета типа	0,24	0,18	0,15	0,16	0,12	0,14

Фронтальная конвекция и связанные с фронтами волновые процессы способствуют усилению интенсивности мезомасштабных флуктуаций интегрального влагосодержания и зенитной тропосферной задержки радиоволн. Вклад этих неоднородностей в флуктуации фазы несущей может достигать значений до 10 см на 100 км. Для многих задач тропосферной радиолокации и высокоточного спутникового радиозондирования атмосферы и земной поверхности представляет интерес прогноз возмущения, которое оказывает неоднородная структура реальной атмосферы на распространение радиоволн.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-05-00863).

Список литературы

1. Хуторова О.Г., Калинин В.В., Курбангалиев Т.Р. Вариации интегрального атмосферного влагосодержания, полученные по фазовым измерениям приемников спутниковых навигационных систем // Оптика атмосферы и океана. — 2012. — Т. 25. — С. 529–533.
2. Automatic complex for modeling and forecasting atmospheric processes / O.G. Khutorova, G.M. Teptin, V.E. Khutorov et al. // Proc. SPIE. — 2015. — P. G1–G4.
3. I. Orlanski. A rational subdivision of scales for atmospheric processes // Bulletin of the American Meteorological Society. — 1975. — Vol. 56. — P. 527–530.
4. Исследования внутренних гравитационных волн от атмосферных фронтов в московском регионе / С.Н. Куличков, Н.Д. Цыбульская, И.П. Чунчужов и др. // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. — 2017. — Т. 53. — С. 455–469.

Том II, с. 282–285

УДК: 528.88

АППАРАТНО-ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ В Г. КАЗАНИ

**О. Г. Хуторова, Г. М. Тептин, В. Е. Хуторов, В. В. Дементьев, Г. Е. Корчагин,
И. Ф. Гизатулин**

*Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18
E-mail: olga.khutorova@kpfu.ru*

Аннотация. В работе представлены результаты дистанционного зондирования интегрального влагосодержания в атмосфере в окрестностях г. Казани за 10-летний период. Амплитуда годового хода интегрального влагосодержания составляют 10,2 мм осаждаемой воды. Основной вклад в дисперсию вариаций интегрального влагосодержания дают сезонные вариации, он составляет 63 процента. Мезомасштабные процессы дают около 7 процентов в дисперсии влагосодержания. Синоптические процессы составляют 22 процента. Линейный тренд дает менее 1 процента вклада в общую дисперсию изменчивости интегрального влагосодержания атмосферы.

Ключевые слова: ГНСС - метеорология; дистанционное зондирование тропосферы

HARDWARE AND SOFTWARE COMPLEX OF REMOTE SENSING ATMOSPHERE IN KAZAN

**O. G. Khutorova, G. M. Tep tin, V. E. Khutorov, V. V. Dementiev, G. E. Korchagin,
I. F. Gizatul in**

Abstract. The paper presents the results of remote sensing of the integral moisture content in the atmosphere in the vicinity of the city of Kazan for an 10-year period. The amplitude of the annual course of the integral moisture content is 10.2 mm of precipitated water. The main contribution to the variance of variations in the integral moisture content is made by seasonal variations, it is 63 percent. Mesoscale processes yield about 7 percent of the dispersion of moisture content. Synoptic processes make up 22 percent. Linear trend gives less than 1 percent of the contribution to the total variance of the variability of the integral moisture content of the atmosphere.

Keywords: GNSS - meteorology; Remote sensing of the troposphere

Введение

Глобальные Навигационные Спутниковые Системы (ГНСС) находят все большее применение в области зондирования параметров окружающей среды. Этим объясняется появление такого направления как ГНСС метеорология. С помощью измерения задержек сигналов ГНСС в тропосфере восстанавливаются значения интегрального содержания водяного пара в атмосферном столбе (IWV), градиентные параметры тропосферных задержек, а также наклонные тропосферные задержки по отдельным направлениям. В этом контексте получило развитие направление, использующее сигналы глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС), которое позволяет определять интегральное влагосодержание (IWV) с высоким пространственно-временным разрешением [1, 2]. По данным приемников ГНСС показана возможность исследования временных вариаций влагосодержания атмосферы [3, 4]. В основе дистанционного зондирования лежит оценка зенитной тропосферной задержки (ZTD) электромагнитных волн, излучаемых спутником. Оценка этой величины определяется разностью измеренного наземным приемником фазового пути сигнала, переданного спутником и геометрической дальности между спутником и приемником. Поскольку сигнал распространяется в атмосфере, то разность между фазовым путем и геометрической дальностью определяется задержками в тропосфере и ионосфере [4]: Тропосферная

задержка при малых углах места радиотрасс спутник-антенна может достигать нескольких десятков метров. При вертикальной трассе (угол места равен 90 градусов) зенитная тропосферная задержка ZTD минимальна, ее значение меняется в пределах 1,9 – 2,8 м [3]. С точки зрения влияния на распространение радиоволн, тропосферу рассматривают как смесь сухого воздуха и водяных паров. Профили гидростатической части индекса рефракции моделируют по приземным значениям давления и отдельно рассматривают только часть тропосферной задержки дециметровых радиоволн, обусловленную парами воды. Профили индекса рефракции, найденные по измерениям радиосигналов ГНСС, и их сопоставление с независимыми аэрологическими данными показывают, что с временным разрешением, не хуже 20 мин можно оценивать атмосферную стратификацию. В основе дистанционного зондирования лежит оценка зенитной тропосферной задержки (ZTD) электромагнитных волн, излучаемых спутником. Оценка этой величины определяется разностью измеренного наземным приемником фазового пути сигнала, переданного спутником и геометрической дальности между спутником и приемником. Поскольку сигнал распространяется в атмосфере, то разность между фазовым путем и геометрической дальностью определяется задержками в тропосфере и ионосфере. Измеренная наземным приемником фаза сигнала, излученного навигационным спутником, несет в себе информацию, характеризующую состояние атмосферы. Эта информация определяется индексом рефракции, который, в свою очередь, связан с метеорологическими параметрами – парциальным давлением газов, температурой, парциальным давлением водяного пара e :

$$N = A1 \cdot \frac{P}{T} + A2 \cdot \frac{e}{T} + A3 \cdot \frac{e}{T^2}. \quad (1)$$

Первое слагаемое пропорционально плотности атмосферы, а второе и третье определяется влажностью. В эксперименте по измерениям приемника оценивается параметр, характеризующий состояние тропосферы - зенитная тропосферная (полная) задержка, которая может быть определена через интеграл от индекса рефракции:

$$ZTD = \int_0^h N \cdot 10^{-10} ds. \quad (2)$$

Интеграл берется от высоты антенны приемника до высоты антенны спутника в зенитном направлении. Этот параметр традиционно измеряется в единицах длины. В силу того, что индекс рефракции экспоненциально падает с высотой, основной вклад в ZTD вносит тропосфера. Подставив (1) в (2) можно увидеть, что ZTD представляет собой сумму задержек, вызванных сухими газами ZHD и водяными парами ZWD. Первое слагаемое определяется интегрированием по высоте плотности воздуха, его можно определить по приземным значениям температуры и давления, а из ZWD получить интегральное влагосодержание атмосферы.

В Казани разработан программно-аппаратный комплекс для мониторинга измерений и прогнозирования термодинамики атмосферы с высоким временным и пространственным разрешением. В состав комплекса входит сеть приемников сигналов GPS-ГЛОНАСС и метеостанции. Комплекс состоит из распределенной сети приемников GPS/ГЛОНАСС, сервера хранения данных и вычислительного сервера. Приемники сигнала GPS/ГЛОНАСС установлены в различных точках города Казани с разным пространственным разнесением. Данные с сети приемников снимаются с интервалом в 1 секунду и записываются на локальный накопитель данных. Данные отправляются в институт физики К(П)ФУ, где находится вычислительный сервер и сервер хранения данных. Связь осуществляется через глобальную сеть - Интернет с использованием VPN туннеля и протокола ssh. После проведения расчетов результаты помещаются на сервер хранения. Для удобного получения результатов используется WEB сервис, позволяющий осуществлять доступ к данным в заданном временном интервале в том числе удаленно через VPN канал. Система строится как автономный комплекс, работающий с минимальным вмешательством оператора. Было показано, что с помощью томографического подхода можно восстановить высотный профиль коэффициента преломления в нижних слоях атмосферы и его пространственно-временные вариации [5].

Пространственные поля индекса рефракции позволяют оперативно получить метеоусловия в различных территориях, где установлены приемные антенны глобальных навигационных систем. Показано, что усвоение данных GPS - мониторинга в численных моделях атмосферы улучшает качество прогноза метеопараметров. Удалось показать влияние городского острова тепла на флуктуации сигналов GPS-ГЛОНАСС [3]. В работе были построены длинные ряды интегрального влагосодержания атмосферы, рассчитанные по ежесекундным наблюдениям ГНСС-приемника в г. Казань [3] и Республики Татарстан. Данные накоплены за период 2008-2018 гг [4]. По приземным измерениям относительной влажности, температуры оценивались парциальное давление водяного пара e . Обнаружено, что сезонные, синоптические и даже мезомасштабные вариации интегрального и приземного влагосодержания синхронны. На Рис. 1 представлен длинный ряд интегрального влагосодержания атмосферы, полученный за последние годы.

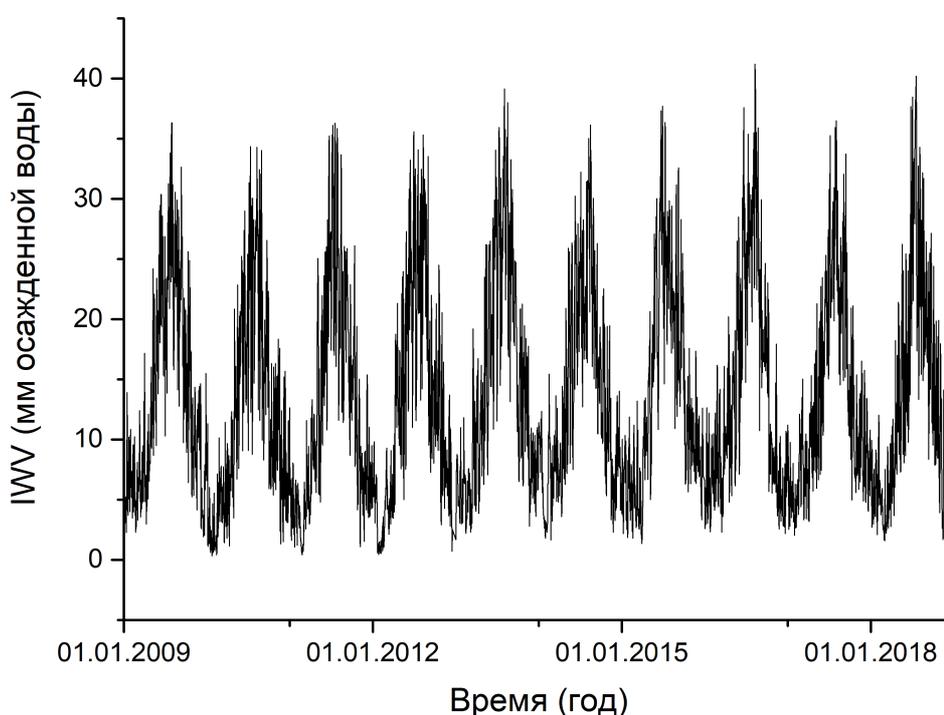


Рис. 1. Интегральное влагосодержание атмосферы за 2009-2018 гг. (г. Казань)

Синхронно с интегральным влагосодержанием в тех же пунктах оценивалось парциальное давление водяного пара e измерениям относительной влажности и температуры. Все исследуемые ряды приведены к временному разрешению в 5 минут. Мы оценили вклады в общую дисперсию вариаций интегрального и приземного влагосодержания процессов различного масштаба. Для этого путем цифровой фильтрации выделили несколько групп процессов: среднее и линейный тренд, сезонные вариации, синоптические процессы, мезомасштабные процессы. Коэффициенты детерминации линейного тренда показали, что тренд составляет не более 0,7 процентов от общей дисперсии. Так как сезонные вариации обусловлены ходом метеопараметров из-за вращения Земли вокруг Солнца, то их можно описать суммой годовой и полугодовой гармоник. Для их фильтрации применялся гармонический анализ.

Коэффициенты детерминации линейного тренда показали, что в 7-летних рядах тренд составляет не более 0,3 процента от общей дисперсии. Гармонический анализ позволил выделить сумму годовой и полугодовой гармоник. Коэффициент детерминации показал, что их вклад в общую дисперсию влагосодержания составил 63 процента. Фильтрация межгодовых и сезонных вариаций в рядах среднесуточных значений позволила оценить долю синоптических вариаций

Таблица 1. Характеристики рядов интегрального (IWV) и приземного (парацциальное давление e) влагосодержания. Средние амплитуды и дисперсия вариаций различных процессов в их дисперсию

тип процесса	Среднее IWV	Дисперсия IWV,	Среднее e	Дисперсия e ,
Статистические характеристики	13.3	82,2	8.2	23.6
Линейное возрастание (в год)	0.4	52.0	0.1	13.5
Синоптические процессы	10.2	18.0	2.3	4.6
Мезомасштабные процессы	4.5	5.1	1.1	1.2

в общей дисперсии – 22 процента. Доля мезомасштабных вариаций с периодами от 10 минут до 10 часов была оценена путем фильтрации с помощью скользящего среднего и достигает 7 процентов. Закономерности оказались сходными для интегрального и приземного влагосодержания. Межгодовые вариации присутствуют также в изменчивости интенсивности синоптических процессов. По длинным временным рядам сделаны оценки спектра периодов мезомасштабных, синоптических, сезонных и межгодовых вариаций атмосферного влагосодержания.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 17-05-00863).

Список литературы

1. Grove-Rasmussen J. Atmospheric water vapor detection using satellite GPS profiling. — Copenhagen : Danish Meteorological Institute, 2002.
2. Чеснокова Т.Ю., Журавлева Т.Б., Воронина Ю.В. Моделирование потоков солнечного излучения с использованием высотных профилей водяного пара, характерных для условий Западной Сибири // Оптика атмосферы и океана. — 2011. — Т. 24. — С. 969–975.
3. Хуторова О.Г., Калинин В.В., Курбангалиев Т.Р. Вариации интегрального атмосферного влагосодержания, полученные по фазовым измерениям приемников спутниковых навигационных систем // Оптика атмосферы и океана. — 2012. — Т. 25. — С. 529–533.
4. Калинин В.В. Хуторова О.Г. Тептин Г.М. Вариации интегрального атмосферного влагосодержания, полученные по фазовым измерениям приемников спутниковых навигационных систем // Известия РАН Физика атмосферы и океана. — 2012. — Т. 48. — С. 705 – 713.
5. Automatic complex for modeling and forecasting atmospheric processes / O.G. Khutorova, G.M. Tepin, V.E. Khutorov et al. // Proc. SPIE. — 2015. — P. G1–G4.

Том II, с. 286–289
УДК: 551.501.83

ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ РАССЕЙВАЮЩЕЙ СРЕДЫ ПРИ МНГОВОЛНОВОМ ЗОНДИРОВАНИИ

С. Ф. Коломиец¹, А. Г. Горелик²

¹ ФИРЭ, 141733, Московская область, г. Фрязино, пл. Введенского, 1
E-mail: radiometeo@mail.ru

² Московский физико-технический институт (государственный университет),
Московская область, г. Долгопрудный, пер. Институтский, д. 9

Аннотация. Доклад посвящен обсуждению возможных поправок к модели рэлеевского рассеяния, применимых к интерпретации радиоэха от разреженных сред, встречающихся в атмосферном зондировании.

Ключевые слова: рассеяние электромагнитных волн; разреженные среды; дистанционное зондирование атмосферы

EVALUATION OF MEDIUM MICROSTRUCTURE IN MULTIWAVELENGTH REMOTE SENSING EXPERIMENTS

S. F. Kolomiets, A. G. Gorelik

Abstract. The report is devoted to the discussion of possible amendments to the model of Rayleigh scattering applicable to the interpretation of radar echo from rarified media in the atmosphere.

Keywords: radio wave propagation; rarified media; atmospheric remote sensing

Введение

Ожидается, что в рамках многоволнового зондирования оценки распределения частиц рассеивающей среды по размерам могут быть получены с большей надежностью, информативностью и достоверностью. Однако уже первые попытки интерпретации результатов многоволновых экспериментов показывают наличие эффектов, не объяснимых в рамках устоявшихся представлений о формировании рассеянного поля на частицах случайных разреженных сред [1–5].

Оценка эффекта от наложения периодических структур падающего излучения и пространственного распределения материи рассеивающей среды может составлять порядка 10 дБ при разнице длин волн порядка двух октав [2, 5]. Этот эффект совместно с рэлеевской зависимостью обратного рассеяния от четвертой степени длины волны зондирующего излучения удовлетворительно объясняет экспериментальные данные [2], интерпретация которых в рамках классической подходов вызвала определенные трудности. Однако для принятия эффекта наложения периодических структур требуется изменить точку зрения на модель рассеяния в дождях. Последние в настоящее время считаются разреженными средами.

Предлагаемые в настоящем докладе усовершенствования к модели формирования рассеянного поля экспериментальные данные [2] указывают на принципиальную возможность, получения дополнительной информации о микроструктуре разреженных сред с использованием длин волн, соответствующих только рэлеевскому рассеянию. Это открывает возможности создания инструментов многоволнового дистанционного зондирования, работающих с небольшим разнесением по частоте. Антенные системы в этом случае будут менее сложными, поэтому добиться качественной их юстировки будет проще.

Рэлеевские разреженные среды

Объяснение разницы между ожидаемой и фактической интенсивностью рассеяния в диапазонах X и S, заявленной в [2], требует привлечения новых гипотез о строении рассеивающей среды, что и в основном и делается. Однако, одной из гипотез, которые необходимо рассматривать, также является иной механизм формирования рассеянного поля. Актуальность её рассмотрения иллюстрируется Рис. 1, где приведены плотности вероятности огибающей реальных сигналов, имеющие различный коэффициент асимметрии. Причем, в подавляющем большинстве измерений, он флуктуирует от 0.8 до 1.2, что ощутимо больше ожидаемого рэлеевского значения 0.63.

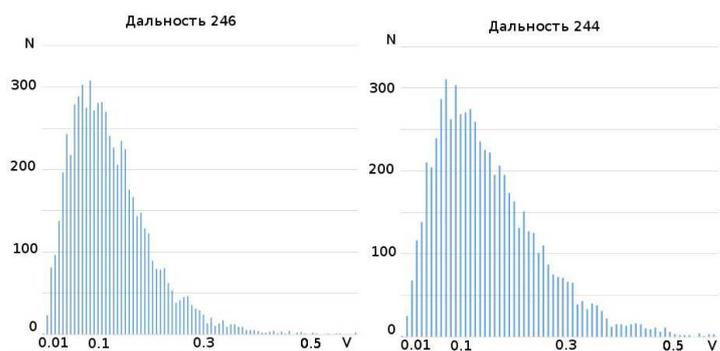


Рис. 1. Плотность распределения огибающей, полученная синхронно в двух точках дождя.

Для интерпретации измерений в облаках используется положение о разреженности пространственного распределения рассеивателей, позволяющее применить правило сложения мощностей вместо интегральных корреляционных соотношений или громоздкого векторного сложения полей.

Полагается эмпирически доказанным, что с уравнением облаков и осадков можно оценивать величину обратного рассеяния, как в разреженных средах, так и в средах, микроструктура которых соответствует условиям «почти сплошной среды» на заданной длине зондирующего излучения. Сложившаяся практика измерений в сантиметровом диапазоне длин волн в дождях заключается в использовании его рэлеевской формы. Для интерпретации измерений в облаках подходит корреляционная его форма.

Сам факт использования положений корреляционной и спектральной теорий подразумевает стационарность, случайных процессов, рассматриваемых в основном уравнении радиолокации облаков и осадков. Нет никаких оснований считать реальное распределение отражающих свойств среды на пути распространения стационарным. Поэтому классический способ вывода предлагает рассматривать остаточный стационарный процесс с нулевым средним, который получается после исключения медленно меняющейся нестационарной составляющей флуктуации рассеивающих свойств среды вдоль пути распространения.

В то же время, если рассеивающие частицы представить одиночными случайными импульсами, имитирующими изменение рассеивающих свойств, и если такие частицы в среде достаточно плотно сгруппированы, то импульсы, их представляющие в одномерной, например, модели, могут смыкаться, образуя непрерывное распределение [3, 4].

Формирование непрерывных в пространстве флуктуаций разреженными в частицами открывает возможность использования «корреляционного», а не «рэлеевского» вида основного уравнения радиолокации облаков и осадков [4, 5]. При учете рэлеевских дифракционных эффектов на рассеивателе и корреляционных зависимостей (которые выпадают из рассмотрения в рэлеевской форме уравнения) в распределении рассеивающих свойств среды на пути распространения, отношение мощностей обратного рассеяния на 10 см и 3 см асимптотически стремиться к 18 дБ, как показано на Рис. 2а. Наиболее вероятному размеру капель, наблюдавшихся в [2], соответствует 20 дБ. Это можно считать хорошим совпадением с 19 дБ, полученными в [2] экспериментально, учитывая заявленные 3 дБ точности калибровки.

Различные формы основного уравнения радиолокации облаков и осадков представляют собой произведение оценки мощности, рассеянной на отдельном рассеивателе, и оценки количества таких рассеивателей. Вывод указанных составляющих уравнения различными способами отличает формулы одна от другой. Можно выделить корреляционную и рэлеевскую формы записи. Для перехода к рэлеевскому представ-

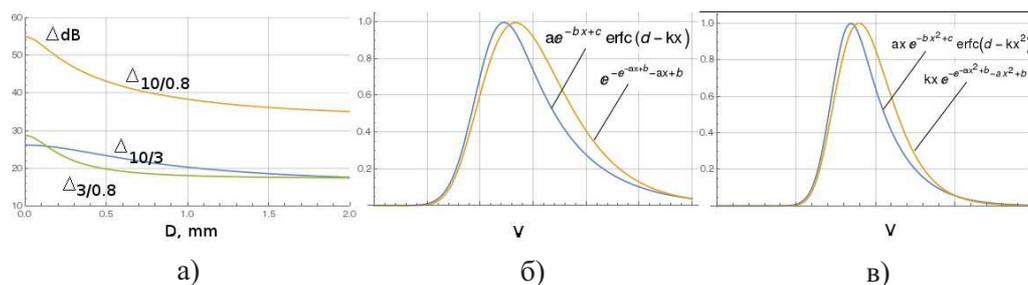


Рис. 2. Отношение мощностей обратного рассеяния (а) на разных длинах волн и усовершенствованные модели флуктуаций мощности (б) и огибающей (в).

Интерференционные компенсации в разреженных средах

При достаточно высокой концентрации рассеивателей, неизбежно формируется постоянная составляющая рассеивающих свойств среды. При этом экспоненциальная корреляционная функция, стоящая в уравнении, с одной стороны, стремится к нулю на бесконечности, указывая отсутствие стационарного среднего у соответствующего ей процесса, с другой – соответствующий ей спектр мощности имеет конечное значение нулевой гармоники. Известно, что алгебраическая площадь под графиком корреляционной функции процесса с нулевой нулевой гармоникой спектра мощности равняется нулю. Для экспоненциальной функции это условие не соблюдается.

В задачах рассеяния на случайных рассеивателях флуктуации остаточного процесса распределения рассеивающих свойств среды на пути распространения и флуктуации поля в раскрытие антенны являются случайными процессами с нулевым средним в то время, как распределение рассеивающих свойств среды на пути распространения может иметь среднее любой величины. Таким образом, в каждой задаче, где корреляция влияет на интенсивность исследуемого процесса связь среднего значения порождающего случайного процесса и нулевой гармоники спектра исследуемого процесса требует особого внимания и физически ясной интерпретации. В противном случае, среднее значение распределения рассеивающих свойств среды на пути распространения не получает должного теоретического представления.

Эксперимент и численные модели показывают, что в существующем виде основное уравнение радиолокации пригодно для многоволновых дифференциальных измерений, но абсолютные оценки требуют более адекватного учета постоянной составляющей.

Флуктуации обратного рассеяния в нерэлеевских разреженных средах

Интенсивность рассеяния принято связывать с флуктуациями рассеивающих свойств среды, поэтому постоянная составляющая рассеивать не должна. Соответственно, при наличии постоянной составляющей следует ожидать, что некоторая фракция рассеивателей ни одним из приемников обратного рассеяния обнаружена быть не может.

Обсуждаемая модель позволяет рассмотреть вопрос о коррекциях к закону распределения плотности вероятности огибающей, если принять во внимание, что среднее значение рассеивающих свойств в объеме зондирования может флуктуировать в некоторых пределах и такие флуктуации должны модулировать величину мощности обратного рассеяния.

Если некоторая фракция частиц, формирующая среднее значение, исключается из рассмотрения, то величина наиболее вероятной дисперсии рассеивающих свойств вдоль пути распространения, которая формируется оставшимися частицами должна быть скорректирована.

Иными словами при неизменном общем количестве частиц непостоянное от импульса к импульсу число частиц, рассеяние на которых компенсируется, определяет непостоянное число частиц, “эффективно” участвующих в формировании обратного рассеяния. То есть при наличии среднего в распределении рассеивающих частиц вдоль пути распространения, распределение плотности вероятности обратного рассеяния может отличаться от классического.

Усовершенствование классических зависимостей в простейшем случае может быть представлена экспоненциально модифицированным нормальным распределением с плотностью веро-

ятности:

$$f(x, \mu, \sigma, \lambda) = \frac{\lambda}{2} e^{\frac{\lambda}{2}(2\mu + \lambda\sigma^2 - 2x)} \operatorname{erfc} \left(\frac{\mu + \lambda\sigma^2 - x}{\sqrt{2}\sigma} \right),$$

где:

$$\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt$$

и первым предельным распределением с плотностью вероятности вида $f(x) = e^{-x}e^{-x}$. Графики соответствующих распределений и распределения огибающей приведены на Рис. 2б, 2в, соответственно

В то время, как первое соотношение вытекает из тезиса о модуляции обратного рассеяния флуктуирующим средним, строгое обоснование применимости второго – требует более глубокого рассмотрения вопроса о параметризации рассеивающих свойств хаотических сред.

Предложенные зависимости могут рассматриваться как аналоги обобщенного рэлеевского распределения, допускающие более простые физические интерпретации. Последние детально будут рассмотрены в устной части настоящего доклада. Можно отметить, что первое предельное распределение подразумевает, в отличие от модифицированного нормального закона, функциональную связь между дисперсией флуктуаций и средним в импульсном процессе, анализу которой не уделялось достаточно внимания. В целом, различные проекции параметров формы предлагаемых распределений на параметры формы порождающего их импульсного процесса позволяют установить возможные связи между формой экспериментально наблюдаемых распределений огибающей и микроструктурой среды.

Выводы

Показано, что использование корреляционной формы основного уравнения облаков и осадков позволяет удовлетворительно интерпретировать наиболее надежные экспериментальные данные двухволновых измерений в дождях, имеющиеся в настоящее время.

Отмечено, что наличие постоянной составляющей распределения рассеивающих свойств на пути распространения, возникающее с ростом концентрации рассеивателей, никак не учитывается в уравнении радиолокации и в многоволновых измерениях её учет так же будет невозможен.

Тем не менее, в некотором интервале концентраций следует ожидать наличия связи между распределением дисперсии в выборках и неучитываемым средним. В частности подобный процесс может модулировать величину обратного рассеяния, формируя обобщенно-рэлеевский тип распределение огибающей сигнала обратного рассеяния. С целью интерпретации экспериментальных распределений предложено использовать модифицированное нормальное и первое предельное распределение.

Список литературы

1. Коломиец С. Ф., Анализ и интерпретация радиоэхо от растущей конвективной облачности в широком диапазоне длин волн. Научный вестник МГТУ ГА, Серия «Радиофизика и электроника», вып. 168, 2011. – С. 13-20.
2. C. A. Knight, L. J. Miller. Early Radar Echoes from Small, Warm Cumulus: Bragg and Hydrometeor Scattering, J. Atm. Sci., vol. 55, 18, 1998.
3. A. R. Jameson, A. B. Kostinski, Direct Observations of Coherent Backscatter of Radar Waves in Precipitation. J. Atm. Sci., vol. 67, 9, 2010
4. Горелик А. Г., Коломиец С. Ф., Статистический подход к описанию рассеяния электромагнитных волн на частицах разреженных сред. Научный вестник МГТУ ГА, Серия «Радиофизика и электроника», вып. 179, 2013. – С. 27-33.
5. Горелик А. Г., Коломиец С. Ф., Использование корреляционного интеграла в моделях рэлеевского рассеяния / Научный вестник МГТУ ГА, Серия «Радиофизика и электроника», вып. 210, 2014. – С. 29-32.

Том II, с. 290–293

УДК: 504.064.3

ОБНАРУЖЕНИЕ ПОВЫШЕННОЙ РАДИОАКТИВНОСТИ В АТМОСФЕРНЫХ ВЫБРОСАХ СИБИРСКОГО ХИМИЧЕСКОГО КОМБИНАТА

Г. А. Колотков, С. Т. Пенин

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН,

634055, Россия, г. Томск, площадь Академика Зуева, 1

E-mail: kolotkov@iao.ru

Аннотация. В статье приведены предварительные результаты апробирования метода дистанционного детектирования повышенной радиоактивности в газоаэрозольных выбросах Сибирского химического комбината. Проведен анализ радиоактивных выбросов предприятия с 2012 по 2017 года. Представлены измерения сигнала на частотах 1,4 – 1,7 ГГц из шлейфа выброса Сибирского Химического Комбината, полученные с помощью двухканального радиометрического комплекса. Исследования, проведенные в реальных зимних условиях, выявили основные «недоработки» опытного образца двухканального радиометрического комплекса, работающего в частотном диапазоне 1,4 – 1,7 ГГц. Показана принципиальная возможность детектирования радиоактивного выброса на расстоянии 20-30 км.

Ключевые слова: радиоактивные выбросы; мониторинг; атомарный водород; гидроксил; радиометр; атомная электростанция

DETECTION OF RAISED RADIOACTIVITY IN THE ATMOSPHERIC EMISSION FROM SIBERIAN CHEMICAL COMBINATE

G. A. Kolotkov, S. T. Penin

Abstract. The article presents the preliminary results of testing the method of remote detection of increased radioactivity in gas and aerosol emissions of the Siberian Chemical Plant. The analysis of radioactive emissions of the enterprise from 2012 to 2017. Signal measurements at frequencies of 1.4-1.7 GHz from the emission plume of the Siberian Chemical Combine, obtained using a two-channel radiometric complex, are presented. Studies conducted in real winter conditions have revealed the main «flaws» of a prototype of a two-channel radiometric complex operating in the frequency range 1.4-1.7 GHz. The principal possibility of detecting a radioactive release at a distance of 20-30 km is shown.

Keywords: radioactive emission; monitoring; atomic hydrogen; hydroxyl; radiometric system; atomic power plant

Введение

Согласно базе данных PRIS [1], на сегодняшний день в мире работает 449 ядерных энергетических реакторов, строящихся – 55. Как правило предприятия ядерно-топливного цикла (ЯТЦ) расположены в нескольких десятках километров от крупных городов с населением более полу-миллиона человек. Существующие системы контроля за радиоактивными атмосферными выбросами ограничены в пространственных и временных характеристиках. Датчики радиоактивности расположены на земле, на крышах прилегающих зданиях, используются фильтры отбора проб аэрозолей. Данные с приборов поступают на пульт оператора один раз в час. Предположим аварийную ситуацию со следующими исходными данными: средняя скорость ветра на высоте выброса 100 – 200 метров может достигать 5 – 10 м/с или 18 – 36 км/ч. Т.е. в течение часа радиоактивное облако может достигнуть и опуститься на близлежащий населенный пункт. Таким образом, системы типа АСКРО сложно назвать работающими в режиме реального времени, более того существуют ограничения пространственного характера – по высоте. Авторы предлагают использовать двухканальный радиометрический комплекс для измерения вторичного излучения

1,4 – 1,7 ГГц из шлейфа выброса предприятий ЯТЦ, работающий на расстояниях несколько десятков километров. Целью работы является апробация предложенного метода дистанционного детектирования повышенной радиоактивности в газоаerosольных выбросах предприятий ЯТЦ. Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи: провести анализ выбрасываемых радионуклидов выбранного предприятия; оценить расположение параболической антенны, чтобы она находилась в зоне прямой видимости от предполагаемого источника атмосферного радиоактивного загрязнения; оценить расстояние от места проведения эксперимента до радиоактивного шлейфа выброса с учетом розы ветров.

Атмосферные радиоактивные выбросы Сибирского Химического Комбината

Сибирский Химический Комбинат располагается на расстоянии 10 – 12 км к северо-востоку от г. Томск. На протяжении многих лет, основной целью СХК было производство обогащенного урана и плутония для ядерного производства и военных целей, и т.д [2, 3]. В состав СХК входят семь заводов, ТЭЦ, научно-исследовательский и конструкторский институты, а также 20 вспомогательных подразделений. Газо-аerosольные выбросы СХК содержат ^{90}Sr , α - и β - активные радионуклиды. Суммарные выбросы $\Sigma\alpha$ – радионуклидов в 2017 году остались на том же порядке величины.

Таблица 1. Выброс радионуклидов в атмосферу из СХК.

Радионуклид	Допустимые значения, Бк	Фактические выбросы, Бк					
		2012	2013	2014	2015	2016	2017
^{90}Sr	$5,18 \cdot 10^9$	$2,42 \cdot 10^8$	$7,61 \cdot 10^7$	$4,13 \cdot 10^7$	$1,11 \cdot 10^8$	–	–
$\Sigma\alpha$	$6,81 \cdot 10^9$	$2,93 \cdot 10^9$	$3,11 \cdot 10^9$	$3,43 \cdot 10^9$	$2,95 \cdot 10^9$	$3,06 \cdot 10^9$	$3,07 \cdot 10^9$
$\Sigma\beta$	$4,88 \cdot 10^{11}$	$3,24 \cdot 10^9$	$2,92 \cdot 10^9$	$4,08 \cdot 10^9$	$5,02 \cdot 10^9$	$4,23 \cdot 10^9$	$2,18 \cdot 10^9$

Замечание: $\Sigma\alpha$ – сумма α -радионуклидов, $\Sigma\beta$ – сумма β -радионуклидов, “–” – измерения не проводились или обрабатываются.

С учетом потенциальной радиационной опасности СХК и планов дальнейшего его развития (проект «Прорыв») необходимость мониторинга радиационной обстановки в районе расположения предприятия сохраняется.

Необходимо отметить, что возможность радиоактивного загрязнения штатными и аварийными выбросами Томска, вероятно останется в ближайшем будущем. Заметим, что суммарные выбросы бета-радионуклидов позволяют провести предварительные испытания радиометрической системы на возможность дальнего обнаружения повышенной радиоактивности [4].

Постановка эксперимента

Совместно с Сибирским Физико-техническим Институтом Томского Государственного Университета, изготовлен требуемый радиометрический комплекс, в состав которого входят: антенна, антенная опора, двухканальный радиометр, переносной персональный компьютер, два автомобильных аккумулятора [5].

Измерения проводились в автоматическом режиме через каждый градус. Нулевой азимутальный градус был направлен в сторону Томской ГРЭС-2, т.е. строго на запад. Метеорологические условия были следующими: температура -17° , ветер – штиль, безветрие [6]. Т.о. было проведено детектирование сигнала с СХК.

Заключение

В результате апробации радиометрического комплекса сложилась ситуация резкого ухудшения чувствительности, что было обусловлено нарушением в работе входных соединений. Выявлены следующие конструктивные особенности, негативно сказывающиеся на проводимых из-

Таблица 2. Некоторые технические характеристики радиометрической системы.

Антенный блок	1,8 м в диаметре.
Крестовая основа	Около 50 кг (большая парусность антенны)
Полосы частот приема по уровню	– 3 дБ
1 канал 1420 – 1425 МГц	Шаг 25 МГц, центральная 1415 МГц
2 канал 1650 – 1670 МГц	Шаг 20 МГц, центральная частота 1660 МГц
Развязка канала	30дБ
Рабочая температура	-30 - +35°С
Абсолютная погрешность измерений каждого из канала	+ - 0,25 К
Дополнительно установлены электрические приводы антенны	Радант-AZ1000V

мерениях в зимнее время: длина кабеля между блоками 10 метров, а блок обработки сигналов должен располагаться в отапливаемом помещении. Т.о. необходима доработка радиометрической системы для проведения эксперимента в зимнее время.

Практически и экспериментально подтверждено что разработанный ранее метод [5] способен детектировать повышенную радиоактивность в реальных условиях. Исследования, проведенные в реальном режиме времени, выявили основные «недоработки» опытного образца двухканального радиометрического комплекса, работающего в частотном диапазоне 1,4 – 1,7 ГГц.

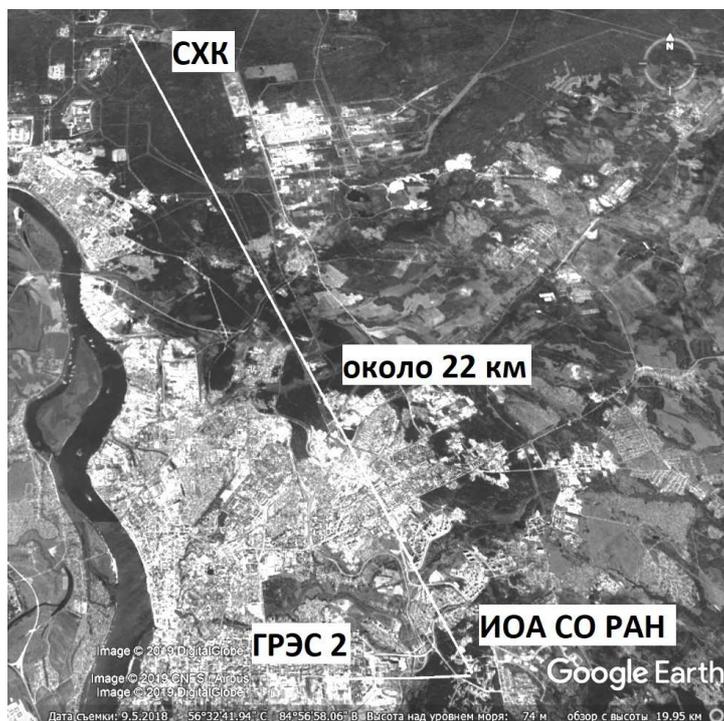


Рис. 1. Карта проведения эксперимента.

В результате натурных измерений сигнала, получаемого от радиоактивного газоаэрозольного выброса Сибирского Химического Комбината было показана возможность дистанционного детектирования повышенной радиоактивности в облаке выброса СХК.

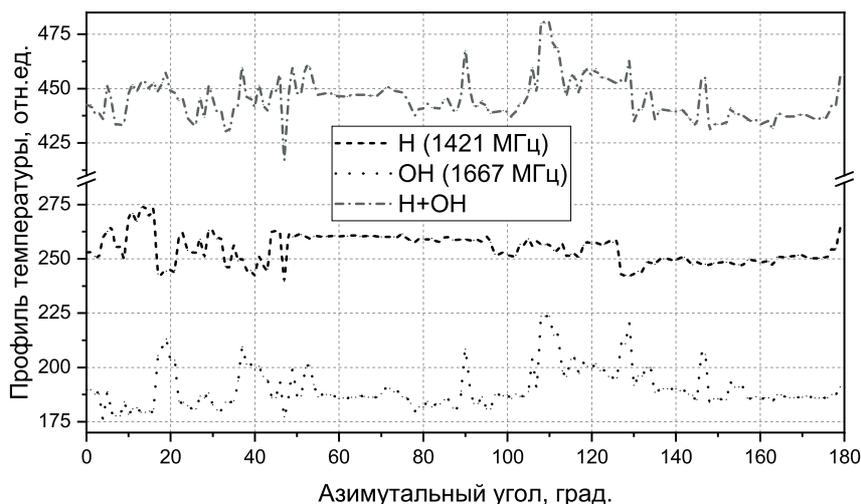


Рис. 2. Пример графика, изображаемый программой «Радиометр» на ноутбуке, выполненный на земле с элевацией 13° .

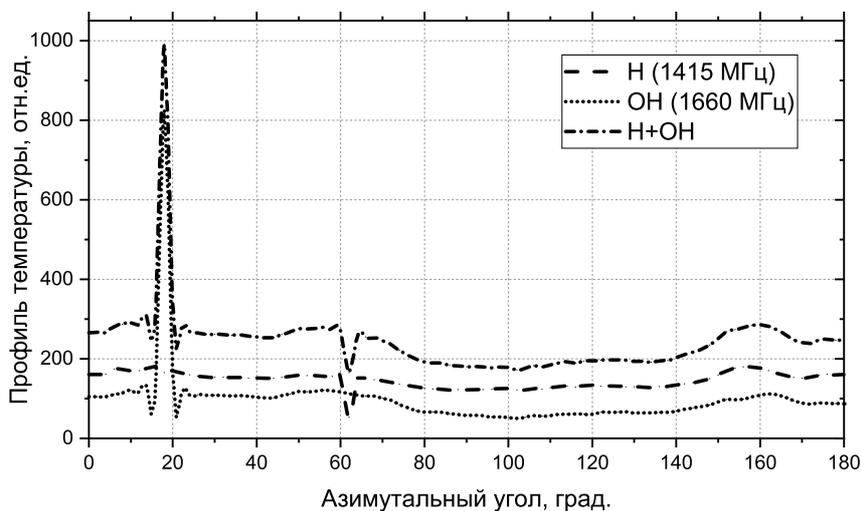


Рис. 3. Измерение выполнено на южной башне блока А института с элевацией 14° .

Список литературы

1. IAEA. Power Reactor Information System. Режим доступа: <https://pris.iaea.org/PRIS/home.aspx> (Дата обращения 10.04.2019).
2. Радиационная обстановка на территории России и сопредельных государств. Ежегодник / Под ред. С.М. Вакуловского. – СПб.: Гидрометеиздат, 2013 – 2018 гг.
3. Kolotkov G.A. The limitation distance for remote detection of radioactive atmospheric emission from Siberian chemical combine // Proceedings of SPIE. 2017. – Vol. 10466 - 262.
4. Kolotkov G.A., Penin S.T. Remote monitoring of emission activity level from NPP using radiofrequencies 1420, 1665, 1667 MHz in real time // JENR, – 2013, – Vol. 115, – P. 69-72.
5. Колотков Г.А. Радиометрическая система для дистанционного детектирования повышенной радиоактивности в атмосфере, выбрасываемой предприятиями ЯТЦ // Научное приборостроение, – 2018, – Т. 28, № 4. – С. 77–81.
6. Давыдов Д.К., Белан Б.Д., Антохин П.Н. и др. Мониторинг атмосферных параметров: 25 лет TOR-станции ИОА СО РАН. // Оптика атмосферы и океана. – 2018. – Т. 31. – № 10. – С. 845–853.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЦЕЗИЯ-137 В ПОЧВАХ ЮГО-ВОСТОКА ТОМСКОЙ ОБЛАСТИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГИС

Г. А. Колотков¹, С. Т. Пенин¹, П. Н. Матина²

¹ *Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН,
634055, г. Томск, площадь Академика Зуева, 1*

E-mail: kolotkov@iao.ru

² *Национальный исследовательский Томский государственный университет,
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36*

E-mail: matina_polina@mail.ru

Аннотация. В статье проведен анализ пространственного распространения цезия-137 в почвах юго-востока Томской области, а также источников поступления рассматриваемого радионуклида в почвы и причины его повышенной концентрации. С помощью современных геоинформационных технологий (ГИС) составлена типологическая оценочная карта масштаба 1:1000000.

Ключевые слова: радиационная обстановка; распространение цезия-137; геоинформационные системы; ГИС; радиоактивное загрязнение; юго-восток Томской области, СХК

MODELING OF THE SPATIAL DISTRIBUTION OF CESIUM-137 IN SOILS OF THE SOUTHEAST OF THE TOMSK REGION USING GIS

G. A. Kolotkov, S. T. Penin, P. N. Matina

Abstract. The article analyzes the spatial distribution of cesium-137 in the soils of the southeast of the Tomsk region, as well as the sources of the radionuclide in question into the soil and the reasons for its increased concentration. With the help of modern geo-information technologies (GIS), a typological evaluation map of 1 : 1,000,000 scale was compiled.

Keywords: radiation environment; distribution of cesium-137; geographic information systems; GIS; Nuclear pollution; southeast of the Tomsk region, SCC

Введение

Одной из актуальных проблем современности, является дистанционная оценка воздействия и пространственного распространения радиоактивных элементов техногенного происхождения, попавших в окружающую среду в результате деятельности человека.

Почвы, являясь средой накопления радионуклидов, отражают степень радиационного влияния. Поэтому существует необходимость проводить постоянный мониторинг и оценку распространения и концентрации техногенных радионуклидов в почвах.

Оперативно создавать электронные оценочные карты и отражающие современную радиационную обстановку дает возможность использование геоинформационных технологий. Результаты, полученные с помощью ГИС-технологий, более точны и удобны для качественного пространственного анализа, чем традиционное картографирование. Это повышает достоверность анализа и прогноза [1].

Анализ данных и моделирование

Анализ литературных данных показал, что в почвах юго-востока Томской области в основном присутствует долгоживущий цезий-137 (¹³⁷Cs), распределение которого по площади неравномерно. Изотоп ¹³⁷Cs является самым опасным для человека. Его период полураспада чуть

больше 30 лет. Он распадается на барий и ксенон, и в процессе деятельности предприятий ядерного цикла, сильно загрязняет окружающую среду [2]. В Томской области больше всего подвержены радиоактивному загрязнению почвы южных и юго-восточных районов, так как именно там сосредоточены большая часть основных промышленных предприятий [3].

Так, целью исследования является анализ пространственного распространения ^{137}Cs в почвах на юго-востоке Томской области. В ходе изучения применялся анализ геохимического и природоведческого содержания, а также метод геонформационного картографирования с использованием приложения ArcGIS - ArcMap. Основным результатом данного исследования является карта пространственного распространения ^{137}Cs в почвах юго-востока Томской области (рис. 1).

Карта пространственного распространения Цезий-137 в почвах юго-востока Томской области

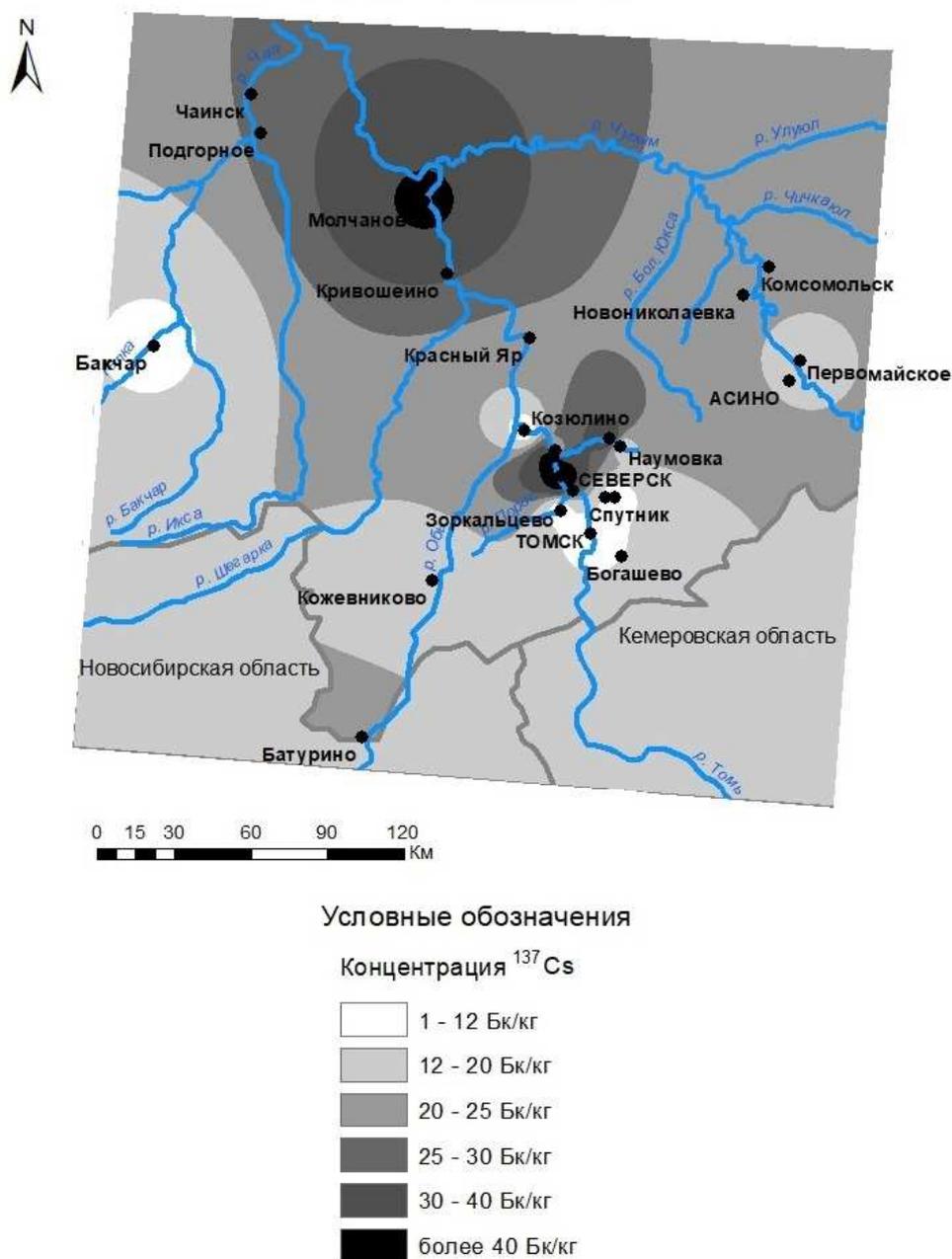


Рис. 1. Карта пространственного распространения ^{137}Cs в почвах юго-востока Томской области.

Карта пространственного распространения ^{137}Cs в почвах юго-востока Томской области была выполнена в несколько этапов:

1. перевод картографических источников в цифровую форму с привязкой к топооснове. Сканирование растрового изображения – фрагмента топографической карты Томской области масштабом 1:1000000. Создание проекта в ArcMap, который содержит всю информацию о состоянии работы. В нём в виде слоёв хранятся все данные. Помимо векторных слоёв, проект содержит и исходные растровые данные;
2. векторизация растровых данных, выделение контуров области, нанесение линейных и точечных объектов;
3. создание карт пространственного распространения ^{137}Cs , на основе интерполяции, с использованием инструмента ОВР (обратно взвешенных расстояний).

Для составления карты и проведения анализа пространственного распространения ^{137}Cs , были собраны данные о его источниках поступления в окружающую среду и концентрации в почвах населенных пунктов.

Основным источником поступления ^{137}Cs на юго-востоке Томской области в природную среду является Сибирский химический комбинат (СХК).

Вокруг комбината выделены три зоны радиационного влияния:

1. ближняя 30-километровая зона, в которой расположено более 80 населенных пунктов с населением около 650 тыс. человек, в том числе г. Северск и г. Томск;
2. зона влияния в пределах 100 км (включает в себя часть Кемеровской и Новосибирской областей);
3. дальняя зона влияния, выходящая за 100 км.

Интерпретация результатов

Как видно на карте пространственного распространения ^{137}Cs в почвах юго-востока Томской области, максимальные концентрации ^{137}Cs наблюдаются в почвах ближней 30-километровой зоны СХК, а именно в устье и по берегам реки Ромашки – 800 Бк/кг, тогда как фоновое значение концентрации ^{137}Cs в почве до 12 Бк/кг.

По мере удаления от устья р. Ромашки, в почвах наблюдается уменьшение концентрации ^{137}Cs . На карте четко выражен след распространения ^{137}Cs от СХК и устья р. Ромашки в северо-восточном направлении. Так, в 30-километровой зоне влияния СХК максимальные значения по ^{137}Cs наблюдаются в почвах д. Георгиевки – 41 Бк/кг. Такое превышение фонового уровня (почти в 4 раза), объясняется положением деревни Георгиевки относительно СХК на северо-востоке, куда направлена роза ветров. Дополнительный вклад внесла авария на СХК (6 апреля 1993 г.), в результате которой произошёл мощный выброс радиоактивных веществ в атмосферу, осевших в почву и загрязнивших территорию. В момент инцидента дул юго-западный ветер со скоростью 8-13 м/с. На пути выброса (в северо-восточном направлении) населённых пунктов не было, только д. Георгиевка с постоянным населением 73 человека и временным населением около 100 человек (дачники). Так же в результате аварии было загрязнено 3 километра автодороги Томск-Самусь. Средние значения концентрации ^{137}Cs в ближней 30-километровой зоне СХК составляет 19,9 Бк/кг [4].

Повышенная концентрация в почвах ^{137}Cs по сравнению с фоновым уровнем (до 12 Бк/кг), наблюдается и вне 100 км зоны влияния СХК. В с. Первомайское концентрация ^{137}Cs в почве составляет 19 Бк/кг, в с. Батурино фоновый уровень превышен почти в два раза (23 Бк/кг), в с. Молчаново в 4 раза (42 Бк/кг).

В с. Молчаново такое превышение объясняется тем, что для отсыпки улиц были использованы шлаки с металлургического комбината г. Новокузнецка, в результате чего концентрация ^{137}Cs увеличилась, повысив и общий радиационный фон в 2,5-3 раза (9-10 мкР/ч).

В с. Первомайском повышенная концентрация ^{137}Cs в почве может объясняться, как поступлением радионуклидов с юго-запада от СХК, так и остаточными радионуклидами от радиоактивного следа с Тоцкого полигона при атомном взрыве в 1954 г., который перенесся облаком в

северо-восточном направлении от эпицентра взрыва, сформировав загрязнения над южной частью Томской области [3].

В с. Батурино радиоактивного воздействия с СХК не наблюдается, так как село находится на крайнем юге (граничит с Новосибирской областью), а ветры с СХК дуют в основном на северо-восток. Поэтому повышение фонового уровня ^{137}Cs в два раза тут может объясняться выпадениями в результате прохождения облаков взрывов, проведенных в атмосфере на Семипалатинском полигоне, при северо-восточном переносе воздушных масс с территории полигона. Наибольшему загрязнению подверглась южная часть Томской области, в том числе с. Батурино. Еще одним источником повышенного содержания ^{137}Cs в почвах окрестностей с. Батурино может быть Новосибирский завод химконцентратов (НЗХК). На НЗХК перерабатывается природный и обогащенный уран, и изготавливаются тепловыделяющие элементы для атомной энергетики. В 3-4 км от завода на трассе Новосибирск-Кемерово расположено хранилище РАО, содержащее радионуклиды уранового ряда, литий и ртуть. В результате деятельности НЗХК и из хранилища РАО происходит поступление радионуклидов в окружающую среду. При северо-восточном переносе масс, они поступают и на южную часть Томской области [4].

На остальной площади карты значения концентрации ^{137}Cs в почве близки к среднему значению содержания ^{137}Cs в почвах на территории Томской области. В г. Томске и его южных окрестностях удельная активность ^{137}Cs не превышает 5 Бк/кг, что соответствует норме. Техногенному радиоактивному влиянию почти не подвержены территории к западу от СХК, то есть западный регион изучаемой территории.

На территории СХК среднегодовые значения по ^{137}Cs составляют 5,1 Бк/кг, в радиусе 30-км зоны СХК среднегодовые значения в 12 раз выше - 60,3 Бк/кг.

В последние годы СХК сократил выбросы радионуклидов, что подтверждает отсутствие таких короткоживущих техногенных радионуклидов, как ^{51}Cr , ^{54}Mn и ^{103}Ru в поверхностных водах, почвах и донных отложениях по близь лежащей территории. Радиационная обстановка постепенно стабилизируется в результате естественных процессов самоочищения природной среды от радиоактивного загрязнения предыдущих лет [5].

Заключение

Разработанная в ходе исследования оценочная карта пространственного распространения ^{137}Cs в почвах юго-востока Томской области, может быть применена при дальнейшем исследовании территории дистанционными методами, например, с помощью бортового радиометрического комплекса, детектирующего слабое микроволновое излучение от поверхности земли. Полученные результаты имеют перспективы использования в исследованиях более детального изучения радиоактивного загрязнения почв и степени влияния различных источников на радиационный фон, а также в региональных физико-географических и ландшафтных исследованиях.

Список литературы

1. Хромых В.В., Хромых О.В. Цифровые модели рельефа: Учебное пособие. – Томск: Изд-во «ТМЛ-Пресс», 2007. – 164 с.
2. Макрыгина В.А. Геохимия отдельных элементов. – Новосибирск: Академическое издание «Гео», 2011.– 193 с.
3. Матина П.Н., Колотков Г.А. Источники радиоактивного загрязнения юго-востока Томской области // Сборник тезисов, материалы Двадцать четвертой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых (ВНКСФ-24, Томск): материалы конференции, тезисы докладов: В 1 т.Т.1 – Екатеринбург – Томск: издательство АСФ России, 2018.
4. Радиационная обстановка на территории России и сопредельных государств в 2007 году. Ежегодник/ Под ред. С.М. Вакуловского. – Томск: Росгидромет, 2008. – 285 с.
5. Радиационная обстановка на территории России и сопредельных государств в 2016 году. Ежегодник/ Под ред. С.М. Вакуловского. – Томск: Росгидромет, 2017. – 285 с.

Том II, с. 298–301

УДК: 551.508.85+551.513

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕТРОВОГО РЕЖИМА В ВЕРХНЕЙ МЕЗОСФЕРЕ-НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЕ ДЛЯ РЕГИОНА КАЗАНИ (56 ГР. С.Ш., 49 ГР. В.Д.)

Д. А. Коротышкин, О. Н. Шерстюков, Ф. С. Валиуллин

Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

E-mail: dmitry-kor@mail.ru

Аннотация. Приведены результаты мониторинга ветрового режима в области верхней мезосферы – нижней термосферы на метеорном радаре Казанского Федерального Университета (56 гр. с.ш., 49 гр. в.д.). Выявлены характерные высотные закономерности внутругодовых колебаний скоростей зонального и меридионального преобладающего ветра, а также амплитуд суточного и полусуточного приливов.

Ключевые слова: метеорный радар, циркуляция, приливы, мезосферы, термосфера

METEOR RADAR OBSERVATIONS OF THE WIND REGIME IN THE UPPER MESOPHERE – LOWER THERMOSPHERE OVER KAZAN

D. V. Korotyshkin, O. N. Sherstyukov, F. S. Valiullin

Abstract. The results of monitoring for the wind regime at heights of mesosphere – lower thermosphere by meteor radar of Kazan Federal University (56N, 49E) are presented. Typical height and seasonal regularities are established for zonal and meridional winds as well as tidal amplitudes.

Keywords: meteor radar; circulation; tides; mesosphere; thermosphere

Введение

В настоящее время активно исследуются динамические процессы в средней атмосфере для широкого спектра временных и пространственных вариаций. Для исследования глобального распределения параметров атмосферы используются спутниковые методы. Однако данные методы не позволяют получать непрерывные временные ряды параметров атмосферы (скорость ветра, температура и пр.). Альтернативой прямым и спутниковым измерениям являются радиолокационные методы зондирования атмосферы. В частности, весьма популярным является радиометеорный метод. Данный метод основан на радиолокации метеорных следов, которые появляются в результате ионизации воздуха в области мезосферы – нижней термосферы (75-105 км) при сгорании метеоров.

В Казанском Федеральном Университете активно проводятся радиометеорные наблюдения за ветровым режимом средней атмосферы. Регулярные наблюдения начались в 1978 году, а первые данные с измерением высот сгорания метеоров – в 1985 году [1]. Недостатком измерений, проводимых вплоть до 2014 года, является присутствие многочисленных пропусков данных в силу технических проблем, связанных с эксплуатацией метеорного радара. Однако, в 2015 году вместо старого радара установлен метеорный радар типа Skiymet совместного канадского и австралийского производства [2]. Метеорный радар КФУ состоит из фазового интерферометра (пять двухэлементных скрещенных приемных антенн типа Яги-Удо) с базами 2 и 2.5 длин волн, передающей антенны (скрещенные трех-элементные антенны), а также передатчика мощностью 15 кВт (средняя мощность около 1 кВт) в импульсе с несущей частотой 29.75 МГц и частотой повторения импульсов 1594 Гц. Приемное оборудование позволяет обнаруживать и определять параметры метеорных радиоэхо. Данный радар рассчитан на непрерывный мониторинг атмосферных параметров.

Целью данной работы является выявление закономерностей во временных и высотных вариациях скоростей ветра, полученных на метеорном радаре КФУ. Для этого проведена обработка экспериментальных данных, рассчитаны параметры преобладающего ветра, суточного и полусуточного приливов.

Методика обработки экспериментальных данных

Анализ статистических данных метеорного радара КФУ показывает неравномерное распределение количества регистраций как в течение года (рис. 1а), так и внутри суток. Представленное внутригодовое распределение численности показывает, что наиболее благоприятными для наблюдений являются летние месяцы, когда численность увеличивается в несколько раз. Также наблюдаются небольшие всплески численности и в зимние месяцы, обусловленные прохождением метеорных потоков. Также наблюдается неравномерное распределение метеоров и по высотам. Среднегодовое распределение (за 2017-2018 гг.) представлено на рис. 1б. Как видно из рисунка, максимум численности наблюдается на высоте около 90 км, в то время как на высотах ниже 80 км и выше 100 км регистрации практически отсутствуют. Таким образом, неравномерно распределенные отсчеты затрудняют оценку среднечасовых измерений скоростей ветра. Для решения данной проблемы в работе предлагается оценивать среднечасовые значения скоростей ветра с использованием двумерной полиномиальной аппроксимации с весовыми коэффициентами (фактически это модификация фильтра Савицкого-Голея [3] для неравномерно распределенных отсчетов). Расчетная формула для радиальной скорости (данный параметр измеряется на метеорном радаре на основе эффекта Доплера) записывается как

$$VR_i = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N (U_{m,n} \cdot \cos(A_i) + \sin(A_i) \cdot V_{m,n}) \cdot (t^* - t_i)^m \cdot (h^* - h_i)^n \cdot W(t^* - t_i, h^* - h_i) \quad (1)$$

где VR_i , A_i , t_i , h_i – горизонтальная радиальная скорость, азимутальный угол в радианах, время и высота отсчета. Минимизация по методу наименьших квадратов осуществляется относительно неизвестных параметров $U_{m,n}$ и $V_{m,n}$ в наперед заданных точках t^* и h^* (которые берутся в узлах регулярной сетки). Весовая функция W и порядок модели M и N регулируют ширину полосы пропускания фильтра по времени и по высоте. Параметры модели $U_{0,0}$ и $V_{0,0}$ фактически являются искомыми «среднечасовыми» значениями скоростей зонального и меридионального ветра. Преимуществом данного метода является возможность получать отсчеты в условиях недостаточной статистики для обычного усреднения методом скользящего среднего.

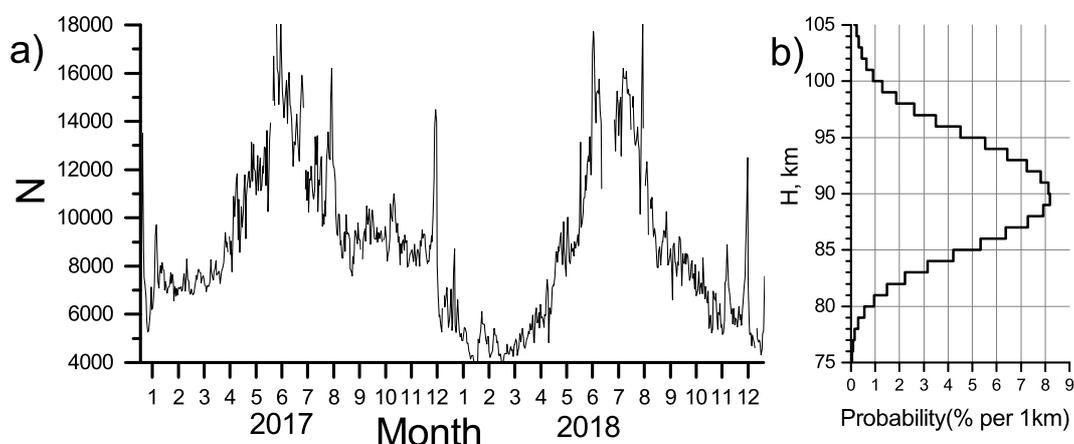


Рис. 1. Количество метеорных радиозехо за сутки (а) и распределение высот (б) на метеорном радаре КФУ в 2017–2018 гг.

Результаты наблюдений ветрового режима

С использованием разработанного метода оценки среднечасовых скоростей ветра в работе получены регулярные ряды скоростей ветра. Далее с использованием методик гармонического анализа проведены оценки параметров среднесуточного и среднемесячного преобладающего ветра, суточного и полусуточного приливов. Полученные высотно-сезонные структуры представлены на рис. 2. Результаты имеют весьма схожую высотную и внутригодовую зависимость по сравнению с ранее полученными [1, 4]. В частности, анализ преобладающего зонального ветра (рис. 2а) показывает для марта – мая характерный реверс направления ветра на всех высотах 80 – 100 км, в то время как в июле-августе реверс наблюдается только на высотах ниже 86 км. Кроме того, реверс наблюдается в октябре, однако абсолютные значения скорости ветра весьма невелики. Меридиональный преобладающий ветер (рис. 2б) имеет менее стабильную высотно-сезонную структуру. Тем не менее, можно выделить преобладание годовых колебаний на всех высотах (80 – 100 км) с минимумом в летние месяцы (ветер имеет существенные абсолютные значения и направлен на юг). На рис. 2с и 2д представлены амплитуды суточного и полусуточного меридионального приливов. В отличие от зонального суточного прилива, меридиональный прилив имеет большие амплитуды. Кроме того, амплитуда суточного прилива как в зональном, так и в меридиональном направлении имеет минимум на высотах около 90 км практически во все времена года. Регулярный полусуточный прилив (рис. 2с) имеет более устойчивую картину: амплитуды имеют в декабре-январе и в сентябре максимум. Кроме того, с ростом высоты амплитуды приливных движений также увеличиваются. В октябре и ноябре можно увидеть аномалию в амплитуде приливных волн, когда амплитуда регулярной составляющей полусуточного прилива падает фактически до 0, т.е. регулярная компонента полусуточного прилива в указанные месяцы подавляется. Представленный сезонный ход амплитуд суточного и полусуточного приливов может объясняться как взаимодействие различных годовых гармоник, имеющих разную высотную зависимость амплитуды и фазы.

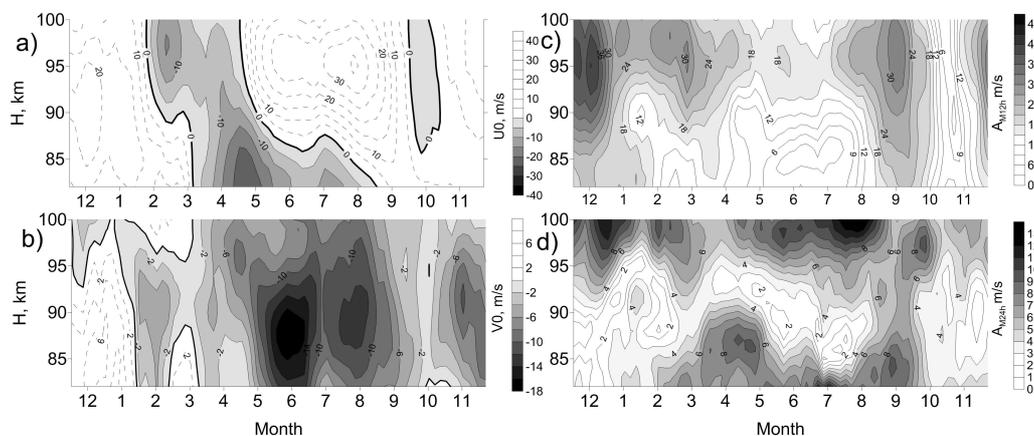


Рис. 2. Среднемесячные скорости преобладающего зонального (а) и меридионального (б) ветра, амплитуды полусуточного (с) и суточного (д) приливов меридионального ветра в 2018 году.

Нерегулярная часть прилива представляет собой амплитудную и фазовую модуляцию приливных волн и может быть обусловлена взаимодействием с планетарными волнами различных волновых чисел и высотных длин волн. В результате амплитуды и фазы приливных волн могут существенно отличаться от среднемесячных значений. Для оценки амплитуды «нерегулярной» части суточного и полусуточного прилива временные ряды «комплексных» амплитуд пропущены через высокочастотный фильтр, который удаляет «регулярную» компоненту (которая ранее представлена на рис. 2с и 2д). Для полученных новых рядов рассчитано среднемесячное среднеквадратичное отклонение в зависимости от высоты. Полученные значения интенсивности нерегулярных приливных движений представлены на рис. 3а и 3б для 2017-2018 гг. Их анализ выявил наличие годового хода, а также увеличение с высотой, как и для регулярных движений, интенсивности полусуточного прилива для всех сезонов за исключением летнего периода (май-август),

в то время как для суточного прилива в этот период наблюдаются максимальные значения нерегулярной компоненты. Кроме того, в период с октября по ноябрь у «нерегулярной» компоненты полусуточного прилива не наблюдается существенного падения интенсивности (вплоть до 0), как это происходит у «регулярной» компоненты (рис. 2с).

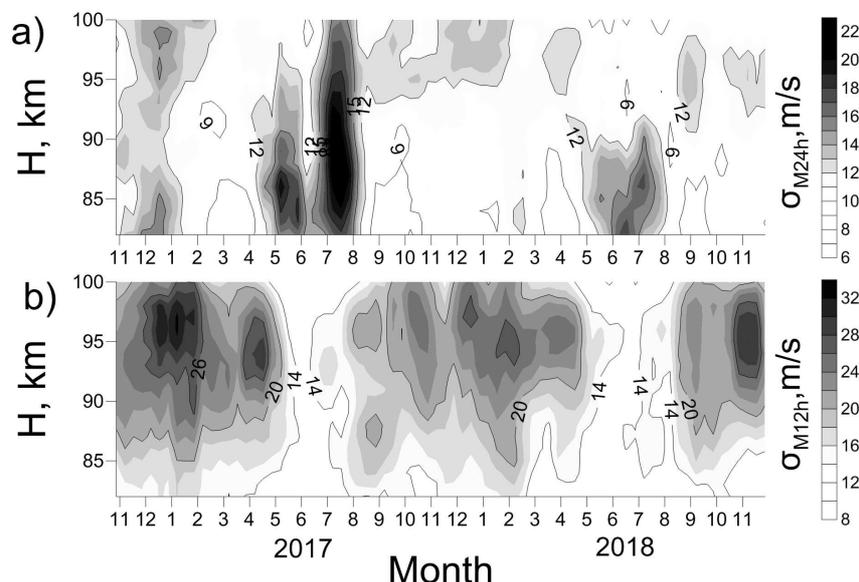


Рис. 3. Скорость преобладающего зонального (а) и меридионального (б) ветра, амплитуды полусуточного (с) и суточного (д) приливов меридионального ветра в 2018 году.

Заключение

В работе представлены результаты наблюдения за ветровым режимом в области верхней мезосферы – нижней термосферы. Полученные результаты позволили выявить характерные для региона Казани особенности циркуляции средней атмосферы, а также приливных движений. В частности, выявлено резкое подавление амплитуды суточного прилива в области мезопаузы (90 км), а также для полусуточного прилива в ноябре для всего имеющегося интервала высот (80–100 км). Полученные сезонные колебания интенсивности нерегулярной компоненты приливов имеют выраженный сезонный ход.

Благодарности

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной Казанскому Федеральному Университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (проект № 3.740.2017/8.9).

Список литературы

1. Fahrutdinova A.H. Height and time dependence of the dynamics of the mid-latitude upper mesosphere-lower thermosphere deduced from radiometeor measurements in Kazan (56°N, 49°E) during 1986–1995 // *Adv. Space Res.* - 1999. - Vol. 24. - P. 583-592.
2. Hocking W.K., Fuller B., Vandepier B. Real-time determination of meteor-related parameters utilizing modern digital technology // *J. of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* – 2001. – Vol. 63. – I. 2-3, P. 155-169.
3. Savitzky A., Golay M. J. E. Smoothing and Differentiation of Data by Simplified Least Squares Procedures. // *Anal. Chem.* - 1964. - 36 (8) . - P. 1627-1639.
4. Korotyshkin D., Merzlyakov E., Sherstyukov O., Valiullin F. Mesosphere/lower thermosphere wind regime parameters using a newly installed SKiYMET meteor radar at Kazan (56N, 49E) // *Adv. Space Res.* - 2019. - Vol. 63. - I. 7. - P. 2132-2143.

Том II, с. 302–305

УДК: 551.510.5324

ВАРИАЦИИ ПОЛЯРНОГО МЕЗОСФЕРНОГО ОЗОНА ВО ВРЕМЯ СТРАТОСФЕРНОГО ПОТЕПЛЕНИЯ ЗИМОЙ 2018-2019

Ю. Ю. Куликов¹, А. Ф. Андриянов¹, В. И. Демин², В. М. Демкин³, А. С. Кириллов²,
Б. В. Козелов², В. Г. Рыскин¹, В. А. Шишаев²

¹ *Институт прикладной физики РАН, 603950, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46*
E-mail: yuyukul@appl.sci-nnov.ru

² *Полярный геофизический институт, 184209, г. Апатиты, Академгородок, 26а*

³ *Высшая школа экономики, 603000, г. Нижний Новгород, ул. Большая Печерская, 25*

Аннотация. Представлены результаты наземных микроволновых наблюдений озона средней атмосферы за Полярным кругом на Кольском полуострове зимой 2018-2019 гг. В наблюдениях был использован мобильный озонметр (рабочая частота 110.8 ГГц). Выполнены оценки вертикального профиля озона в интервале высот 22 – 60 км. Эти результаты были сопоставлены с бортовыми данными о высотных профилях озона и температуры в средней атмосфере. При внезапном стратосферном потеплении, которое имело продолжительность с конца декабря и до начала февраля зимы 2018–2019 гг., наблюдалось главенство динамических процессов над фотохимическими в мезосфере (60 км) во время перестройки атмосферной циркуляции.

Ключевые слова: полярный мезосферный озон, средняя атмосфера, наземная микроволновая радиометрия, внезапное стратосферное потепление

VARIATIONS POLAR MESOSPHERIC OZONE DURING STRATOSPHERIC WARMING IN THE WINTER 2018-2019

Y. Y. Kulikov, A. F. Andriyanov, V. I. Demin, V. M. Demkin, A. S. Kirillov, B. V. Kozelov,
V. G. Ryskin, V. A. Shishaev

Abstract. The results of ground-based microwave observations of the middle atmosphere ozone in the Arctic Circle at the Kola Peninsula in the winter of 2018-2019 are presented. In observations the mobile ozonemeter (operating frequency of 110.8 GHz) was used. The vertical profile of ozone in the height range of 22 – 60 km was estimated. These results were compared with satellite data of ozone and temperature vertical profiles in the middle atmosphere. In case of sudden stratospheric warming, which had a duration from the end of December until the beginning of February in winter of 2018-2019, it observed priority of dynamic processes over photochemical one in the mesosphere (height about 60 km) during the restructuring of atmospheric circulation.

Keywords: polar mesospheric ozone, middle atmosphere, ground-based microwave radiometry, sudden stratospheric warming

Введение

Среди динамических процессов, которые влияют на состав и структуру земной атмосферы, важное место занимают внезапные стратосферные потепления (ВСП), когда на высотах средней атмосферы наблюдается рост температуры на десятки градусов. Зимой 2012-2013 гг. наблюдалось мощное стратосферное потепление в средней атмосфере. Максимум положительного отклонения температуры от ее среднемесячного значения достигал 70 К на высоте 30 км, во время этих событий зарегистрированы значительные изменения концентрации озона от 1.5 до 2 раз на высотах от 25 до 60 км [1]. Кроме того, это же потепление вызвало вариации полного электронного содержания в экваториальной ионосфере порядка 100% [2]. В средних и полярных широтах изменения параметров верхней атмосферы также связывают с вариациями нейтрального состава во время возмущений в тропосфере и стратосфере. В настоящем сообщении мы

представляем результаты измерений озона средней атмосферы в Апатитах (67° с.ш., 33° в.д.), которые были получены с помощью микроволнового озонметра в декабре-марте 2018-2019 гг. Подробное описание прибора и методики измерений изложены в работе [3]. Впервые наши наблюдения в полярных широтах были выполнены в виде непрерывных серий (по несколько суток) с временным разрешением 15 минут.

Обсуждение результатов наблюдений

Зимой 2018-2019 гг. ВСП началось 24 декабря и окончилось 1 февраля и было продолжительностью почти 40 дней (см. Рис. 1). Характерной особенностью потепления было наличие двух максимумов температуры (T) на высоте около 30 км. Первый максимум T имел величину 239 К (28.12.2018), что составило ΔT относительно средней T невозмущенной стратосферы до 24.12.2018 около 45 К. Второй максимум T имел величину 252 К (09.01.2019), что составило ΔT относительно средней T невозмущенной стратосферы от 01.02.2019 до 01.03.2019 около 54 К.

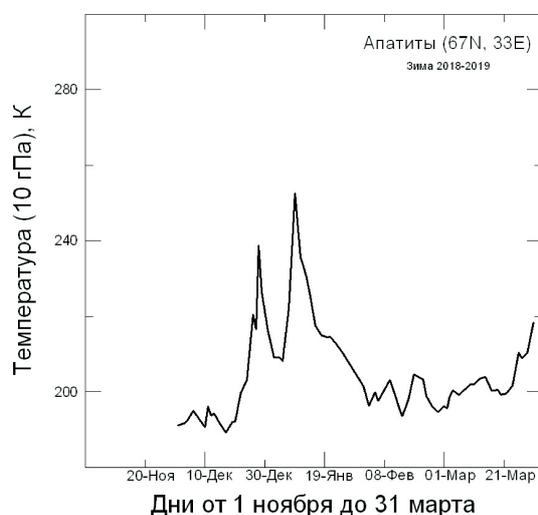


Рис. 1. Временной ход температуры на уровне 10 гПа над Апатитами зимой 2018-2019 гг. по данным MLS/Aura.

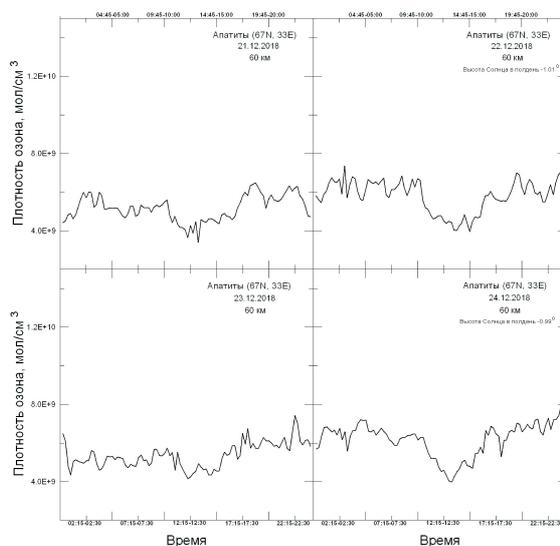


Рис. 2. Суточные вариации O_3 на высоте 60 км в Апатитах во время полярной ночи 0-24 декабря 2018 года. Высота Солнца в полдень около -1° .

Далее рассмотрим изменения мезосферного озона (60 км), которые были получены из микроволновых наблюдений до и после ВСП. Напомним, что начало ВСП произошло 24.12.2018. На Рис. 2 приводятся суточные вариации O_3 , которые были получены из серии непрерывных микроволновых измерений вблизи зимнего солнцестояния. Обращает внимание постепенный рост озона полярной ночью в течение 4 суток более чем на 30%, что указывает на влияние на изменения O_3 динамического фактора. Средний суточный ход озона, который связан с восходом и заходом Солнца, по данным нижеприведенной Таблицы составляет величину $(26 \pm 2)\%$. На Рис. 3 показано поведение мезосферного озона в январе 2019 года в течение 8 суток непрерывных микроволновых измерений, которые пришлось на окончание ВСП. Средняя высота Солнца в полдень за этот период времени $\sim 3.5^\circ$. Хорошо заметно непостоянство «амплитуды» суточного хода озона, исключая 25 и 26 января, а 24.01. суточный ход практически незаметен. Величина среднего суточного хода для январской серии измерений, согласно данным приведенным в Таблице (продолжение), составила $(19 \pm 2)\%$, что также, по-видимому, свидетельствует о существенном воздействии атмосферной циркуляции на озон на высотах мезосферы. Отметим, что при микроволновых наблюдениях в Апатитах зимой 2017-2018 гг. средний суточный ход O_3 для серии 26-28 декабря составил 25%, а 19-22 февраля и 13-16 марта 2018 года $(32 \pm 2)\%$ и $(33 \pm 2)\%$, соответственно [4]. ВСП в эту зиму произошло в середине февраля с температурным максимумом 16.02. на уровне 30 гПа и закончилось через неделю. В одновременных микроволновых наблюдениях в приполярных и умеренных широтах Петергоф (60N, 30E) и Томск (56N, 85E) была обнаружена существенная разница по величине и продолжительности в возмущениях O_3 средней атмосферы во время ВСП зимой 2013-2014 гг. [5]

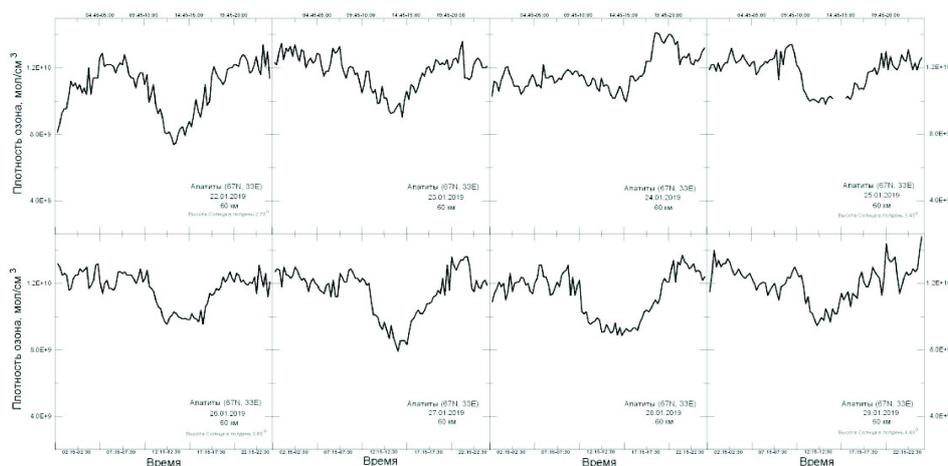


Рис. 3. Суточные вариации O_3 на высоте 60 км из непрерывной серии микроволновых измерений от 22.02.2019 до 29.01.2019 с временным разрешением 15 мин.

Заключение

Основной результат микроволновых наблюдений в Апатитах в период низкой солнечной активности — необходимость учёта влияния динамических процессов на поведение озона средней атмосферы, и, самое главное, на поведение мезосферного озона. Это становится важным при оценке воздействия заряженной компоненты на мезосферный озон в авроральной зоне.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-45-520009).

Таблица 1. Суточный ход мезосферного озона (60 км) 20-24.12 2018 г. и 21-29.01 2019 г. в полярных широтах 67N, 33E).

	время усреднения концентрации мезосферного озона	
	с 10:00 - 14:00 мск	с 22:00-02:00
	мол/см ³	мол/см ³
20.12.2018	$(4.35 \pm 0.12) \cdot 10^{09}$	$(5.30 \pm 0.13) \cdot 10^{09}$
21.12.2018	$(4.34 \pm 0.12) \cdot 10^{09}$	$(5.84 \pm 0.14) \cdot 10^{09}$
22.12.2018	$(4.77 \pm 0.15) \cdot 10^{09}$	$(5.76 \pm 0.19) \cdot 10^{09}$
23.12.2018	$(4.8 \pm 0.12) \cdot 10^{09}$	$(6.44 \pm 0.12) \cdot 10^{09}$
24.12.2018	$(4.95 \pm 0.18) \cdot 10^{09}$	–
21.01.2019	$(8.85 \pm 0.17) \cdot 10^{09}$	$(1.01 \pm 0.02) \cdot 10^{10}$
22.01.2019	$(9.06 \pm 0.17) \cdot 10^{09}$	$(1.26 \pm 0.02) \cdot 10^{10}$
23.01.2019	$(1.03 \pm 0.04) \cdot 10^{10}$	$(1.17 \pm 0.02) \cdot 10^{10}$
24.01.2019	$(1.10 \pm 0.01) \cdot 10^{10}$	$(1.23 \pm 0.01) \cdot 10^{10}$
25.01.2019	$(1.04 \pm 0.02) \cdot 10^{10}$	$(1.24 \pm 0.02) \cdot 10^{10}$
26.01.2019	$(1.05 \pm 0.02) \cdot 10^{10}$	$(1.24 \pm 0.01) \cdot 10^{10}$
27.01.2019	$(9.85 \pm 0.31) \cdot 10^{09}$	$(1.18 \pm 0.01) \cdot 10^{10}$
28.01.2019	$(9.71 \pm 0.18) \cdot 10^{09}$	$(1.29 \pm 0.02) \cdot 10^{10}$
29.01.2019	$(1.06 \pm 0.04) \cdot 10^{10}$	$(1.31 \pm 0.02) \cdot 10^{10}$

Список литературы

1. Маричев В.Н., Матвиенко Г.Г., Лисенко А.А., Бочковский Д.А., Куликов Ю.Ю., Красильников А.А., Рыскин В.Г., Демкин В.М. Микроволновые и оптические наблюдения озона и температуры средней атмосферы во время стратосферного потепления в Западной Сибири // Оптика атмосферы и океана. – 2014. – Т. 27. – № 1. – С. 46–52.
2. Goncharenko L., Chau J.L., Condor P., Coster A., Benkevich L. Ionospheric effects of sudden stratospheric warming during moderate-to-high solar activity: Case study of January 2013 // Geophys. Res. Lett. – 2013. – Vol. 40. – P. 4982–4986.
3. Kulikov Y.Y., Krasilnikov A.A., Shchitov A.M. New mobile ground-based microwave instrument for research of stratospheric ozone (some results of observation) // The Sixth International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter, and Submillimeter Waves (MSMW'07) Proceedings. – 2007. – Vol. 1. – P. 62–66.
4. Kulikov Y.Y., Andriyanov A.F., Demin V.I., Kirillov A.S., Kozelov B.V., Osipov S.I., Pobеровский A.V., Ryskin V.G., Shishaev V.A. Simultaneous monitoring of the middle atmosphere ozone at Apatity and Peterhof in the winter 2017/2018 // XLI Annual Seminar «Physics of Auroral Phenomena». Proceedings. – 2018. – P. 164–167.
5. Бочковский Д.А., Виролайнен Я.А., Куликов Ю.Ю., Маричев В.Н., Поберовский А.В., Рыскин В.Г., Тимофеев Ю.М. Наземный микроволновый мониторинг озона средней атмосферы над Санкт-Петербургом и Томском во время стратосферного потепления зимой 2013-2014 гг. // Изв. ВУЗов-Радиофизика. – 2016. – Т. 59. – № 4. – С. 299–307.

Том II, с. 306–309
УДК: 621.396.969

АНАЛИЗ СИНОПТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В АТМОСФЕРЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИНФОРМАЦИИ ДОПЛЕРОВСКИХ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ РАДИОЛОКАТОРОВ

М. В. Львова, И. А. Тарабукин

Главная геофизическая обсерватория им. А. И. Воейкова,
194021, г. Санкт-Петербург, ул. Карбышева, 7
E-mail: lvova.ggo@gmail.com, tarabukin@mail.ru

Аннотация. В докладе рассмотрена возможность анализа текущего синоптического положения с использованием информации доплеровских метеорологических радиолокаторов – карт радиальной составляющей доплеровской скорости метеоцелей. Предполагается, что использование данного опыта в оперативно-прогностических подразделениях Росгидромета повысит качество и надежность сверхкраткосрочных прогнозов погоды.

Ключевые слова: доплеровский метеорологический радиолокатор, радиальная скорость гидрометеоров, скорость и направление воздушного потока, синоптический анализ, метеоцели

ANALYSIS OF SYNOPTIC PROCESSES IN THE ATMOSPHERE USING INFORMATION FROM DOPPLER WEATHER RADAR

M. V. Lvova, I. A. Tarabukin

Abstract. The report considers the possibility of analyzing the current synoptic situation using information from Doppler meteorological radars - maps of the radial component of the Doppler velocity of meteorological targets. It is assumed that the use of this experience in the operational and prognostic units of Roshydromet will improve the quality and reliability of short-term weather forecasts.

Keywords: Doppler weather radar, radial velocities of hydrometeors, airflow velocity and direction, synoptic analysis, meteorological targets

Введение

По состоянию на первый квартал 2019 года сеть штормового оповещения и метеообеспечения авиации включает 33 позиции ДМРЛ-С, внедряемых по плану модернизации радиолокационной сети Росгидромета. До 2020 года запланирована установка еще около пятидесяти комплектов ДМРЛ-С, что, в конечном итоге, должно привести к созданию единого радиолокационного поля на территории РФ.

Помимо привычной для отечественных радиометеорологов информации о радиолокационной отражаемости метеообъектов (получаемой в режиме «отражаемость»), в «доплеровском» режиме наблюдений ДМРЛ-С доступны измерения сдвига частоты излученного и принимаемого сигнала радиоэха. На основании регистрируемого частотного сдвига программное обеспечение (ПО) вторичной обработки ДМРЛ-С формирует карты распределения радиальной (относительно радиолокатора) составляющей скорости V_R перемещения облачных частиц и осадков (рис. 1) на удалении до 125 км от радиолокатора [1]. Эти карты доступны потребителям на абонентском пункте (АП), входящем в состав ДМРЛ-С, практически сразу после окончания обзора.

Исследование вопросов, связанных с возможностью использования данных карт в синоптической практике, ведется в ГГО с момента установки первых образцов ДМРЛ-С [1, 2]. Материал настоящего доклада позволит детально рассмотреть и значительно расширить перечень синоптических ситуаций, которые могут быть уточнены и даже скорректированы с учетом информации о доплеровской радиальной скорости гидрометеоров.

Интерпретация карт доплеровской радиальной скорости

В представленном докладе примеры карт V_R будут представлять собой скриншоты главного окна программного обеспечения ДМРЛ-С «ГИМЕТ-2010» в режиме отображения «Доплеровская скорость». Функциональные возможности ПО «ГИМЕТ-2010» позволяют отображать карты распределения V_R в виде горизонтальных сечений на уровнях от 1 до 15 км с шагом в 1 км. Режим отображения данных на выбранной пользователем высоте в радиолокационной метеорологии имеет устоявшееся обозначение CAPPI – Constant Altitude Plan Position Indicator. Для построения карты CAPPI исходный трехмерный массив данных радиолокационного зондирования «сечется» поверхностью, высота h которой постоянна относительно уровня модельной земной поверхности сферической формы. Таким образом, у метеоролога есть возможность определить скорость горизонтального переноса на любом из перечисленных уровней, где существует облачность и/или осадки. В качестве примера на рис. 1 приведена карта распределения V_R на высоте 3 км, полученная ДМРЛ-С Кострома.

В ПО «ГИМЕТ-2010» принято положительные значения V_R в направлении на радиолокатор отображать в лилово-красных (теплых), а от радиолокатора – в зелено-синих (холодных) тонах цветовой гаммы. Таким образом, на карте распределения V_R присутствуют сектора положительных и отрицательных значений, которые разделяет область (линия) нулевых значений V_R традиционно белого цвета. В окрестности этой линии направление движения гидрометеоров ортогонально (перпендикулярно) направлению распространения радиолокационного луча.

Каждому цветовому оттенку карты сопоставляется измеренный диапазон V_R согласно приведенной справа унифицированной легенде. Направление движение потока показано стрелками – в этих направлениях V_R имеет максимальное значение.

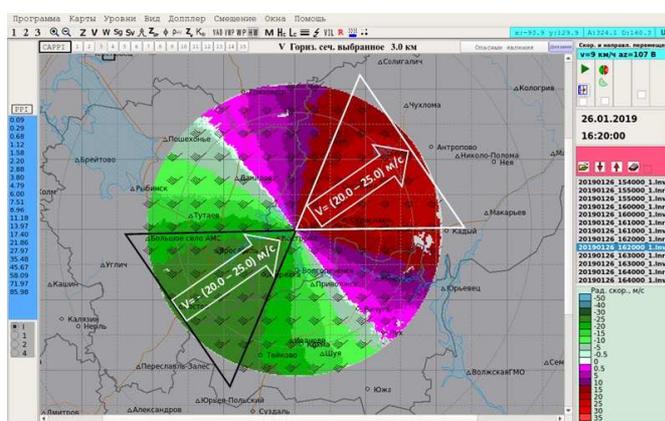


Рис. 1. Пример карты пространственного распределения V_R в районе ДМРЛ-С Кострома 26.01.2019 16:20 ВСВ.

Радиолокационная картина устойчивого воздушного потока в слое

Ориентация линии нулевых скоростей и зон максимальных значений V_R в слое дает представление о горизонтальной однородности потока, скорости и направлении его перемещения. В случае устойчивого потока линия нулевых скоростей представляет собой ровную белую полосу, а зона максимальных скоростей по отношению к ней располагается строго перпендикулярно. Рис. 1 демонстрирует в районе ДМРЛ-С Кострома наличие на высоте 3 км устойчивого воздушного потока юго-западного направления, движущегося со скоростью 20 – 25 м/с.

Стоит заметить, что в основе представлений о горизонтальной однородности потока лежит предположение о линейности поля ветра в некотором объеме пространства (слое), ограниченном высотами $h \pm \Delta h$, внутри которого производится пространственное усреднение поля ветра. В соседних слоях ветер может менять скорость (рис. 2) и направление (рис. 3) относительно рассматриваемых значений, оставаясь однородным на заданной высоте. Как правило, изменению параметров ветра в соседних слоях соответствуют определенные предикторы, которые будут подробно рассмотрены в настоящем докладе.

S-образная конфигурация линии нулевых скоростей на карте распределения V_R , часто свидетельствует о повороте ветра (в правую или левую сторону) в следующем высотном слое. В докладе показано, что изменение направления потока с высотой в правую сторону (рис. 3) свидетельствует об адвекции тепла, в левую сторону – адвекции холода над местом расположения

ДМРЛ-С; соответствующие синоптические карты подтверждают прохождение теплого фронта и наличие циклонической активности в случаях правого и левого поворотов ветра соответственно.

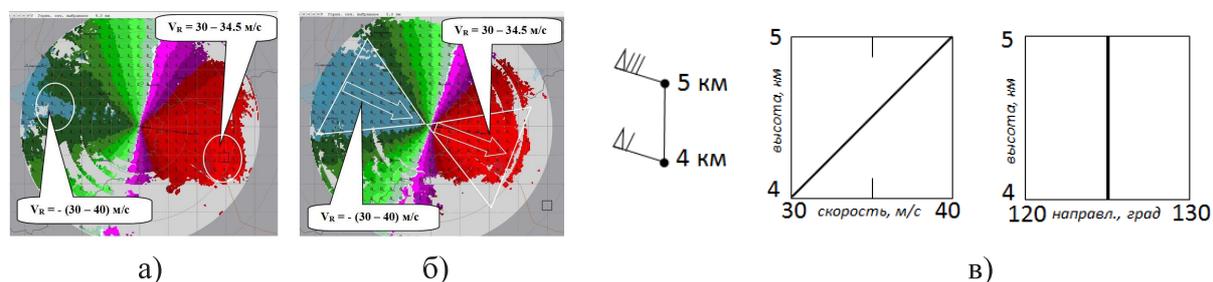


Рис. 2. Пример возрастания скорости с высотой при неизменном направлении потока по данным ДМРЛ-С Воейково 02.03.2019 г. 17:10 ВСВ (а-б – распределение V_R на высоте 4 и 5 км соответственно, в – схематичное изображение характеристик воздушного потока).

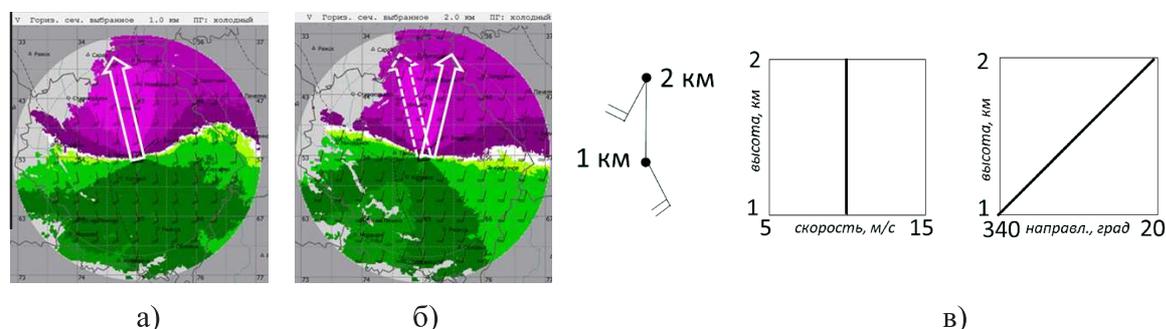


Рис. 3. Пример изменения направления с высотой при неизменной скорости потока по данным ДМРЛ-С Тамбов 23.12.2018 г. 12:00 ВСВ (а-б – распределение V_R на высоте 1 и 2 км соответственно, в – схематичное изображение характеристик воздушного потока).

Радиолокационная картина неустойчивого воздушного потока в слое

О неоднородностях ветра в слое на карте распределения V_R часто свидетельствует U-образная форма линии нулевых скоростей, при этом она может быть вогнута как в сторону больших скоростей (конвергенция воздушного потока), так и в сторону меньших скоростей (дивергенция воздушного потока). Информация о конвергенции и дивергенции воздушного потока используется в авиационной и синоптической метеорологии как фактор возникновения и развития облачных образований. В докладе продемонстрированы различные случаи неоднородного потока в слое с подтверждающими аэросиноптическими материалами.

Примеры использования композитных карт доплеровских радиальных скоростей

Данные одиночного радиолокатора, безусловно, чрезвычайно полезны при диагнозе синоптического положения в месте установке ДМРЛ-С, однако ограниченный радиус действия в доплеровском режиме наблюдений способствует оценке процессов лишь локального характера. Густая сеть ДМРЛ-С, покрывающая практически всю европейскую территорию России позволяет получать и оперативно отслеживать процессы синоптического масштаба с большим пространственно-временным разрешением. Для примера на рис. 4 продемонстрирована возможность определения по данным ДМРЛ-С Приволжского региона барической ложбины, характеризующейся центром циклона в районе ДМРЛ-С Ижевск (о распределении V_R в центральных частях малоактивных циклонов подробно изложено в [2]) и изменением направления ветра (с северо-западного на юго-восточное) вдоль противоположных ее сторон.

С использованием карт доплеровской скорости нескольких близкорасположенных ДМРЛ-С возможен текущий анализ других барических образований (в т.ч. барических седловин, обширных циклонов), а также прогноз их развития в нижних слоях атмосферы.

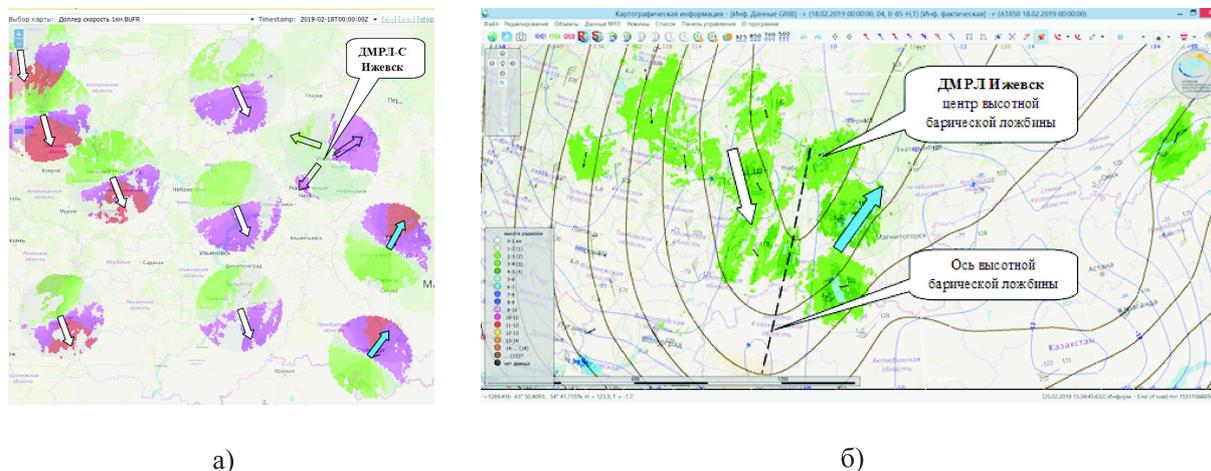


Рис. 4. Пример подтверждения данными ДМРЛ-С синоптической ситуации, характеризующейся наличием высотной барической ложбины 18.02.2019 г. 00.00 ВСВ (а – композитная карта распределения V_R на высоте 1 км ДМРЛ-С Приволжского региона, б – карта абсолютной топографии изобарической поверхности 850 мб (AT_{850}), дополненная картой метеорологических явлений ДМРЛ-С Приволжского региона).

Заключение

В докладе рассмотрены методы анализа синоптического положения с привлечением информации ДМРЛ-С о радиальной составляющей доплеровской скорости метеоцелей. Ценность радиолокационной информации состоит в том, что доступный темп обновления информации ДМРЛ-С (раз в 10 минут) позволяет синоптику оперативно отслеживать и с большой достоверностью прогнозировать динамические процессы нижней части тропосферы, без привязки к единым синхронным срокам метеорологических и аэрологических наблюдений.

Однако, несмотря на все описанные преимущества использования доплеровской информации в вопросах синоптической метеорологии, методы, используемые для построения полей распределения параметров ветра, нельзя считать универсальными, дающими правильные результаты в любых синоптических ситуациях [3, 4]. Ввиду ряда математических допущений метод восстановления горизонтальной скорости ветра по данным ДМРЛ-С обеспечивает наилучшие результаты в случае слоистообразной облачности. В условиях развития конвективной внутримассовой облачности, сопровождаемой мощными вертикальными воздушными потоками, метод работает хуже.

Список литературы

1. Производство метеорологических радиолокационных наблюдений с применением ДМРЛ-С на сети Росгидромета в целях штормоповещения и метеообеспечения авиации/Методическое письмо. – СПб, ГГО, 2014, 178 с.
2. Дмитриева О. А., Дорофеев Е. В., Львова М. В., Тарабукин И. А. Использование информации о доплеровской радиальной скорости метеоцелей в задачах синоптического анализа – Метеорология и гидрология, 2016, № 11, стр. 88 – 95.
3. Armijo, L. A theory for the determination of wind and precipitation velocities with Doppler radars – Journal of the Atmospheric Sciences, 26, p. 570–573.
4. Brown Roger A. and Wood Vincent T. A Guide for interpreting doppler velocity patterns. – Norman, Oklahoma, Northern Hemisphere Edition – NOAA/ National Severe Storms Laboratory, 2007, 55 p.

Том II, с. 310–314

УДК: 528.854 + 528.88

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАДАРНЫХ ДАННЫХ SENTINEL-1 ДЛЯ ИДЕНТИФИКАЦИИ ТАЛЫХ/МЕРЗЛЫХ ПОЧВ В НЕСКОЛЬКИХ РАЙОНАХ АРКТИЧЕСКОЙ ЗОНЫ РОССИИ В 2017-2018 ГОДАХ

Н. В. Родионова

*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН,
141190, г. Фрязино, Моск. обл., пл. ак. Введенского, 1
E-mail: rnv@ire.rssi.ru*

Аннотация. В работе рассматривается вопрос об идентификации талых/мерзлых почв в приповерхностном слое в районе Салехарда, Тикси и Норильска по радарным данным Sentinel 1B C-диапазона с поляризациями VV и VH за период 2017-2018 годов. Определение состояния мерзлой/талой почвы осуществляется тремя способами: 1) по многовременным радарным данным на основе значительного на 3-5 дБ перепада значений коэффициента обратного рассеяния (КОР) при переходе к состоянию замерзания/оттаивания почвы; 2) по нахождению порогового значения КОР, при котором температура в верхнем слое почвы опускается ниже 0°C; 3) по текстурным признакам.

Ключевые слова: радарные данные C-диапазона; коэффициент обратного рассеяния; температура воздуха; замерзание/оттаивание почвы

SENTINEL-1 RADAR DATA USE TO RECOGNIZE THAWED/FROZEN SOIL STATE IN SOME RUSSIAN ARCTIC REGIONS IN 2017-2018

N. V. Rodionova

Abstract. The paper deals with the identification of thawed/frozen soils in the topsoil layer for three stations in Russia: Salekhard, Tiksi and Norilsk by using Sentinel 1B C-band radar data for the period of 2017-2018. Determination of the frozen/thawed soil state is carried out in three ways: 1) by multi-temporal radar data on the basis of 3-5 dB backscatter coefficient difference in the transition of freeze/thaw soil state; 2) by the backscatter coefficient threshold when the temperature in the topsoil layer falls below 0°C; 3) by texture features.

Keywords: C-band radar data; backscattering coefficient; air temperature; soil freezing/thawing state

Введение

Находящаяся в открытом доступе радарная съемка арктических территорий России аппаратами ESA Sentinel-1 (S1) C-диапазона с поляризациями VV и VH, периодичностью съемки 12 дней, дает возможность с высоким пространственным разрешением дистанционное исследование приповерхностного состояния талых/мерзлых почв в труднодоступных районах с вечной мерзлотой. Изучение вечной мерзлоты связано в основном с наземными измерениями глубины промерзания и оттаивания почвы. Параметры мерзлых почв (МП) трудно напрямую измерить методами дистанционного зондирования (ДЗЗ). Исследования ограничены приповерхностным слоем почвы [1]. Волны сенсоров ДЗЗ проникают на глубину нескольких мм (видимые и ИК волны) или нескольких см (микроволны). Так, для Sentinel-1 с длиной волны 5.4 см глубина проникновения э/м волны в мерзлую почву с $\epsilon' \approx 5.5$ и $0.1 \leq \epsilon'' \leq 0.5$ равна $4 \leq \delta p \leq 20$ см, $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$ - диэлектрическая проницаемость почвы. Достаточно подробный обзор работ, использующих ДЗЗ для исследования МП, дан в работе [1].

В данной работе рассматривается вопрос о различении талых и мерзлых почв в приповерхностном слое в районе аэропортов Салехарда и Тикси, и в районе Норильска (Талнаха) за период 2017-2018 годов.

Исходные радарные данные Sentinel-1

В работе использованы находящиеся в открытом доступе S1 радарные данные, работа с которыми осуществлялась с помощью программы S1Toolbox и позднее SNAP (<https://sentinel.esa.int/web/sentinel/toolboxes/sentinel-1>). Предварительная обработка данных включала выделение фрагмента с исследуемой областью и радиометрическую калибровку. Число обработанных сеансов составляло 35, 39 и 29, соответственно, для Салехарда, Тикси и Норильска. Угол обзора 34° , 40.5° и 40° . Период съемки 26.2.2017 – 9.6.2018 для Салехарда, 19.2.2017 – 14.6.2018 для Тикси и 3.3.2017-13.8.2018 для Норильска. Количество пикселей при усреднении КОР по профилю составляло $10 \div 20$.

Районы исследования

Салехард, Тикси, Норильск

Салехард – единственный в стране город, расположенный на северном полярном круге. Находится на берегу р. Полуи – притоке р. Обь. Относится к зоне прерывистого распространения многолетнемерзлых грунтов. Среднегодовая температура воздуха равна $-6,4^\circ\text{C}$. Абсолютный минимум температуры равен -54°C .

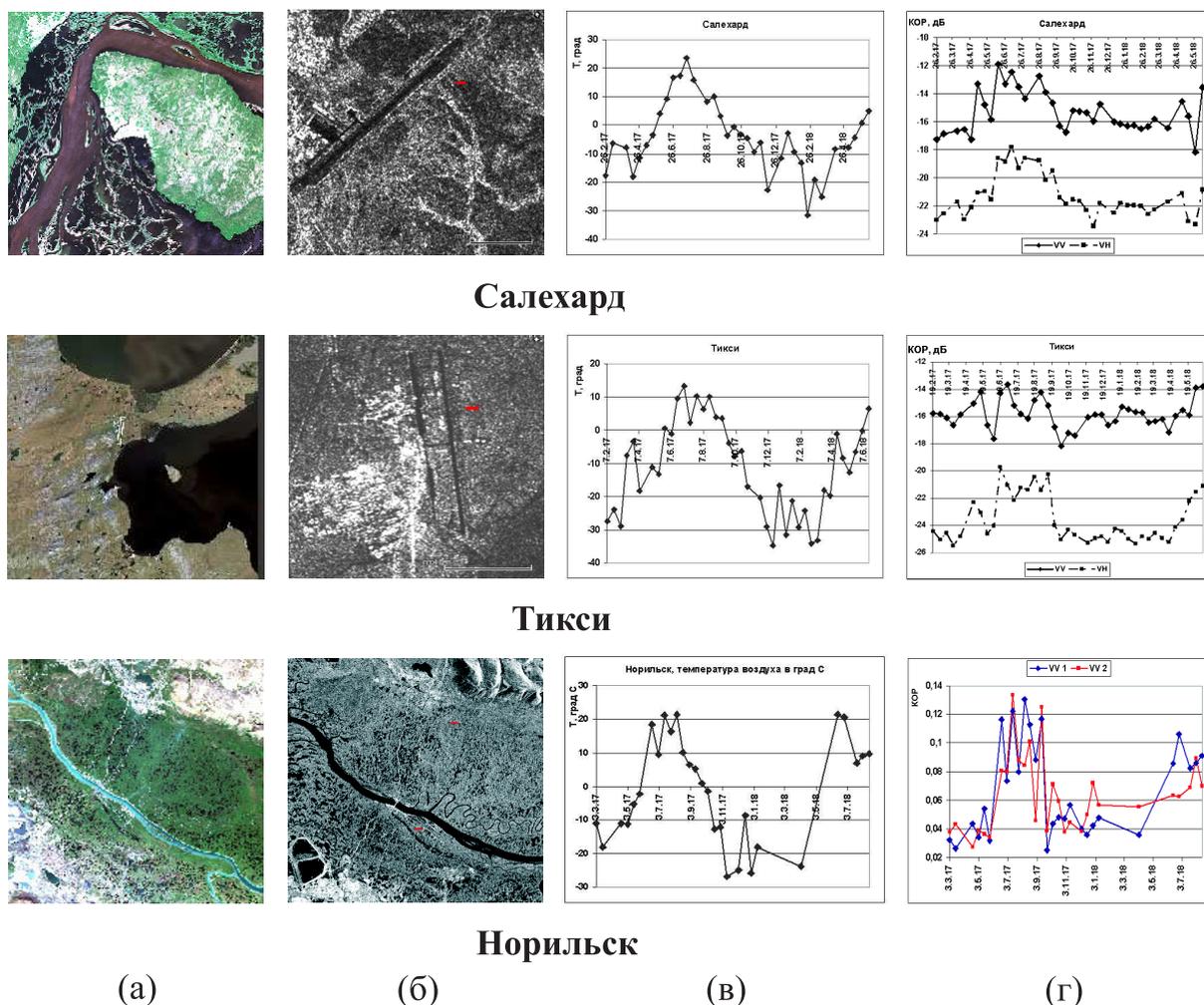


Рис. 1. S2 изображение (а); РЛИ с профилем (красные линии) (б); температура воздуха (в) и изменение КОР (г).

Тикси – поселок республики Саха-Якутия, находится за полярным кругом, к востоку от устья р. Лена на берегу бухты в море Лаптевых. Абсолютный минимум температуры -50.5°C .

Норильск находится на севере Красноярского края. Талнах – район Норильска в 25 километрах к северо-востоку. Среднегодовая температура воздуха отрицательная $-9,8^\circ\text{C}$.

На рис. 1(а) приведены Sentinel-2 (S2) изображения Салехарда, Тикси и Норильска (комбинация каналов 4-3-2), на рис. 1(б) даны радиолокационные изображения (РЛИ) с отмеченными положениями тестовых профилей, на рис. 1(в) показаны графики изменений температуры воздуха в градусах Цельсия за исследуемый период времени по данным gp5.ru и на рис. 1(г) приведены графики изменений среднего значения КОР в дБ по профилям для VV и VH поляризации за исследуемый период времени.

Для всех исследуемых районов коэффициент корреляции Спирмена между температурой воздуха и КОР для VH поляризации превышает значение корреляции для VV поляризации.

Методы и результаты определения состояния мерзлой/талой почвы по радарным данным

Определение состояния МП по многовременным радарным данным

Для идентификация талого/мерзлого состояния почвы необходимо знать об изменениях в диэлектрической проницаемости (ДП) почвы, на которые реагирует сигнал радара. Созданы модели фазовых переходов воды от жидкого к мерзлому состоянию (и обратно). Наиболее известной является полу-эмпирическая модель Dobson et al. [2], обобщенная на отрицательные температуры Zhang et al. [3]. Показано, что при падении температуры почвы ниже 0°C наблюдается резкое уменьшение значений ДП почвы для частот от С- до K_u – диапазона, и соответствующий перепад КОР составляет 3-5 дБ [4].

Используя временной ряд S1, определим даты начала замерзания/оттаивания МП по значительным перепадам КОР и далее стабильно низким/высоким значениям σ^0 . На рис. 2 показаны графики разности значений σ^0 по абсолютной величине в дБ для соседних дат съемки Салехарда (а), Тикси (б) и Норильска (в), где по максимумам перепадов значений $|\sigma^0|$ (показаны на рисунках стрелками) определяем даты начала замерзания/оттаивания почвы.

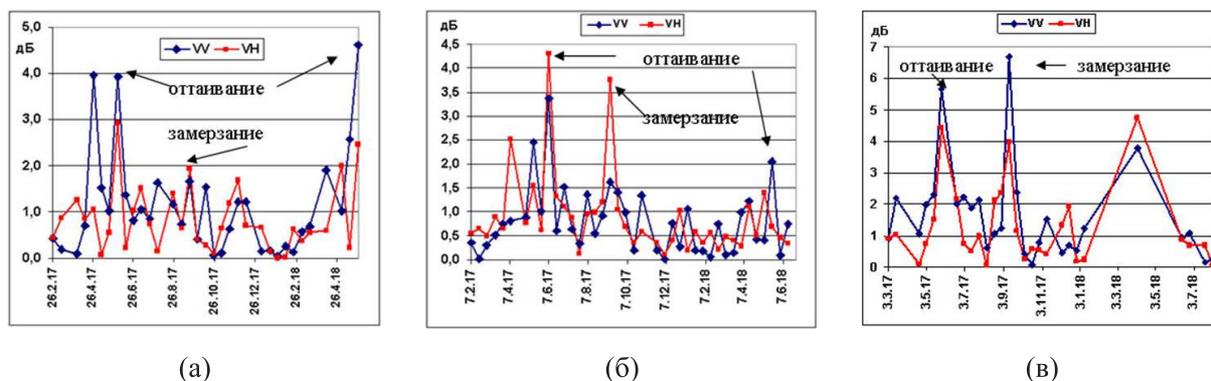


Рис. 2. Разность значений КОР в дБ для соседних дат радарной съемки.

Численные значения перепадов КОР равны 4,6, 3,4, 5,6 дБ при оттаивании почвы для VV и 2,9, 3,3, 4,4 дБ для VH поляризации, соответственно, для Салехарда, Тикси и Норильска. Похожие значения перепадов КОР получены при замерзании почвы. Используя модель Dubois et al. [2] связи КОР VV поляризации с реальной частью ДП почвы и шероховатостью поверхности, можно оценить изменение ДП почвы при перепадах КОР. Перепады реальной части ДП почвы составляют для Салехарда до 14 единиц при оттаивании и до 5 единиц при замерзании, для Тикси до 8 единиц при оттаивании и до 4 единиц при замерзании почвы, для Норильска до 14 единиц при оттаивании и до 17 единиц при замерзании почвы.

Определение состояния МП по фактору состояния поверхности

Воспользуемся формулой, приведенной в [6], для величины, характеризующей состояние поверхности почвы через фактор состояния поверхности (СПФ): $\text{СПФ} = \frac{1}{2} + \frac{\sigma^0(t) - \sigma_{5B}^0}{\sigma_{\text{лето}}^0 - \sigma_{\text{зима}}^0}$, где $\sigma_{\text{лето}}^0$ и $\sigma_{\text{зима}}^0$ - средние значения КОР летом и зимой в дБ, $\sigma^0(t)$ - текущее значение КОР, t - время. По

утверждению авторов [6], сезонные вариации СПФ сильно коррелируют с сезонными вариациями температуры почвы, принимая отрицательные значения при температуре почвы ниже 0°C . Сл., приповерхностный слой почвы можно классифицировать как замерзший, если значение СПФ, измеренное радаром, становится отрицательным. На рис. 3 показаны графики СПФ для Салехарда (а) и Тикси (б).

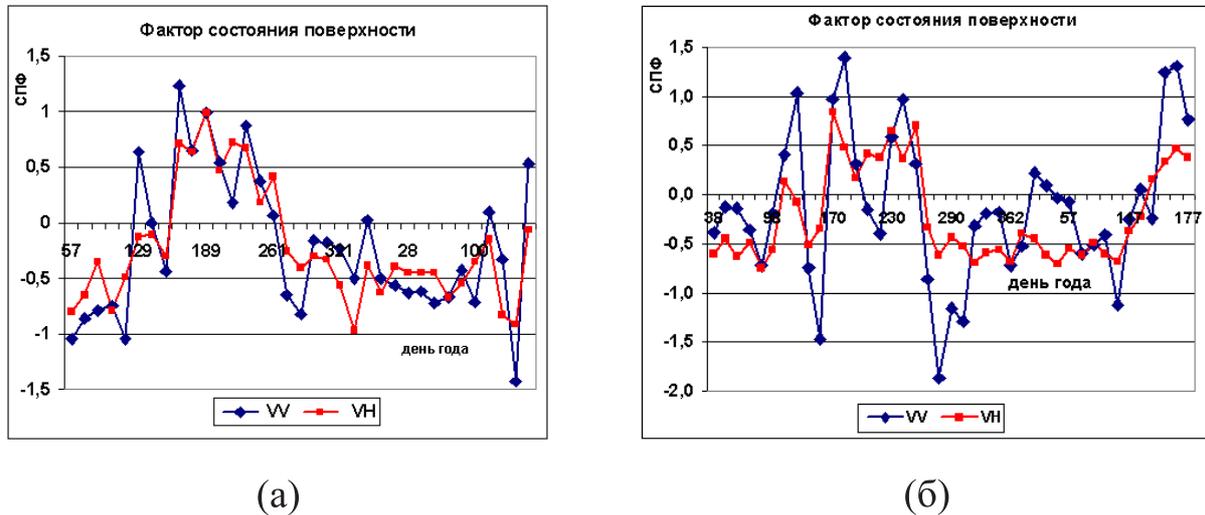


Рис. 3. Изменение СПФ для Салехарда (а) и Тикси (б).

Значение σ^0 , при котором СПФ=0, назовем пороговым значением $\sigma_{порог}^0$. Для Салехарда $\sigma_{порог}^{VV} = -14.8$ и $\sigma_{порог}^{VH} = -20.6$, для Тикси -15.6 дБ и -22.8 дБ, для Норильска -12.2 дБ и -18.7 дБ. Зная $\sigma_{порог}^0$, построим локальные карты мест мерзлой/талой почвы для района аэропорта Салехарда для дат 18.9.2017 и 12.10.2017 (замерзание почвы). Размер изображений $2,8 \times 3$ км (рис. 4). Синий цвет - значения КОР меньше порога (мерзлая почва), желтый цвет – значения КОР больше порога (таялая почва). Отмечаем значительное увеличение площади мерзлой почвы на изображении за 12.10.2017 при замерзании почвы.

Определение состояния МП по текстурным признакам

В работе [7] показана возможность выделения на радарных изображениях разных типов поверхности на основе использования текстурных признаков Харалика [8]. В качестве индикатора замерзшей/оттаявшей почвы можно использовать текстурный признак «обратный момент», значение которого больше для мерзлой почвы. На рис. 4 показаны текстурные изображения после фильтрации спеклов в RGB кодировке: красный цвет – «контраст», зеленый – «энтропия», синий – «обратный момент».

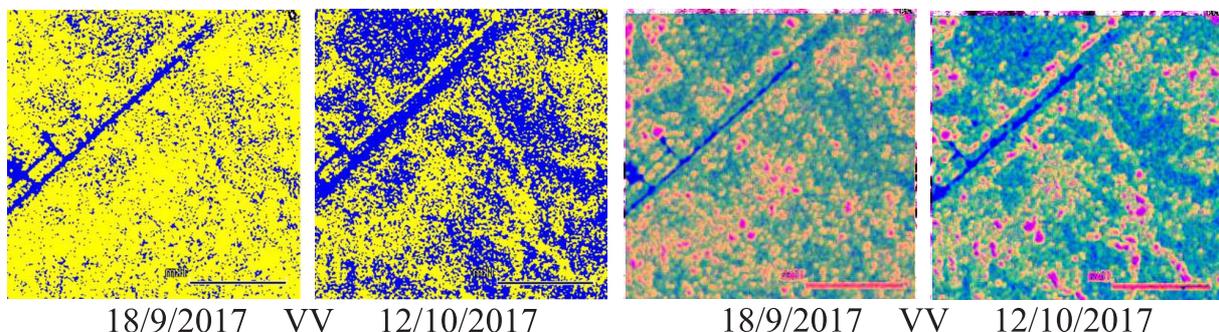


Рис. 4. Изображения после пороговой обработки (замерзание почвы) и текстурные изображения. Сравнивая изображения после пороговой обработки и текстурные изображения, отмечаем, что именно текстурный признак «обратный момент» выделяет области с мерзлой почвой.

Заключение

В данной работе определение состояния мерзлой/талой почвы в приповерхностном слое осуществляется тремя способами: 1) по многовременным радарным данным на основе перепада значений КОР при переходе к состоянию замерзания/оттаивания почвы. Для Салехарда значения перепадов КОР составили 4.6 дБ и 2.9 дБ при оттаивании и 1.6 дБ и 1.9 дБ при замерзании почвы для VV и VH поляризаций. Для Тикси - при оттаивании 4.3 дБ и 3.3 дБ, при замерзании 1.6 дБ и 3.7 дБ. Для Норильска - 5.6 дБ и 4.4 дБ при оттаивании и 6.6 дБ и 3.9 дБ при замерзании почвы; 2) по нахождению порогового значения КОР, при котором температура в верхнем слое почвы опускается ниже 0⁰С, что позволяет построить локальные карты мерзлой/талой почвы в окрестности тестовых участков; 3) по использованию текстурного признака Харалика. «обратный момент» как индикатора участков с мерзлой почвой.

Список литературы

1. Duguay C.R., Zhang T., Leverington D.W., Romanovsky V.E.. Satellite remote sensing of permafrost and seasonally frozen ground// Rem. Sens. of Northern hydrology, geophysical monograph series. – 2005.– 163. – P. 91–117.
2. Dobson M.C., Ulaby F.T., Hallikainen M.T., El-Rayes M.A. Microwave dielectric behavior of wet soil Part II: Dielectric mixing models// IEEE Trans. GRS. – 1985. – GE-23. – P. 35–46.
3. Zhang L., Shi J., Zhang Z., Zhao K. The estimation of dielectric constant of frozen soil-water mixture at microwave bands// Proc. IGARSS'2003. CityplaceToulouse, 21-25 July 2003. – P. 608–611.
4. Khaldoune J., Van Bochove E., Bernier M., Nolin M.C. Mapping agricultural frozen soil on the watershed scale using remote sensing data// Appl. Environment. Soil Sci. – 2011.- Article ID 193237. – P. 1–16. doi: 10.1155/2011/193237.
5. Dubois P.C., van Zyl J.J., Engman T. Measuring soil moisture with imaging radars// IEEE Trans. GRS. – 1995. – Vol. 33, № 4. – P. 916-926.
6. Mironov V.L., Muzalevsky K.V. Spaceborne radar monitoring of soil freezing/thawing processes in the arctic tundra// Russian Physics Journal. – 2013. – Vol. 55(8). – P. 899–902.
7. Родионова Н.В. Классификация поверхности на поляриметрических РЛИ с использованием текстуры и разложения по механизмам рассеяния// ИЗК. – 2007. – № 34. – С. 8–14.
8. Haralick R.M. Statistical and structural approaches to texture// Proc. IEEE. – 1979. Vol.– 67(5). – P. 786–804.

Том II, с. 315–319

УДК: 621.396.67

МНОГОЧАСТОТНЫЙ МИКРОВОЛНОВЫЙ РАДИОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ОБНАРУЖЕНИЯ И КОНТРОЛЯ ОПАСНЫХ АТМОСФЕРНЫХ МЕТЕОЯВЛЕНИЙ, УСТОЙЧИВЫЙ К ИЗМЕНЯЮЩИМСЯ УСЛОВИЯМ ИЗМЕРЕНИЙ

И. Н. Ростокин¹, Е. В. Федосеева¹, Е. А. Ростокина¹, Г. Г. Щукин²

¹ Муромский институт (филиал) ФГБОУ ВО «Владимирский государственный университет
имени А. Г. и Н. Г. Столетовых», 602264, г. Муром, ул. Орловская, 23

E-mail: rostokinilya@yandex.ru

² Военно-космическая академия им. А. Ф. Можайского,
191198, г. Санкт-Петербург, ул. Ждановская, 13

E-mail: ggshchukin@mail.ru

Аннотация. В работе проведена разработка и обоснование применения многочастотного микроволнового дистанционного метода, направленного на обнаружение конвективных облаков и контроля процессов формирования и развития опасных и неблагоприятных атмосферных метеоявлений, связанных с их эволюцией, в условиях недетерминированных изменений фоновых излучений. Приведены основные требования и ограничения к направленным свойствам антенной системы многочастотной микроволновой измерительной системы, а также приведены основные математические соотношения, описывающие функционирование предлагаемого метода.

Ключевые слова: дистанционное зондирование атмосферы; многочастотные микроволновые радиометрические системы; компенсация фонового излучения; двухмодовые антенные системы; опасные и неблагоприятные метеоявления, конвективные облака; корреляционный анализ

MULTIFREQUENCY MICROWAVE RADIOMETRIC METHOD FOR THE DETECTION AND MONITORING OF DANGEROUS ATMOSPHERIC METEOROLOGICAL PHENOMENA, RESISTANT TO CHANGING CONDITIONS OF MEASUREMENT

G. A. Rostokin, S. T. Fedoseeva, S. T. Rostokina, G. G. Shchukin

Abstract. The paper presents the development and justification of the use of multi-frequency microwave remote method aimed at detecting convective clouds and control of the processes of formation and development of dangerous and adverse atmospheric meteorological phenomena associated with their evolution in the conditions of non-deterministic changes in background radiation. The basic requirements and limitations to the directional properties of the antenna system of a multi-frequency microwave measuring system are given, and the basic mathematical relations describing the functioning of the proposed method are formulated

Keywords: remote sensing of the atmosphere; multi-frequency microwave radiometric systems; background radiation compensation; two-mode antenna systems; dangerous and adverse weather events, convective clouds; correlation analysis

Введение

Погрешность определения радиояркостной температуры атмосферы, а, следовательно, и метеорологических параметров, определяется не только флуктуационной чувствительностью, стабильностью и другими техническими параметрами микроволнового радиометра, но и характеристиками антенно-фидерного тракта. Прежде всего, следует учитывать ширину диаграммы направленности, величину коэффициента рассеяния вне неизотропной части диаграммы направленности, стабильность параметров антенны при изменении угла места и азимута, величину потерь в антенно-фидерном тракте [1,2].

Для получения полной информации о состоянии атмосферы в некотором географическом районе требуются данные угловых разрезов – оценок параметров атмосферы при разных углах возвышения антенны. При выполнении измерений при разных углах высоты антенны изменяется помеховый вклад радиозумового излучения окружающего пространства – фоновых шумов, принимаемых через область рассеяния диаграммы направленности антенны, в выходной сигнал радиометрической системы. В таком случае необходимо решать задачу оценки и компенсации влияния фоновых шумов на результаты микроволнового радиометрического зондирования атмосферы.

В этой связи возникает важная актуальная научно-техническая задача разработки прикладных методов и технологий повышения точности дистанционного микроволнового зондирования атмосферы на разных стадиях развития конвективной облачности с целью оперативного обнаружения и формирования своевременных предупреждений о возможности развития опасных гидрометеорологических явлений.

Принципы формирования ДН основного антенного канала и дополнительного канала компенсации влияния фонового излучения

Основное требование к антенне каждого из частотных каналов микроволновой радиометрической системы – это формирование двух выходных сигналов: основного измерительного (на двух линейных ортогональных поляризациях) и дополнительного сигнала компенсации, уровень которого в основном определяется адекватным основному каналу приемом радиозумового сигнала через область рассеяния ДН основного антенного канала.

Реализация двухканального приема с указанными характеристиками возможна при работе в двухмодовом режиме – на модах H_{11} и E_{01} круглого волновода с последующим разделением мод в приемном питающем волноводе антенны (в модовом разделителе) [3].

Модовый разделитель каждого частотного канала (рис. 1) может быть выполнен на основе круглого волновода, к которому подключены три волновода – выходы антенны. Первый и второй антенные каналы ($A1$ ОСН ГОР и $A2$ ОСН ВЕРТ) в совокупности с круглым волноводом является выходом антенны, осуществляющей прием на волне H_{11} на двух ортогональных поляризациях, а третий антенный канал ($A3$) – на волне E_{01} [4].

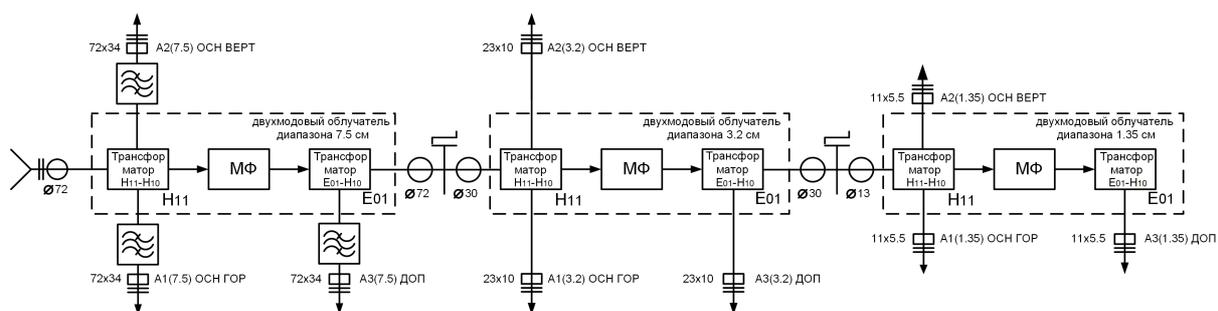


Рис. 1. Структурная схема многочастотного двухмодового облучателя.

Соосное размещение двухмодовых облучателей различных частотных измерительных каналов позволяет осуществить осевую симметрию ДН всех измерительных каналов, что позволит обеспечить наилучшее совмещение ДН в пространстве при проведении микроволновых радиометрических исследований облачной атмосферы методами угломестных и азимутальных разрезов.

Функциональная структура многочастотного микроволнового радиометрического измерительного комплекса

Вариант структурной схемы многочастотной микроволновой радиометрической системы, реализующей предлагаемый метод дистанционного зондирования метеобразований, представлен на рис. 2.

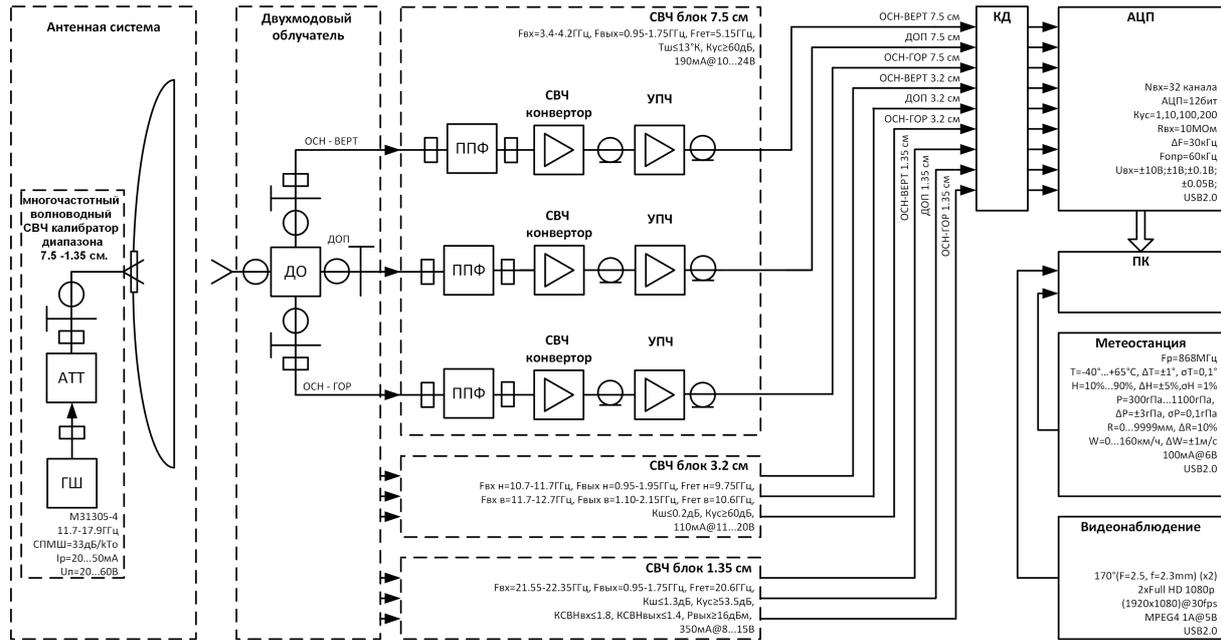


Рис. 2. Структурная схема многочастотной микроволновой радиометрической системы.

Реализация в антенне трехдиапазонной микроволновой радиометрической системы трехканального приема по двум основным измерительным (на вертикальной и горизонтальной поляризациях) и дополнительному каналу на общее зеркало антенны определяет условия компенсации влияния фоновых шумов на результаты измерений с возможностью оценки поляризационных контрастов [5].

На вход блока обработки поступают три входных сигнала, которые при условии абсолютной поляризационной развязки каналов и изотропности радиозумового излучения, принимаемого из области рассеяния ДН основного антенного канала, соответственно равны:

– выходной сигнал основного канала при приеме на горизонтальной поляризации:

$$U_{ОСНГОР} = k(T_{ГЛГОР}(1 - \beta)\eta + T_{БОК}\beta\eta + T_0(1 - \eta)) + T_{ШПР}, \quad (1)$$

– выходной сигнал основного канала при приеме на вертикальной поляризации:

$$U_{ОСНВЕРТ} = k(T_{ГЛВЕРТ}(1 - \beta)\eta + T_{БОК}\beta\eta + T_0(1 - \eta)) + T_{ШПР}, \quad (2)$$

– выходной сигнал дополнительного канала:

$$U_{ДОП} = k(T_{БОК}\beta\eta + T_0(1 - \eta)) + T_{ШПР}, \quad (3)$$

На выходе блока обработки формируются два разностных сигнала:

$$U_{ВЫХГОР} = U_{ОСНГОР} - U_{ДОП} = kT_{ГЛГОР}(1 - \beta)\eta, \quad (4)$$

$$U_{ВЫХВЕРТ} = U_{ОСНВЕРТ} - U_{ДОП} = kT_{ГЛВЕРТ}(1 - \beta)\eta, \quad (5)$$

где β – коэффициент рассеяния антенны; $T_{ГЛ}$, $T_{БОК}$ – радиояростная температура среды соответственно в области главного лепестка и в области рассеяния ДН; η – КПД антенны; T_0 – термодинамическая температура антенны; $T_{ШПР}$ – шумовая температура приемника; k – коэффициент передачи радиометра входных сигналов антенны.

Согласно выражениям (4) и (5) при абсолютном выполнении требований к поляризационной развязке каналов и к направленным свойствам дополнительного антенного канала в выходных сигналах радиометрической системы отсутствуют составляющие, обусловленные собственными шумами радиометра и приемом фонового шума через область рассеяния ДН антенны [6].

Результаты экспериментальных исследований

Результаты многочастотных микроволновых радиометрических измерений радиотеплового излучения зимней облачной атмосферы с указанием бальности, нижней границы, типа облачности и наблюдаемых метеоявлений в период с 18:44:00 22.02.2016 г. до 09:00:00 23.02.2016 г. и метеорологические параметры приземного слоя атмосферы за данный период наблюдений представлены на рис. 3.

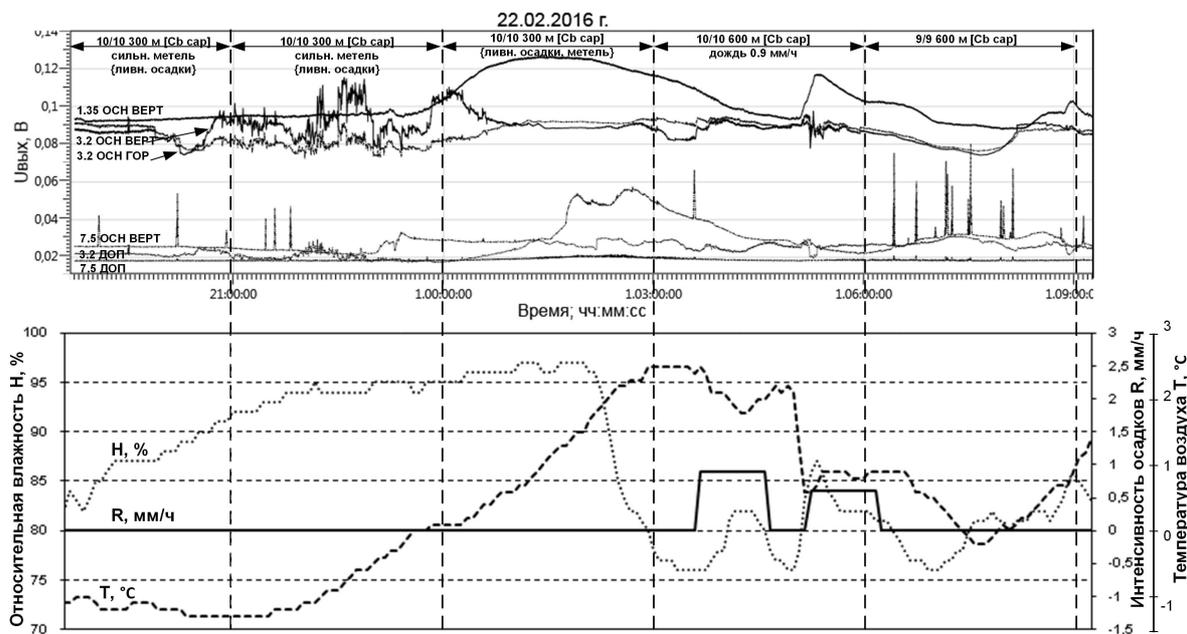


Рис. 3. Результаты первичных измерений радиотеплового излучения кучево-дождевой облачности в условиях выпадения как твердых обводненных осадков (мокрый снег), так и жидких (морозящий дождь) от 22 - 23.02.2016 г. и метеорологические параметры приземного слоя атмосферы по данным автоматизированной метеостанции.

Наличие приема по дополнительному каналу формирования сигнала компенсации в диапазонах 3.2 см и 7.5 см позволяет исключить влияние изменения подстилающей поверхности на результаты измерений. В данном случае наблюдается прирост сигнала дополнительного канала при повышении температуры атмосферы, обусловленный увеличением влажности слоя снега на поверхности земли, что компенсируется в разностных выходных сигналах.

Заключение

Перспективы совершенствования методов микроволнового радиометрического контроля атмосферы связаны с потребностью в развитии информационного обеспечения сверхкраткосрочного прогноза погоды и опасных метеоявлений, связанных с развитием конвективных облаков и выпадающих из них осадков.

Применение многочастотных методов микроволнового радиометрического контроля атмосферы позволяет более эффективно контролировать структуру облака на различных стадиях его развития, более достоверно контролировать выпадающие из облаков осадки при больших интенсивностях, когда коротковолновые каналы могут достигать насыщения, при этом длинноволновые измерительные каналы позволяют эффективно продолжать измерения.

Применение поляризационных многочастотных методов микроволнового радиометрического контроля атмосферы позволяет более эффективно решать задачу раздельного определения мелкокапельной и крупнокапельной фракции частиц облаков и осадков с целью оперативного контроля интенсивности выпадающих из облаков осадков.

Список литературы

1. Fedoseeva E.V. An Estimate of the Error of Measurements of Radio Brightness Temperature in Radio-Heat Location Systems for Monitoring Meteorological Parameters with Background Noise Compensation // *Measurement Techniques*. – March 2015, Vol.57, Issue 12. – pp. 1463-1468.
2. Радиометрическая система с дополнительным каналом формирования сигнала компенсации / Е.В. Федосеева, И.Н. Ростокин // *Труды Главной геофизической обсерватории им. А.И. Воейкова*. – 2010. – Вып. 562. – С. 243 – 257.
3. Компенсация помех в работе СВЧ радиометрических систем / Федосеева Е.В., Щукин Г.Г., Ростокин И.Н., Ростокина Е.А. // *Радиотехнические и телекоммуникационные системы*. – 2014. – № 1(13). – С. 50 – 62.
4. Оценка параметров модового разделителя двухканальной зеркальной антенны радиотеплолокационной системы / Е.В. Федосеева, Е.А. Ростокина, И.Н. Ростокин // *Радиотехника*. – 2006. – № 6. – С.126 – 128.
5. Modelling of orientation characteristics for the two-wave mirror antenna / I.N. Rostokin, A.V. Samohin, E.A. Rostokina // *16th International Crimean Conference Microwave and Telecommunication Technology, CriMiCo.*– 2006. Pp. 465 – 466. IEEE Catalog Number: 06EX1376.
6. Оценка условий приема в двухканальной СВЧ радиометрической системе по внешнему тестовому сигналу / Е.В. Федосеева, И.Н. Ростокин, Г.Г. Щукин // *Известия высших учебных заведений. Физика*. – 2016. – Т.59. – № 12/3 – С.117 – 121.
7. The study of polarimetric properties microwave radiometric system atmospheric sounding background noise compensation / I.N. Rostokin, E.V. Fedoseeva, G.G. Schukin // *2015 International Siberian Conference on Control and Communications (SIBCON). Proceedings*. – Omsk: Omsk State Technical University. Russia, Omsk, May 21–23. – 2015. IEEE Catalog Number: CFP15794-CDR. ISBN: 978-1-4799-7102-2. Pp.390–395.
8. Федосеева Е.В., Щукин Г.Г., Ростокин И.Н., Ростокина Е.А. Компенсация помех в работе СВЧ радиометрических систем // *Радиотехнические и телекоммуникационные системы*. – 2014. – № 1(13). – С. 50 – 62.

Том II, с. 320–323

УДК: 537.87:523

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ПОЛЕВЫХ ИСПЫТАНИЙ АНАЛОГА ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ГЕОРАДАРА ДЛЯ РАДИОЛОКАЦИОННОГО КОМПЛЕКСА ЛУНОХОДА

Р. А. Рудаменко¹, В. Н. Марчук¹, А. С. Бажанов², Ю. В. Арнаутов², А. П. Местертон²

¹ Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН,
141190, г. Фрязино, пл. Введенского, 1

E-mail: marchuk@ms.ire.rssi.ru

² ФГУП СКБ ИРЭ РАН, 420111, г. Фрязино, пл. Введенского, 1

E-mail: bajanov@sdbireras.ru

Аннотация. Целью данной работы являлось проведение полевых испытаний аналогов георадара для радиолокационного комплекса лунохода и сравнительный анализ результатов. Для этого была разработана Методика проведения испытаний, подготовлен полигон на основе предварительно сформированных требований, проведены испытания в соответствии с Методикой, произведены обработка и анализ полученных данных.

Ключевые слова: распространение радиоволн; подповерхностные структуры; радиофизические методы; радиолокация; георадары

ANALYSIS OF FIELD TEST RESULTS OF THE HIGH FREQUENCY GPR PROTOTYPE FOR LUNAR ROVER RADAR SYSTEM

R. A. Rudamenko, V. N. Marchuk, A. S. Bazhanov, Yu. V. Arnautov, A. P. Mesternon

Abstract. The purpose of this work was to conduct field tests of GPR analogues for the radar complex of the lunar Rover and a comparative analysis of the results. The method of testing was developed, the polygon was selected on the basis of pre-formed requirements, experiments were carried out in accordance with the specified procedure, processing and analysis of the data was performed.

Keywords: radio wave propagation; sub-surface structure; sensing methods; radar; GPR

Введение

Данная работа проводилась в рамках программы подготовки научной аппаратуры для исследования Луны. Для разведки запасов воды и природных ископаемых предлагается проводить подповерхностную радиолокацию грунта Луны как с орбитальных аппаратов, так и с роверов (луноходов). С орбитальных аппаратов предполагается производить в первую очередь поиск залежей сырья для термоядерных станций, выбора мест с прочной ровной поверхностью для будущих поселений. С луноходов можно производить более тщательное и детальное изучение внутренней структуры грунта, оконтуривание подповерхностных трещин, пустот и участков с аномальными значениями плотности или проводимости. Для этого нужно производить площадную георадарную съемку с поверхности многоканальной радарной системой.

Кроме того, с использованием данных георадара возможно решение следующих задач: определение глубинного профиля плотности верхнего слоя грунта; оценка толщины и плотности реголита; определение структуры грунта Луны: наличия глубинных слоев и неоднородных вкраплений; оценка радиофизических свойств исследуемой среды: диэлектрической проницаемости и проводимости (поглощающей способности) вдоль трассы движения георадара и распределение их по глубине; выбор наиболее перспективных мест для проведения бурения; отслеживание глубины залегания и поведения различных слоев, уточненных по результатам бурения; оценка процентного содержания оксидов металлов.

Целью данной работы являлось проведение полевых испытаний аналогов георадара для радиолокационного комплекса лунохода и сравнительный анализ результатов. Рассматривались два вида георадаров: высокочастотный с центральной частотой зондирования 2200 МГц, предназначенный для исследования приповерхностных слоев на глубинах до 2 метров, и низкочастотного с центральной частотой 200 МГц для зондирования на глубину 5 и более метров. Для этого была разработана Методика проведения испытаний, подготовлен полигон на основе предварительно сформированных требований, проведены испытания в соответствии с Методикой, произведены обработка и анализ полученных данных. В данной работе рассмотрены результаты испытаний высокочастотного георадара.

Аппаратура использовавшаяся при проведении сравнительных испытаний

В качестве аналога высокочастотного георадара использовался разработанный в ФГУП СКБ ИРЭ РАН и ФИРЭ РАН георадар «Герад-2200». Внешний вид георадара представлен на Рис. 1. Прибор состоит из антенного блока, совмещенного с блоком электроники и планшетного компьютера, предназначенного для питания, управления, сбора и хранения радиолокационных данных.



Рис. 1. Внешний вид георадара «Герад-2200».

На Рис. 2а показан вид излучаемого сигнала, а на Рис. 2б – его спектр. Сверхширокополосный сигнал ВЧ георадара состоит из одного периода колебаний (расстояние между минимумами 0.5 нс), длительность импульса порядка 1 нс. Рабочая полоса частот лежит в районе от 1.5 до 2.5 ГГц, ширина спектра $\Delta f = 1\text{ ГГц}$. Потребляемая мощность менее 150 мВт, выходная мощность -45 дБм/МГц.

Проведение испытаний и анализ полученных результатов

В качестве испытательного полигона использовался строящийся участок резервного полотна трассы Москва-Калуга, расположенный вблизи г. Троицк. Дорога покрыта слоем асфальта, под которым размещены слои песка и щебенки, используемые для выравнивания поверхности грунта,

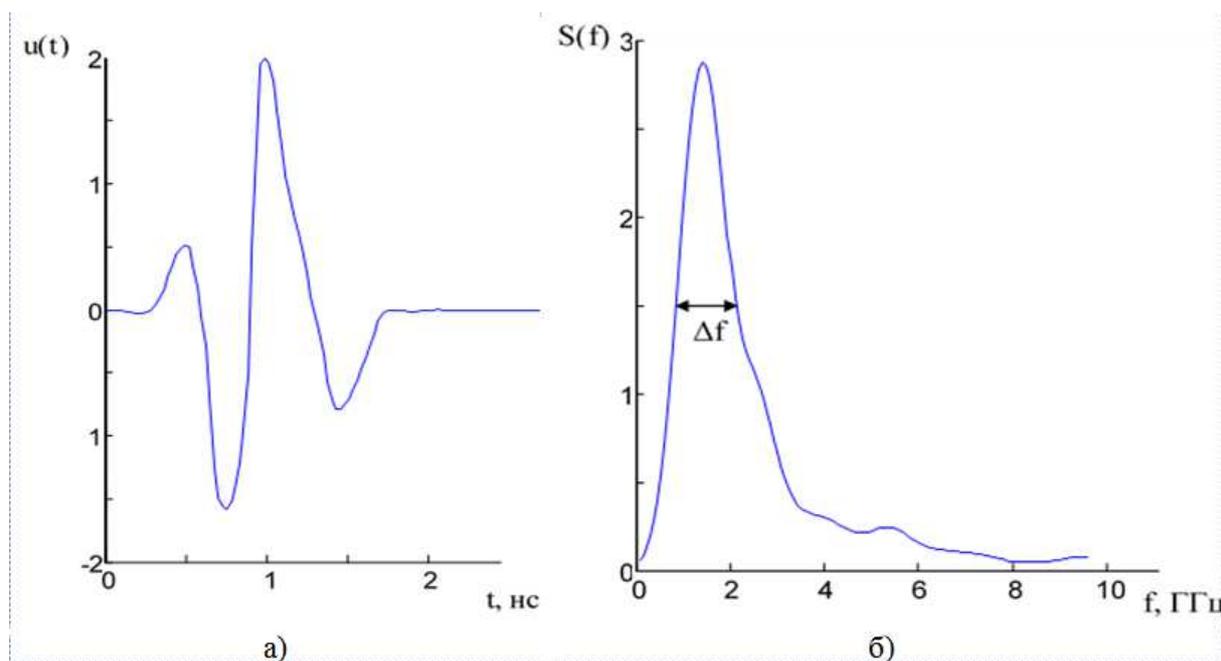


Рис. 2. Вид излучаемого сигнала (а) и спектра (б) георадара «Герад-2200».

соответственно наличие слоистой структуры полигона гарантировано строительными нормами для автомобильных дорог.



Рис. 3. Участок профиля 1: 250 – 300 м. (с выходом на мост в конце профиля).

Измерения проводились на протяженном участке трассы длиной 300 м. Было выполнено профилирование заданного участка дважды (на случай возможных помех) примерно по одному и тому же пути. Процесс проведения экспериментов протоколировался фотосъемкой. На участке много строительной техники, воздушные отражения от которой могут являться источником помех. В результате измерений были получены два файла данных объемом 14.3 Мбайт каждый. В первом файле количество выборок составило 14254, во втором – 14280, среднее расстояние между выборками – 2 см (задавалось работой датчика пути).

Пример обработки полученных результатов представлен на Рис. 3. Приведены результаты обследования 50-метрового участка дорожного полотна, последние 10 метров которого выходят на железобетонный мост. На радарограмме выделены отражения, полученные от различных слоев: на 20 см – от нижней границы асфальта, в районе от 30 до 50 см – от слоя песка, в районе от 60 до 90 см – от слоя щебня. Вертикальной линией показана граница перехода на железобетонный мост. Объекты, ниже 120 см вероятнее всего являются ложными целями, обусловленными отражениями от строительной техники, расположенной у края дороги.

Заключение

- На полученных радарограммах просматриваются слои на разных глубинах: от 20 см до 1.5 м.
- Переход с асфальтовой дороги на железобетонный мост уверенно фиксируется.
- Воздушные отражения от строительной техники затрудняют анализ и интерпретацию полученных данных
- Испытания макетов георадаров проводились после недели дождей (был выбран один день, когда осадков не было), поэтому наличие локальных подповерхностных неоднородностей могут быть обусловлены неравномерным высыханием грунта. Очевидно, что в условиях зондирования грунта Луны влияние влаги будет отсутствовать, поэтому следует ожидать более контрастного отображения границы между различными слоями лунного грунта.

Список литературы

1. G. Y. Fang et al. Lunar Penetrating Radar onboard the Chang'e-3 mission // *Research in Astronomy and Astrophysics* 2014 Vol. 14 No. 12, P. 1607–1622
2. Marchuk V. N. , Smirnov V. M., Byshevski-Konopko O. A. Multi-channel ground penetrating radar for space applications // *The third Moscow Solar System Symposium (3M-S³)*, Moscow 8-12 October 2012 abst 270-271.
3. В.Н.Марчук. Результаты расчета диаграммы направленности антенны на границе двух сред. // *Международ. научно-практ.кон «Инженерная геофизика-2005»*. Тезисы доклада, Геленджик, 27 марта – 2 апр. 2005г. с.215
4. Марчук В.Н., Секистов В.Н., Смирнов В.М, Юшкова О.В. Моделирование работы георадара численными методами // *Наукоемкие технологии*. 2006. Т.7. № 10, С.39-52
5. Марчук В. Н., Смирнов В. М., Юшкова О. В., Бышевский-Конопко О. А., Бажанов А.С., Бездудный В. Г. Результаты обработки радиолокационных данных многоканального 3d-георадара // *«Журнал радиоэлектроники»*, 2013, № 1, <http://jre.cplire.ru/jre/jan13/6/text.pdf>
6. Смирнов В.М., Марчук В.Н., Юшкова О.В., Бышевский-Конопко О.А., Бажанов А.С, Бездудный В.Г. Обработка радиолокационных данных многоканального 3D-георадара // *труды VI Всероссийской конференции «Радиолокация и радиосвязь»*, Москва, 19-22 ноября 2012 г., CD

Том II, с. 324–327

УДК: 087.2 + 550.834.08 + 621.396.4 + 654.9

МНОГОУРОВНЕВАЯ АРХИТЕКТУРА РАДИОСЕТИ ДЛЯ КОМПЛЕКСА СБОРА СЕЙСМИЧЕСКИХ ДАННЫХ

Д. К. Нургалиев, О. Н. Шерстюков, Е. Ю. Рябченко, Е. В. Данилов, А. Д. Смоляков, Л. Ш. Муртазина

*Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18
E-mail: reug@mail.ru*

Аннотация. Предложена архитектура беспроводного комплекса сбора сейсмических данных в режиме реального времени на основе многоуровневой радиосети. На первом уровне создаются «домены», включающие 16–32 полевых модулей сопряжения с сейсмоприёмниками, передающие данные по низкоскоростному радиоканалу с GFSK или GMSK модуляцией в субгигагерцовом диапазоне на координаторы. Координаторы доменов объединяются в «кластеры» с помощью радиосети второго уровня на основе радиоканала IEEE 802.11b/g и метода эстафетной ретрансляции. Третий уровень вводится при суммарном числе измерительных каналов более 1000. Отмечены преимущества предложенной архитектуры по сравнению с существующим бескабельным комплексом RT2.

Ключевые слова: сейсмический комплекс; сейсмическая разведка; система сбора данных; субгигагерцовый радиоканал; сенсорная сеть; эстафетная ретрансляция; многоуровневая сеть.

MULTI-LEVEL RADIO NETWORK ARCHITECTURE FOR SEISMIC DATA ACQUISITION SYSTEM

D. K. Nurgaliev, O. N. Sherstyukov, E. Yu. Ryabchenko, E. V. Danilov, A. D. Smolyakov, L. Sh. Murtazina

Abstract. A real-time wireless network architecture for seismic data acquisition system based on multi-level radio network is proposed. At the first level every 16–32 seismic acquisition units are combined into "domains". Units transmit data over the low-speed radio channel with GFSK or GMSK modulation in the sub-gigahertz band to the domain coordinator. The domain coordinators are combined into a "cluster" using the second level radio network based on IEEE 802.11b/g radio channel and message forwarding method. The third level is introduced when the total number of measuring channels is greater than 1000. In this work we also have noted advantages of the proposed architecture in comparison with the existing cable-free RT2 system.

Keywords: seismic data acquisition system; sub-gigahertz band radio; sensor network; message forwarding network; multi-level radio network;

Введение

Комплексы сбора сейсмических данных, применяемые в геологоразведке, обеспечивают одновременную передачу сигнала с нескольких тысяч измерительных каналов с типовой частотой дискретизации 500–1000 Гц и разрядностью АЦП 24 бита. При этом шаг расстановки сейсмических датчиков (геофонов) составляет в среднем 25–50 м. Традиционно такие потоки информации (12000–24000 бит/с на канал) передаются с помощью кабельных технологий, включая ВОЛС.

В настоящее время активно развивается направление «зеленой сейсмоки», предполагающее применение беспроводных технологий передачи данных, что должно сократить суммарную площадь вырубki леса при прокладке кабелей. Наибольший интерес представляют системы реального времени, позволяющие сразу получать и оценивать качество сейсмических данных, а также контролировать работу всей аппаратуры. Очевидна основная проблема проектирования подобных систем — обеспечение радиосвязи на больших расстояниях в условиях значительного затухания (наихудший вариант — сплошной лиственный лес) в диапазоне ДМВ, приемлемом для организации широкополосной радиосвязи [1].

Существующие решения

Одним из решений проблемы является применение ретрансляционного («эстафетного») метода передачи данных, когда каждый пункт съема сейсмосигнала передает не только свои данные, но и ретранслирует данные соседнего «по цепочке» пункта в сторону центрального пункта сбора. Такое решение с 2012 г. предлагает компания Wireless Seismic (США) в своих комплексах RT2 на основе широкополосного радиоканала в ISM диапазоне 2.4 ГГц [2,3]. Достоинством комплексов является требование обеспечения радиосвязи на минимальном расстоянии — шаге расстановки геофонов. Отметим недостатки комплексов RT2.

1. Существенная задержка в передаче данных (максимальна для самого удаленного пункта) и снижение надежности из-за многократных ретрансляций.
2. Информационный поток для каждого пункта сбора неравномерный и увеличивается по мере приближения к центру сбора данных (максимален для ближайшего к центру пункта). Это требует применения широкополосного радиоканала для всех полевых модулей в силу их взаимозаменяемости. Для ближайших к центру полевых модулей возрастает потребление энергии от аккумулятора и сокращается время автономной работы, а сами аккумуляторы разряжаются неравномерно.
3. Ввиду вышесказанного, ограничение на число пунктов сбора-ретрансляции в одной цепочке составляет порядка 100, чего бывает недостаточно для выполнения задачи.

Предлагаемая архитектура

В связи с принятием государственной стратегии импортозамещения становится актуальной задача разработки отечественного беспроводного комплекса сейсморазведки, работающего в режиме реального времени. Приведем ключевые требования к комплексу:

- 1) минимальная масса (до 3 кг) и габариты полевых модулей;
- 2) время автономной работы от одной зарядки аккумулятора не менее 14 суток;
- 3) возможность наращивания общего количества измерительных каналов до 100 000;
- 4) точность синхронизация времени для всех модулей — не хуже 100 мкс;
- 5) прием данных в режиме реального времени с приемлемой задержкой, не превышающей время одной серии измерений (5–15 с);
- 6) минимальная удельная стоимость одного измерительного канала (до 250 долларов).

Для его реализации предлагается многоуровневая система телеметрии (рис. 1) с применением радиоканалов разных частотных диапазонов и типов, лишенная многих из перечисленных недостатков комплексов RT2.

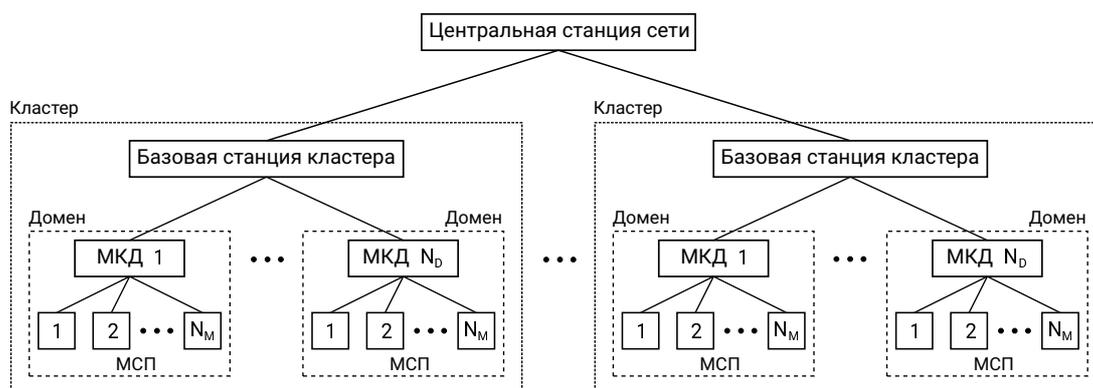


Рис. 1. Многоуровневая архитектура радиосети для комплекса сбора сейсмических данных

На *первом уровне* осуществляется передача данных с полевых модулей сопряжения с сейсмоприёмником (МСП) на промежуточные ретрансляторы — модули координатора домена (МКД) посредством радиоканала РК1. Один ретранслятор образует один *домен* и обслуживает до N_M МСП.

На *втором уровне* образуется радиосеть передачи данных со всех МКД посредством радиоканала РК2 на базовую станцию (БСК). Одна БСК образует *кластер* и обслуживает до N_D МКД.

На *третьем уровне* посредством радиоканала РК3 или кабельных технологий осуществляется сбор данных со всех кластеров на *центральную станцию сети* (ЦСС), с которой также осуществляется управление работой всего комплекса.

Общее количество измерительных каналов составляет $N = N_C \cdot N_D \cdot N_M$, где N_C — число кластеров, при условии, что значения N_D и N_M постоянны для всего комплекса.

Радиоканал первого уровня должен быть реализован на экономичных и дешевых трансиверах, обеспечивающих дальность связи в радиусе одного домена до 400–500 м (типичная линейная конфигурация по 8 МСП с шагом 50 м с двух сторон МКД для домена с $N_M=16$). Суммарная скорость передачи на один домен (поток данных на МКД) определяется параметрами оцифровки сейсмосигнала и числом N_M , которое в свою очередь определяется условиями радиосвязи в конкретных ландшафтных условиях и разрешенной полосой частот в выбранном диапазоне. Так, минимальная скорость передачи для домена на 16 каналов составляет $V_M(16) = N_M \cdot 12000 \text{ бит/с} = 192000 \text{ бит/с}$.

Очевидно, что выбор ISM диапазона 2.4 ГГц для РК1 нецелесообразен, поскольку он ориентирован на более широкополосный радиоканал. Для РК1 целесообразно применять субгигагерцовый диапазон, в котором вследствие меньшего затухания потребуется меньшая выходная мощность радиосигнала. Оптимальным можно считать выбор разрешенного для телеметрии диапазона LPD (433–434 МГц) при условии удаленности от жилых районов (диапазон активно используется персональными рациями) [4]. Также пригоден более узкий, но более свободный диапазон 868–869 МГц. При выборе параметров РК1 исходя из ограниченности частотного ресурса (ширина разрешенных диапазонов составляет 700..1700 кГц) необходим поиск компромиссного решения между двумя стратегиями:

- увеличивать число МКД, т.е. число соседних РЧ-каналов, но уменьшать число измерительных каналов в домене (число МСП);
- уменьшать число МКД, но увеличивать число измерительных каналов в домене, т.е. увеличивать полосу одного РЧ-канала.

Первый вариант актуален в случае больших затуханий (густой лиственный лес, сложный ландшафт и пр.), второй вариант экономически более выгоден и работоспособен в случае минимальных затуханий (например, в открытом поле). Также возможна конфигурация комплекса с доменами с различным числом МСП.

Сегодня выпускается множество экономичных однокристалльных трансиверов для субгигагерцового диапазона с программируемыми параметрами радиосигнала. Большинство из них поддерживают частотные виды модуляции типа FSK, GFSK, GMSK и номинальные скорости передачи до 1 Мбит/с. Такие трансиверы полностью соответствуют заданным требованиям и могут стать основой для создания РК1. Как правило, в микросхемах реализуется минимум функций канального уровня, а конечному разработчику предоставляется значительная свобода в программной реализации MAC и LLC подуровней, сетевого и транспортного уровней.

Радиосеть РК1 разумно спроектировать как полностью синхронную в пределах домена, исключив необходимость применения каких-либо методов конкурентного доступа в канал типа CSMA. Это позволит максимально эффективно использовать выделенный частотно-временной ресурс. При этом функция синхронизации передачи данных в пределах домена и реализация метода TDMA возлагаются на МКД.

К радиосети на втором уровне предъявляются более высокие требования: при емкости кластера порядка 1000 измерительных каналов суммарный поток передаваемых данных составит 12 Мбит/с при частоте дискретизации 500 Гц. Требуемое расстояние передачи может достигать порядка $1000 \cdot 50 \text{ м} = 50 \text{ км}$ в случае линейной конфигурации. Решение данной задачи предлагается на основе организации эстафетной ретрансляции между МКД, при этом в пределах одного кластера может быть развернуто несколько цепочек передачи (*сегментов*) с общим центром сбо-

ра данных на БСК. Максимальный информационный поток порядка 10–20 Мбит/с придётся на ближайший к БСК МКД.

При реализации РК2 предлагается использовать трансиверы стандарта IEEE 802.11b/g ISM диапазона 2.4 ГГц, которые полностью соответствуют поставленным требованиям. Большинство выпускаемых трансиверов реализованы на одном кристалле или в виде малогабаритных модулей. В любом случае трансиверы оснащаются достаточно мощным микроконтроллером, на котором, как правило, программно уже реализован стек протоколов канального (Ethernet) и сетевого (IP) уровней, а также все необходимые функции аутентификации WPA Supplicant. Однако для второго уровня комплекса телеметрии этот функционал является избыточным, поскольку предполагаются только соединения «точка-точка». Для реализации метода эстафетной ретрансляции необходимо разработать оригинальный сетевой уровень, работающий поверх стандартного канального уровня IEEE 802.11b/g.

Для увеличения энергетической эффективности и скорости передачи на каждом МКД разумно использовать по два трансивера РК2 и две направленные антенны, сориентированные на соответствующих «соседей» в цепочке передачи. С целью исключения возможной интерференции трансиверы одного МКД должны работать на разных частотных каналах.

Необходимость организация третьего уровня, т.е. создание нескольких кластеров и введения в состав комплекса ЦСС возникает при общем числе измерительных каналов более 1000–1500. Если число измерительных каналов не превышает 1024, одна БСК может являться конечным пунктом сбора данных и центром управления всем комплексом. Максимальное число МКД в одном кластере зависит от возможностей РК2 и оценивается как $N_D(max) = 1024/N_M = 64$ для минимального варианта домена с $N_M = 16$.

Заключение

Отметим основные преимущества предложенной многоуровневой архитектуры радиосети для комплекса сбора сейсмических данных.

1. Снижается стоимость одного измерительного канала за счет группировки нескольких МСП в домены малого радиуса действия с экономичным низкоскоростным радиоканалом.
2. Увеличивается время автономной работы МСП, поскольку трансивер РК1 передает только собственные данные, или, альтернативно, уменьшаются масса и габариты МСП за счет меньшей емкости аккумулятора.
3. Сокращается время передачи данных на центральную станцию, что позволяет увеличить интенсивность работы комплекса и сократить общее время проведения сейсмических исследований. Так, максимальное время передачи информации с одного МСП на БСК пропорционально числу доменов в кластере N_D , которое в N_M раз меньше общего числа измерительных каналов в сегменте N_S . Это в среднем на порядок и более снижает задержку передачи данных по сравнению с комплексами RT2, где время передачи в сегменте пропорционально N_S или $N_S/2$.
4. Упрощается масштабирование комплекса, в том числе в процессе проведения сейсморазведочных работ.

Список литературы

1. Попов В.И. Основы сотовой связи стандарта GSM — М.: Эко-Трендз, 2005. — 296 с.
2. Череповский А.В. Наземная сейсморазведка нового технологического уровня — М.: ООО «ЕА-ГЕ Геомодель», 2016. — 230 с.
3. Wireless Seismic. Система бескабельной сейсмической регистрации с передачей данных в реальном времени RT2. <https://wirelesseismic.com/rt2-technology/>
4. О.Н. Шерстюков, Е.Ю. Рябченко, А.Р. Гаязутдинов, С.Л. Мартыничук. Применение беспроводных сетевых технологий в системах сбора сейсморазведочных данных // Георесурсы, № 6 (42). — 2011. — с. 50-56.

Том II, с. 328–331

УДК: 087.2 + 621.396.4 + 654.9 + 621.396.61 + 621.396.62

СЕНСОРНАЯ СЕТЬ НА ОСНОВЕ РАДИОКАНАЛА СУБГИГАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

О. Н. Шерстюков, Е. Ю. Рябченко, Е. В. Данилов, А. Д. Смоляков, Л. Ш. Муртазина

Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

E-mail: reug@mail.ru

Аннотация. Предлагается построение сенсорных сетей сбора данных и управления на базе однокристалльного программируемого трансивера Si446x. Рассматривается реализации физического уровня с частотной модуляцией GFSK в субгигагерцовом диапазоне. Приводится обобщённая структура кадра радиосети, работающей в синхронном режиме. Особое внимание уделяется применению трансивера в режиме фильтрации входящих кадров по адресу и особенности работы по прерываниям.

Ключевые слова: сенсорные сети; система сбора данных; субгигагерцовый трансивер; сеть телеметрии.

SUB-GHZ BAND SENSOR RADIONETWORK

O. N. Sherstyukov, E. Yu. Ryabchenko, E. V. Danilov, A. D. Smolyakov, L. Sh. Murtazina

Abstract. Data acquisition and control radio sensor network based on a Si446x single-chip programmable transceiver is proposed. Physical layer with GFSK modulation in subgigahertz band is considered. Data link layer implementation with generic frame structure for a network, operating in synchronous mode, is presented. Particular attention is paid to the transceiver application in frame address filtering mode and the usage of interrupts.

Keywords: sensor networks; data acquisition system; subgigahertz transceiver; telemetry network.

Введение

Существующие стандарты и готовые решения для беспроводных сенсорных сетей в большинстве случаев ориентированы на диапазон 2.4 ГГц. Для реализации сенсорных сетей с радиусом действия 100–1000 м вследствие значительного затухания данный диапазон энергетически невыгоден. При необходимости организации сенсорной сети в условиях леса целесообразно использовать более низкие частоты, поскольку лесные массивы практически радионепрозрачны для частот > 2 ГГц (коэффициент затухания $> 10^{-1}$ дБ/м) [1].

Можно отметить ряд технологий для систем телеметрии в субгигагерцовом диапазоне. Например, технология ZigBee на основе стандарта IEEE 802.15.4 в диапазонах 868 и 915 МГц предлагает скорость передачи 20 и 40 кбит/с соответственно при общем количестве частотных каналов 11. Технология LoRa обеспечивает дальность связи до 10 км, однако суммарная максимальная скорость передачи данных не превышает 30 кбит/с, а минимальное время задержки передачи составляет 66 мс.

В связи с существенно ограниченными возможностями существующих технологий предлагается оригинальная реализация сенсорной радиосети. Предполагаемая область применения рассматриваемого решения — система сбора данных с нескольких десятков датчиков с максимальным потоком данных с каждого датчика 1–10 кбит/с.

Однокристалльный трансивер субгигагерцового диапазона Si446x

Микросхема Si4463 производства Silicon Labs и её усовершенствованная версия Si4468/7 представляют собой ЧМ-трансивер субгигагерцового диапазона с программируемыми параметрами радиоканала для организации радиосетей среднего радиуса действия и номинальной скоростью передачи до 1 Мбит/с. Выпускаются также микросхемы, объединяющие в одном корпусе

трансивер и микроконтроллер семейства C8051 (Si106x), ARM Cortex-M3 (EZ32LG) и Cortex-M4F (EZ32WG), позволяющие реализовать конечное устройство в виде «системы на кристалле».

Ключевыми особенностями трансивера Si446x являются:

- радиочастотный диапазон: 142–1050 МГц;
- максимальная выходная мощность передатчика: +20 дБм;
- чувствительность приёмника: -133 дБм (при скорости 100 бит/с);
- типы модуляции: (G)FSK, 4(G)FSK, (G)MSK, OOK;
- скорость передачи от 100 бит/с до 1 Мбит/с;
- напряжение питания: 1.8–3.8 В;
- поддержка стандарта IEEE 802.15.4g (Si4468/7).

Функциональная схема трансивера представлена на рис. 1. Трансивер включает в себя следующие основные узлы: усилители приемника и передатчика, схему детектирования, схему тактирования, FIFO-буферы передачи и приема, контроллер интерфейса SPI, используемого для подключения к внешнему микроконтроллеру [2].

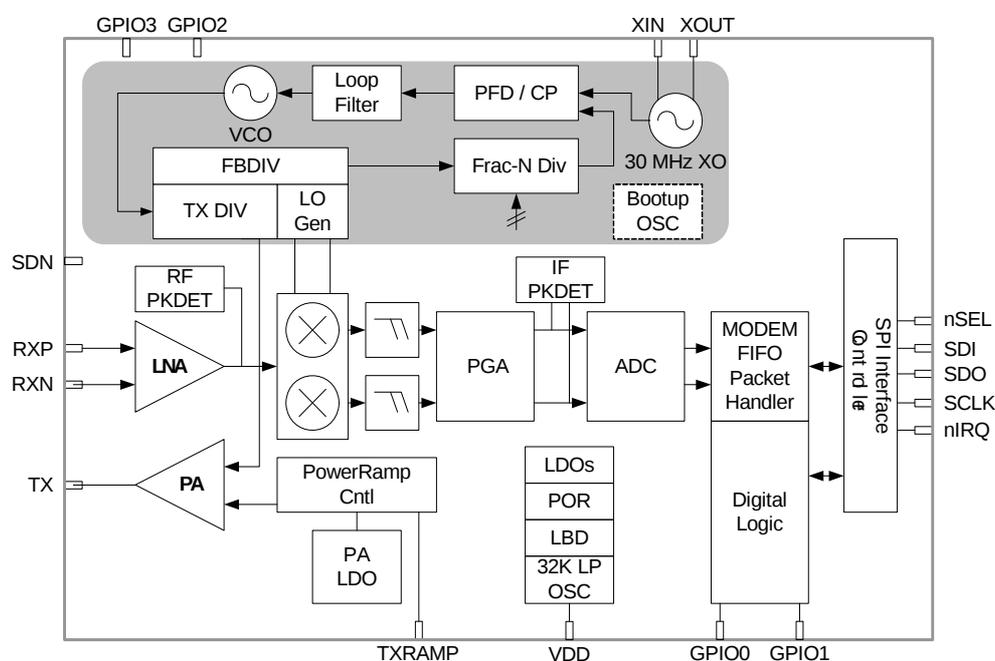


Рис. 1. Функциональная схема трансивера Si4468/7 [2].

Физический уровень

Рассмотрим пример использования трансивера для реализации радиоканала с номинальной скоростью передачи 256 кбит/с. Для более эффективного использования частотного ресурса предлагается применять 4GFSK модуляцию, поскольку применение фильтра Гаусса позволяет снизить уровень боковых лепестков спектра, а также значительно увеличивает скорость убывания спектра GFSK-сигнала по сравнению с FSK-сигналами. Экспериментально установлено наиболее оптимальное значение параметра ВТ фильтра Гаусса на уровне 0.5. Дальнейшее уменьшение ВТ практически нецелесообразно, поскольку увеличивает вероятность ошибочного приема символа. При индексе модуляции 0.5 практическая ширина спектра по уровню -25 дБ составила 310 кГц.

Канальный уровень синхронной сенсорной сети

Для задач телеметрии и управления наиболее востребованным является метод синхронного доступа в канал, поскольку чаще всего предполагается архитектура системы «один ведущий

(управляющее устройство) — несколько ведомых (датчики, исполнительные устройства)». В такой системе обычно любая передача информации происходит только по инициативе ведущего, который и определяет время передачи для каждого из узлов сети.

Для практической реализации синхронной системы необходимо определить размерность адреса узла, оптимальный формат и длину кадров, при этом реализация какого-либо метода конкурентного доступа в канал не требуется. Рассмотрим предлагаемую структуру кадра в общем виде (рис. 2). Преамбула представляет собой битовую последовательность вида 1010..., длина которой выбирается исходя из типа модуляции. Так, для 4GFSK-сигнала рекомендованная длина преамбулы составляет 10 байт [2]. Длина синхрослова выбрана равной двум байтам из максимально возможных четырех. В трансивере возможно задание до 4-х полей с проверкой CRC каждого поля по отдельности, либо CRC всего кадра. В нашем случае используется два поля с проверкой целостности кадра полностью. Максимальная длина всех полей определяется размером 64-байтных FIFO-буферов передачи и приема. Имеется возможность объединения обоих буферов в один буфер длиной 129 байт, что позволяет увеличить длину кадра.



Рис. 2. Общий формат кадра радиосети

В трансивере Si446x возможен прием кадра, длина поля данных которого заранее неизвестна. В этом случае необходимо, чтобы первое поле кадра содержало длину оставшейся части — второго поля (полезной нагрузки). Настройка количества и размера полей, а также прием кадра длины, определяемой значением, записанным в первом поле, осуществляются путем установки регистров PKT_LEN, PKT_LEN_FIELD_SOURCE, PKT_FIELD_1_LENGTH, PKT_FIELD_2_LENGTH микросхемы Si446x [3]. В конце кадра передается контрольная сумма CRC-16, используется полином CRC16-CCITT.

Особенности применения трансивера Si446x

Программная фильтрация кадров по адресу узла назначения предполагает полный прием кадра с последующей проверкой поля адреса. Такой способ просто реализуем, но неэффективен, поскольку требует вычислительный ресурс на обработку каждого кадра сети. В трансивере Si446x предусмотрен режим аппаратной фильтрации кадров по адресу, позволяющий выполнить сопоставление до четырех байтов в полях данных кадра, которые должны быть расположены в первых 32 байтах после синхрослова. Если при приеме кадра адрес узла не совпадает с заданным адресом, трансивер может прервать обработку и перейти в состояние готовности приема следующего кадра. В рассматриваемой реализации два байта адреса расположены в начале второго поля кадра. Настройка функции сопоставления осуществляется с помощью регистров MATCH_VALUE_1, MATCH_MASK_1, MATCH_CTRL_1, MATCH_VALUE_2, MATCH_MASK_2, MATCH_CTRL_2, INT_CTL_PH_ENABLE [3].

Алгоритм приема кадра с фильтрацией по адресу приведен на рис. 3. Процесс приема начинается с отключения прерывания по завершению приема кадра (Recv_INT_off) и включения прерывания функции сопоставления (Match_INT_on). Если не отключить прерывание по завершению приема кадра, то оно будет генерироваться вне зависимости от того, совпал ли адрес в кадре с адресом устройства. Далее трансивер переводится в состояние приема кадра (Start_RX). Как только будут приняты преамбула, синхрослово, первое поле с длиной поля данных и адресом, а также первые два байта второго поля, содержащие адрес, запускается аппаратная проверка адреса. Если значения байтов адреса в кадре совпадают со значениями регистров MATCH_VALUE_1,

MATCH_VALUE_2, то в обработчике прерываний отключаются прерывания функции сопоставления (Match_INT_off) и включаются прерывания по завершению приема кадра (Recv_INT_on), происходит прием остальных байтов поля с данными размером, указанным в первом поле кадра, и байтов CRC-16. Если адрес не совпадает, то кадр отбрасывается и начинается прием нового кадра. В конце, при условии совпадения адреса, генерируется прерывание завершения приема и трансивер производит аппаратную проверку CRC-16. Если сумма CRC-16 неверна, то очищается весь FIFO-буфер приема и происходит переход к началу приема следующего кадра, иначе вместе с запуском приема нового кадра производится обработка принятого кадра.

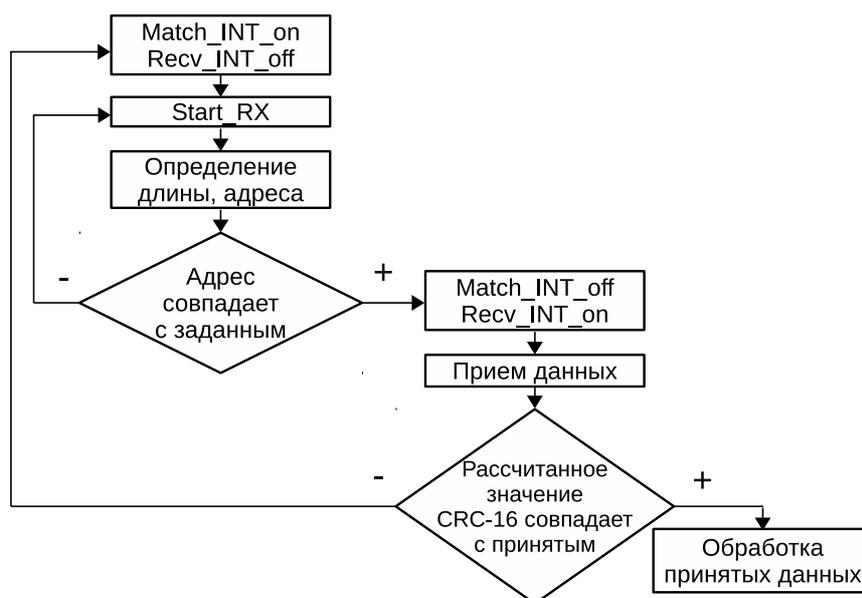


Рис. 3. Алгоритм приема кадра данных с фильтрацией адресов

Заключение

Рассмотренный однокристалльный программируемый трансивер Si446x позволяет создавать сенсорные сети для различных областей применения. В зависимости от решаемой задачи в рамках выделенного радиочастотного диапазона разработчику необходимо подобрать основные параметры радиоканала: битовую скорость, тип и индекс модуляции, уровень излучаемой мощности. Предложенный алгоритм работы трансивера в режиме аппаратной фильтрации кадров позволит существенно разгрузить управляющий микроконтроллер.

Список литературы

1. Попов В.И. Распространение радиоволн в лесах. — М.:Горячая линия - Телеком, 2017. — 392 с.
2. Si4468/7 - High-performance, low-current transceiver. Datasheet. — Silicon Laboratories Inc., 2014. — 57 p. <https://www.silabs.com/documents/public/data-sheets/Si4468-7.pdf>
3. Packet handler operation for Si446x RFICs. Application Note AN626. — Silicon Laboratories Inc., 2013. — 46 p. <https://www.silabs.com/documents/public/application-notes/AN626.pdf>

Том II, с. 332–335

УДК: 537.86, 528.8

ЭФФЕКТИВНОСТЬ УЧЕТА ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ СТАТИСТИЧЕСКИХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ПРИ ВОССТАНОВЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУРНО-ВЛАЖНОСТНЫХ ПРОФИЛЕЙ АТМОСФЕРЫ ПО СВЧ СПЕКТРАМ

В. П. Саворский, Б. Г. Кутуза, Д. М. Ермаков, О. Ю. Панова, М. Т. Смирнов, М. В. Данилычев, А. П. Чернушич

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал, Россия, Московская обл., Фрязино, 141190, пл. Введенского, 1, E-mail: savor@inbox.ru

Аннотация. Дополнительная по отношению к среднеклиматическим характеристикам априорная информация о состоянии атмосферы потенциально обеспечивает повышение эффективности функционирования алгоритмов восстановления атмосферных профилей по данным спутниковых СВЧ радиометрических наблюдений. В работе разработана методика оценки эффективности применения такой дополнительной информации, а именно горизонтальных статистических зависимостей вариаций атмосферных профилей.

Ключевые слова: атмосферные профили, температура, влажность, априорные данные, статистические связи, горизонтальные зависимости

EFFICIENCY OF ACCOUNTING OF HORIZONTAL STATISTICAL DEPENDENCES AT RESTORATION OF TEMPERATURE-HUMIDITY ATMOSPHERE PROFILES BY MW SPECTRUM

V. P. Savorskiy, B. G. Kutuza, D. M. Ermakov, O. Yu. Panova, M. T. Smirnov, M. V. Danilychev, A. P. Chernushich

Abstract. An additional a priori information on the state of the atmosphere with respect to the average climatic characteristics potentially improves the efficiency of the functioning of algorithms for the restoration of atmospheric profiles retrieved from satellite microwave radiometric data. The paper reveals the developed methodology for assessing the effectiveness of the use of such additional information, namely, the horizontal statistical dependences of variations in atmospheric profiles.

Keywords: atmosphere profiles, temperature, humidity, a priori data, statistical dependences, horizontal

Введение

Восстановление вертикальных температурно-влажностных профилей атмосферы по данным спутниковых СВЧ наблюдений является одной из классических задач дистанционного зондирования Земли [1]. Эти задачи являются в общем случае некорректными, поэтому их решение требует регуляризации, для чего используется разного рода априорные предположения. В частности, это априорная информация о статистических особенностях параметров атмосферы, используемая для целей регуляризации уже более 50 лет [2–4]. Основным видом такой информации являются среднеклиматические зональные оценки параметров атмосферы.

Дополнительная по отношению к среднеклиматическим характеристикам априорная информация о состоянии атмосферы потенциально обеспечивает повышение эффективности функционирования алгоритмов восстановления атмосферных профилей. Поэтому в работе поставлена цель разработки методологии эффективного использования такой дополнительной информации. При этом эффективность применения такой дополнительной априорной информации оценивается мерой повышения точности алгоритмов восстановления. Для достижения поставленной цели в работе исследованы расширения статистического подхода [2, 3] путем включения в него нового вида априорной информации о температурно-влажностном состоянии

атмосферы, а именно горизонтальных статистических зависимостей вариаций атмосферных температурно-влажностных профилей.

Пути улучшения алгоритмов статистической регуляризации

Следуя подходу [6, 7], матрица ошибок восстановления F может быть оценена из

$$F = (J^T C_{aa}^{-1} J + C_{ee}^{-1})^{-1}, \quad (1)$$

где C_{aa} – ковариационная матрица вектора состояния атмосферы a , включающего значения температуры и влажности каждого из K слоев атмосферы. C_{ee} – ковариационная матрица собственных шумов СВЧ радиометрического многоканального комплекса, J – якобиан радиояркостных температур СВЧ радиометрического многоканального комплекса для вектора состояния атмосферы a , T – знак транспонирования.

В качестве меры эффективности использования априорных значений вектора состояния в работе приняты отношения априорной среднеквадратической величины вариаций параметров состояния $\sigma_k^{pri} = \sqrt{C_{kk}}$, $k = \overline{1, 2 \times K}$ каждого из K слоев атмосферы апостериорной среднеквадратической точности восстановления $\sigma_k^{post} = \sqrt{F_{kk}}$, $k = \overline{1, 2 \times K}$, оцененной по (1):

$$E_k = \frac{\sigma_k^{pri}}{\sigma_k^{post}}, \quad k = \overline{1, 2 \times K}. \quad (2)$$

Оценка эффективности учета горизонтальной связности параметров атмосферы

Одним из возможных источников априорной информации, наряду со среднеклиматическими статистиками, являются непосредственно измеренные температурно-влажностные профили или их фрагменты. Такой информацией являются атмосферные профили, полученные с использованием радиозондов, а также данные контактных наземных измерений. При использовании этих априорных данных для восстановления необходимо учитывать взаимную корреляцию $R(r)$ атмосферных профилей вдоль земной поверхности. Оценки этих корреляционных зависимостей определяются пространственно-временными масштабами атмосферных флуктуаций [7]. Учет горизонтальной связности профилей в первом приближении связан с модификацией ковариационной матрицы C_{aa} . При использовании выражения (1) ее необходимо заменить на матрицу C_{aa}^h :

$$C_{aa}^h = H \left(\xi, \frac{M_{kk}}{C_{kk}} \right) C_{aa} \quad (3)$$

С точностью до коэффициента порядка 1, определяемого видом корреляционных зависимостей, диагональная матрица где $H \left(\xi, \frac{M_{kk}}{C_{kk}} \right)$ представлена элементами вида:

$$H_{kk} \left(\xi, \frac{M_{kk}}{C_{kk}} \right) \cong 1 - \frac{1}{\xi_k^2} \left(1 - \frac{M_{kk}}{C_{kk}} \right), \quad \xi_k = \frac{\Delta L}{\Delta r_k}, \quad k = \overline{1, 2 \times K}. \quad (4)$$

Здесь M_{kk} – элементы диагональной матрицы, задающей точности контактных измерений, ΔL – горизонтальное пространственное разрешение СВЧ радиометрической системы, Δr_k – радиус корреляции k -го компонента вектора состояния атмосферы. С учетом того, что $\frac{M_{kk}}{C_{kk}} \ll 1$, выражение (4) может быть существенно упрощено при $\xi_k \gg 1$

$$H_{kk}(\xi) \cong 1 - \frac{1}{\xi_k^2}, \quad \xi_k = \frac{\Delta L}{\Delta r_k}, \quad k = \overline{1, 2 \times K}. \quad (5)$$

Следует отметить, что уже при $\frac{M_{kk}}{C_{kk}} = 0,1$ оценка (5) отличается от оценки (4) на 2,5%.

Для оценки относительной эффективности учета горизонтальных связей применим отношение, характеризующее повышение точности восстановления при добавлении дополнительной априорной информации о горизонтальных статистических зависимостях атмосферных профилей:

$$G_k^h = \frac{\sigma_k^h}{\sigma_k^{post}}, \quad k = \overline{1, 2 \times K}, \quad (6)$$

где $\sigma_k^h = \sqrt{F_{kk}^h}$, $k = \overline{1, 2 \times K}$, а F_{kk}^h диагональные матрицы ошибок восстановления

$$F^h = \left(J^T (HC)_{aa}^{-1} J + C_{ee}^{-1} \right)^{-1}, \quad (7)$$

Проверка эффективности учета горизонтальной связности атмосферных профилей

Верификация эффективности использования дополнительной априорной информации при решении обратной задачи методом статистической регуляризации [6, 7] была проведена на специальном стенде системы восстановления атмосферных профилей по данным спутниковых СВЧ радиометрических измерений. При тестировании эффективности были использованы показатели эффективности, определяемые отношениями (2) и (6) по модельным радиоярким температурам восходящего излучения системы «атмосфера – подстилающая поверхность», рассчитанным по температурно-влажностным профилям атмосферы, измеренным с радиозондов. Для моделирования СВЧ спектров использован пакет программного обеспечения ARTS [8]. При моделировании оценивались спектры СВЧ излучения системы «атмосфера – подстилающая поверхность» в диапазоне от 10 до 200 ГГц.

Априорные данные для оценки ковариационной матрицы были получены в результате статистического анализа радиозондовых измерений параметров атмосферы в безоблачных условиях, представленных в базе данных SeeBor [9]. На рис. 1 приведены результаты анализа показателя эффективности применения априорной информации E по данным из базы SeeBor, содержащим данные радиозондовых измерений атмосферных профилей в августе месяце в зоне умеренных широт от 30° до 60° с.ш. при отражательной способности поверхности Земли $r = 0,5$. Эти данные подтверждают высокую эффективность применения указанной априорной информации к восстановлению температурных профилей в тропосфере даже при чувствительности СВЧ радиометров $\phi = 1,0$ К. Для влажностных профилей эффективность существенно ниже. Однако, и в этом случае при использовании радиометров с $\phi < 0,5$ К в приземном слое атмосферы до высот менее 3 км эффективность метода достаточно высока.

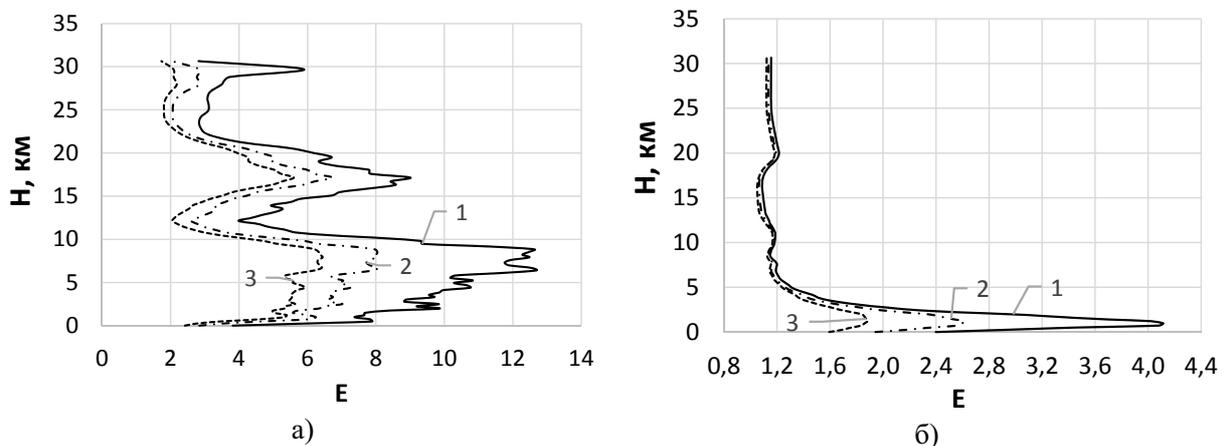


Рис. 1. Профиль эффективности E (5) применения априорной информации для восстановления температуры (а) и влажности (б). 1 - $\phi = 0,1$ К, 2 - $\phi = 0,5$ К, 3 - $\phi = 1,0$ К.

Оценки эффективности учета горизонтальной связности параметров атмосферы были проведены для значений $\xi = 2 \div 7$, $\phi = 0,1 \div 1,0$ и $r = 0,5$. Результаты, представленные на рис. 2, показывают, что учет данной априорной информации целесообразен при $\xi \leq 2 \div 3$ и уже практически неэффективен при $\xi > 5$. При безоблачных условиях радиусы корреляции параметров атмосферы Δr_k лежат в интервале $3 \div 5$ км [7]. Поэтому в безоблачных условиях использование априорной информации о горизонтальных статистических связях эффективно тогда, когда пространственное разрешение систем наблюдения не хуже 15 км.

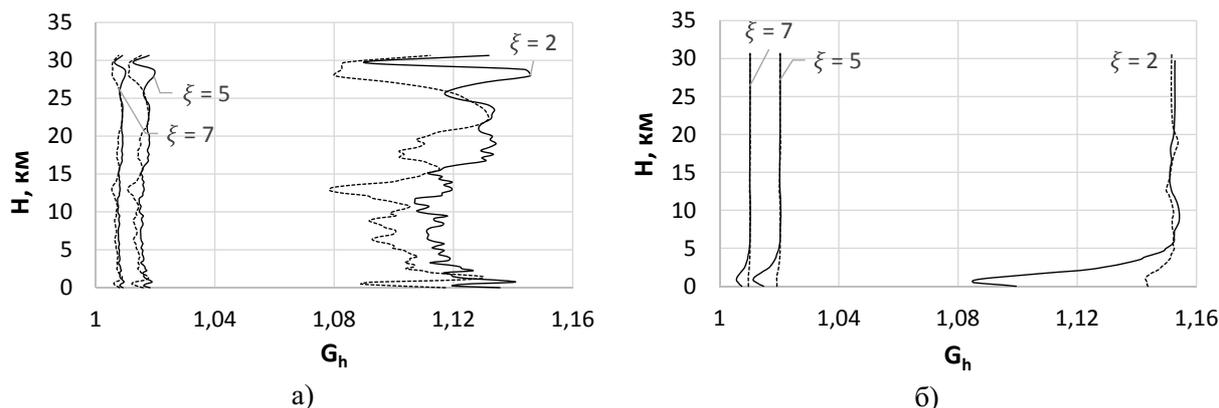


Рис. 2. Профиль относительной эффективности $G^h(10)$ восстановления температуры (а) и влажности (б) при учете горизонтальных статистических связей параметров атмосферы. $\phi = 0,1$ К (—), $\phi = 1,0$ К (- -).

Заключение

Основным результатом работы является развитие метода оценки эффективности улучшения алгоритма восстановления параметров атмосферы за счет привлечения дополнительных источников априорной информации. Разработанный метод применим к обработке спутниковых СВЧ радиометрических данных с привлечением статистических данных о параметрах атмосферы, включающих наряду с ковариационной матрицей вариаций температуры и влажности в разных слоях атмосферы также и ковариационные соотношения вариаций вдоль каждого из слоев, т.е. в горизонтальном направлении.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-29-09615 офи_м.

Список литературы

1. Кутуза Б. Г., Данилычев М. В., Яковлев О. И. Спутниковый мониторинг Земли: Микроволновая радиометрия атмосферы и поверхности. – М.: ЛЕНАНАД, 2016. – 336 с.
2. Strand, O. N., Westwater B. R. Statistical Estimation of the Numerical Solution of a Fredholm Integral Equation of the First Kind // Journal of the Association for Computing Machinery. – 1968. – Vol. 15. – P. 100–114.
3. Турчин В. Ф., Козлов В. П., Малкевич М. С. Использование методов математической статистики для решения некорректных задач // УФН. - 1970. - Т.102, № 3. – С. 345–386.
4. Горчакова И. Малкевич М.С., Турчин В.Ф. Определение вертикального профиля влажности атмосферы по измерениям собственного излучения Земли // Изв. АН СССР, сер. Физ. атм. и океана. – 1970. – Т.6. – С. 565.
5. Rodgers C. D. Inverse Methods for Atmospheric Sounding: Theory and Practice. Singapore. London: World Scientific Publishing, 2000. – 253 p.
6. Lipton A. E. Satellite sounding channel optimization in the microwave spectrum // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. – 2003. – Vol. 41, No. 4. – P. 761–781.
7. Kutuza B. G. Spatial and temporal fluctuations of atmospheric microwave emission // Radio Science. – 2003. – Vol. 38, No.3. – P. 12-1 – 12-7.
8. Eriksson P., Buehler S. A., Davis C. P., Emde C., Lemke O. ARTS, the atmospheric radiative transfer simulator, version 2 // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. – 2011. – Vol. 112, No.10. – P. 1551–1558.
9. Borbas E. E., Seemann S. W., Huang H.-L., Li J., Menzel W. P. Global profile training database for satellite regression retrievals with estimates of skin temperature and emissivity // Proceedings of the XIV. International ATOVS Study Conference. – May 2005. – P. 763–770.

Том II, с. 336–339

УДК: 551.511 + 504.064

ОСОБЕННОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПРОФИЛЯ ВЛАЖНОСТИ АТМОСФЕРЫ ПО СПЕКТРАЛЬНЫМ СВЧ РАДИОМЕТРИЧЕСКИМ ИЗМЕРЕНИЯМ В ДИАПАЗОНЕ 18 – 27,2 ГГц

М. Т. Смирнов, Д. М. Ермаков, В. П. Саворский, А. П. Чернушич

ФИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, 141190, Московская область,

г. Фрязино, пл. Введенского, д.1

E-mail: smirnov@ire.rssi.ru

Аннотация. В работе приведены результаты экспериментальных исследований особенностей определения профилей влажности атмосферы по спектральным СВЧ радиометрическим измерениям в диапазоне 18 – 27,2 ГГц. Разработанная методика позволяет определять как интегральные параметры атмосферы, так и оценки высотных профилей влажности.

Ключевые слова: дистанционное зондирование атмосферы, СВЧ радиометрия

ISSUES OF THE ATMOSPHERE WATER VAPOR PROFILE RETRIEVAL BY PASSIVE MICROWAVE SPECTRAL MEASUREMENT IN RANGE 18 – 27.2 GHz

M. T. Smirnov, D. M. Ermakov, V. P. Savorskiy, A. P. Chernushich

Abstract. The paper presents the results of experimental studies of the issues concerning determining the atmospheric humidity profiles by spectral microwave radiometric measurements in the range of 18 – 27.2 GHz. The developed method allows retrieving both the integral parameters of the atmosphere and the estimations of humidity profiles.

Keywords: remote sensing of atmosphere, microwave radiometry

Введение

Одной из актуальных задач дистанционного зондирования Земли из космоса является необходимость получения информации о профилях влажности в нижних слоях атмосферы. Для этих целей используются измерения радиотеплового излучения в линии поглощения водяного пара на частоте 22,235 ГГц и окнах прозрачности вблизи нее. Эта линия поглощения относительно слабая, что позволяет получать информацию о нижних слоях атмосферы. Вместе с тем это обстоятельство затрудняет получать детальную информацию о высотном профиле влажности атмосферы.

Измерений формы линии с высоким частотным разрешением может позволить повысить точность определения высотных профилей влажности атмосферы. В данной работе использовались результаты наземных экспериментов для анализа особенностей определения профилей влажности атмосферы по спектральным СВЧ радиометрическим измерениям.

Экспериментальные данные

Измерения спектров радиотеплового излучения атмосферы производились из окна лаборатории при помощи СВЧ радиометра спектрометра P22M [1]. Данный прибор позволяет измерять спектры радиотеплового излучения в диапазоне 18-27,2 ГГц с частотным разрешением 0.2 ГГц.

Управление СВЧ радиометром производится с компьютера. При выборе всех возможных частот и времени накопления 0,3 с для получения полного спектра требуется примерно 11 с.

Основная часть измерений производилась под фиксированным углом относительно зенитного направления. Проводились также измерения угловых зависимостей радиоярких температур атмосферы. В настоящее время накоплен ряд измерений за период порядка 1,5 лет.

Для целей интерпретации СВЧ радиометрических измерений регулярно собираются результаты метеонаблюдений с двух расположенных на расстоянии порядка 300 м метеостанций Vantage Pro2 и производится фото фиксация метеоусловий наблюдений при помощи видеокamеры HI3516C. Метеостанции измеряют температуру и относительную влажность воздуха, атмосферное давление, скорость и направление ветра, интенсивность и сумму осадков.

Калибровка и обработка измерений

Для описания связи между измеренными СВЧ радиометром антенными температурами T_a и радиояростной температурой исследуемого природного объекта в главном лепестке диаграммы направленности антенны T_b использовалась следующая модель:

$$T_a = (T_b(1 - \beta) + T_{bb}\beta)\eta + T_p(1 - \eta) - rT_r, \quad (1)$$

где β – коэффициент рассеяния антенны, η – коэффициент полезного действия антенны, T_{bb} – средняя радиояростная температура фона, принимаемая через боковые и задние лепестки диаграммы направленности, T_p – температура антенны, r – коэффициент влияния температуры приемника T_r на измеряемые антенные температуры. Выходные измеренные сигналы СВЧ радиометра и связаны с антенными температурами простым линейным уравнением:

$$T_a = au + b, \quad (2)$$

где коэффициент a характеризует усиление приемника, а b – опорный уровень.

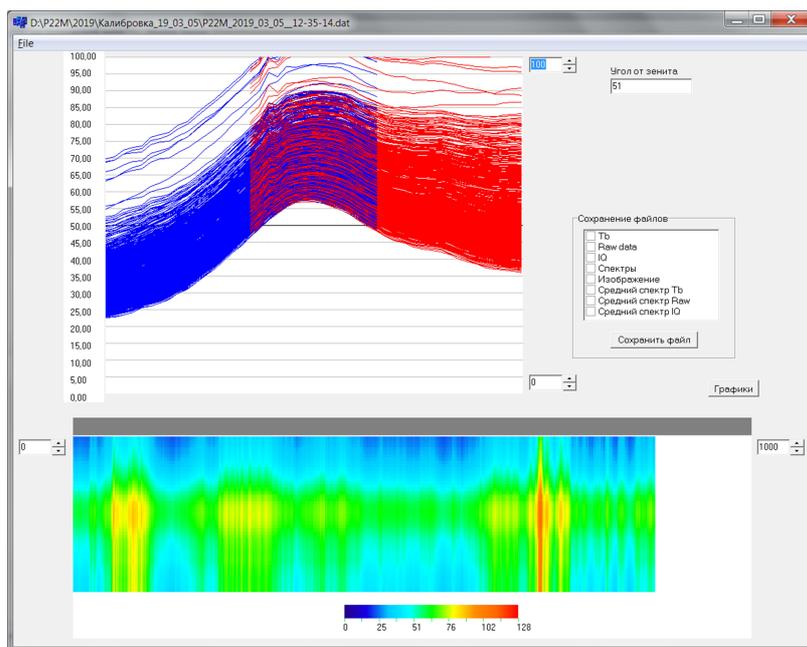


Рис. 1. Интерфейс программы предварительной обработки данных.

Для калибровки использовались специально изготовленные установки, позволяющие производить измерения излучения черного тела при комнатной температуре и при температуре кипения жидкого азота. Одна установка позволяет помещать рупор антенны в специальную камеру, у которой стенки и черное тело имеют одинаковую температуру. Вторая установка состоит из черного тела, перекрывающего только главный лепесток диаграммы направленности антенной системы. При этом радиояростная температура излучения, принимаемого в главном лепестке, может быть равна комнатной температуре и температуре жидкого азота. Специальная методика позволяет откалибровать выходные сигналы радиометра на всех частотах и оценивать характеристики антенной системы. Эксперименты показали, что для используемой антенной системы и особенностей конструкции радиометра необходимо устранение систематических погрешностей.

Процедуры калибровки по формулам (1)–(2) реализованы в программе предварительной обработки. На рис. 1 приведен интерфейс программы предварительной обработки данных. В верхней части отображаются все измеренные спектры радиояростных температур в виде графиков в зависимости от частоты. В нижней части эти спектры представляются в виде изображения. По вертикально оси – частота, по горизонтальной – время, а яркостные температуры кодируются цветом.

Программа позволяет сохранять результаты обработки в различных форматах для дальнейшей тематической обработки.

Восстановление профилей влажности атмосферы

Большое значение для определения параметром атмосферы по СВЧ радиометрическим измерениям имеет знание модельной зависимости между измеряемыми радиояркими температурами и характеристиками излучения атмосферных газов и жидко капельной воды. Нами было проведено сравнение различных моделей. В качестве основных были выбраны модели ARTS [2] и [3]. Модель [3] достаточно адекватно описывает экспериментальные данные и не требует большого числа вычислений. Для описания излучения капельных облаков использовалась модель [4].

Определение параметров атмосферы производилось путем минимизации среднеквадратичной разности между измеренными и модельными значениями спектров радиоярких температур.

$$p^* = \arg \min \sum_{i=1}^N (T_{bi} - \tilde{T}_{bi}(p))^2 \quad (3)$$

где T_{bi} – измеренные значения радиоярких температур на частоте i , \tilde{T}_{bi} – соответствующие модельные значения для вектора параметров атмосферы p . В качестве параметров p могут использоваться как интегральные параметры (интегральное влагосодержание атмосферы, водо-запас облаков), так и отклонения влажности атмосферы от стандартного высотного профиля.

Обработка полученных данных показала, что основная часть вариаций спектра излучения описывается путем задания интегральных параметров атмосферы. На рис. 2 приведен пример результатов определения интегральных параметров атмосферы путем подгонки модельных и измеренных спектров. Влияние профиля влажности атмосферы существенно меньше и, соответственно, получить информацию об этом профиле из полученных измерений гораздо сложнее.

Следует отметить, что при наличии облачности спектры излучения могут изменяться быстрее, чем происходит измерение этого спектра, что приводит к дополнительным ошибкам.

Методика восстановления заключалась в подборе состояния атмосферы (ее температурно-влажностного профиля), модельный радиояркий спектр которого был наиболее близок к реально измеренному в соответствии с формулой (3). Подбор осуществлялся методом последовательных приближений. В качестве исходного состояния выбиралась климатическая норма для места и сезона измерений. Последовательные приближения были реализованы с помощью нелинейного алгоритма Левенберга-Марквардта.

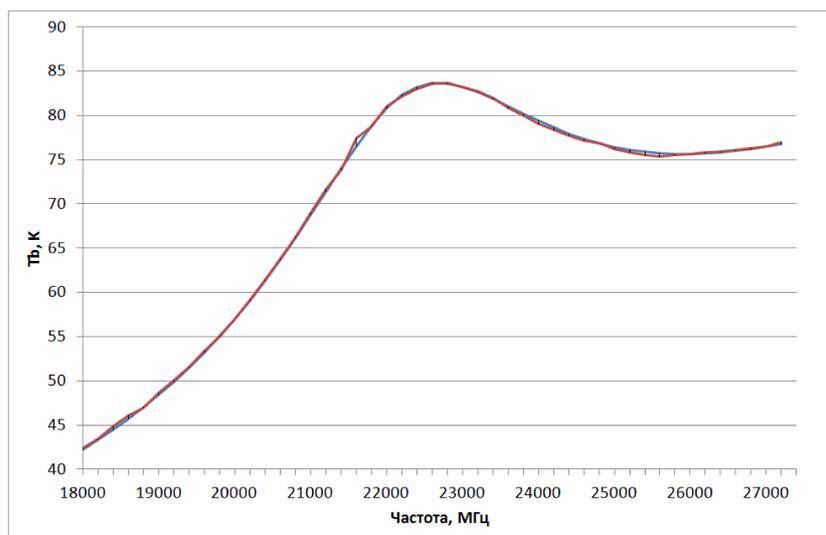


Рис. 2. Спектры радиотеплового излучения атмосферы при наличии облачности (красная линия – результаты измерений, синяя – расчеты по модели).

Пример результатов оценки профиля влажности приведен на рис. 3. В левой части рисунка показаны измеренный радиояркий спектр атмосферы (черная линия) и оптимально приближенный к нему радиояркий спектр безоблачной атмосферы по модели ARTS. Справа на

рис. 3 приведен влажностный профиль атмосферы (синяя линия), соответствующий подобранному радиояркостному спектру.

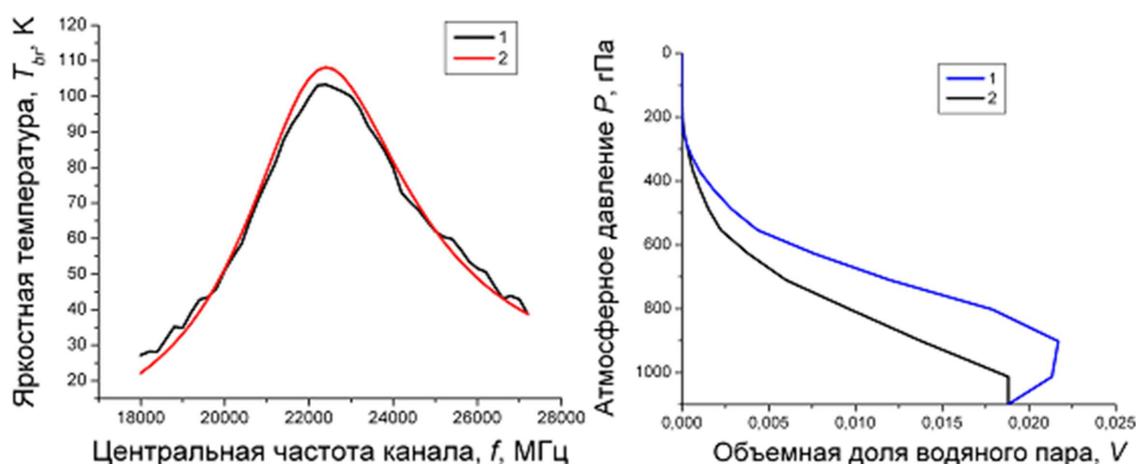


Рис. 3. Результаты обработки данных за 28.07.2018: а) приближение экспериментально измеренного радиояркостного спектра (1) моделью ARTS для безоблачной атмосферы (2); б) восстановленный влажностный профиль (1) в сравнении с климатической нормой для лета средних широт (2).

Заключение

Обработка результатов измерений показывает, что спектральные измерения позволяют более полно анализировать характеристики излучения атмосферы, чем традиционные многоканальные измерения.

Алгоритмы восстановления профилей влажности атмосферы по полученным спектральным измерениям требуют оптимизации в части состава определяемых параметров.

Полученные результаты измерений накапливаются на сервере, архивируются и доступны заинтересованным пользователям.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-29-09615 офи_м) и Госзаданием «ЦОХКИ-1» – регистрационный номер 01201354304.

Список литературы

1. Смирнов В.М., Саворский В.П., Маречек С.В., Турыгин С.Ю. / Спектральные измерения нисходящего радиотеплового излучения атмосферы в диапазоне 18-27 ГГц./ In: Материалы Всероссийской научной конференции Современные проблемы дистанционного зондирования, радиолокации, распространения и дифракции радиоволн, 27.06–29.06.2017 г., Муром, Изд.полиграфический центр МИ ВлГУ, С. 175-179.
2. Buehler S.A., Eriksson P., Kuhn T., von Engeln A., Verdes C. ARTS, the atmospheric radiative transfer simulator // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer, 91:65–93, 2005.
3. Barrett A. H., Chung V. K. A method for the determination of high altitude water vapor abundance from ground based microwave observations // Journal of Geophysical Research, Vol. 67, No 11, P. 4259-4266
4. Аквилонова А.Б., Кутуза Б.Г. Радиотепловое излучение облаков // Радиотехника и электроника, т. 23, № 9, стр. 1792-1806, 1978.

СЕКЦИЯ 8

Математическое моделирование
проблем электродинамики
и распространения радиоволн

Том II, с. 341–344

УДК: 523.985 + 537.876.23

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ПЕРЕВОЗБУЖДЕНИЯ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН В ЗАДАЧЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЮЖНОЙ ГРАНИЦЫ ВЫСЫПАНИЯ УЛЬТРА-ЭНЕРГИЧНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

А. М. Астафьев¹, Г. Ф. Ременец²

¹ *Институт электрофизики и электроэнергетики РАН,
191186, г. Санкт-Петербург, Дворцовая набережная, 18
E-mail: astafev-aleksandr@yandex.ru*

² *Санкт-Петербургский государственный университет,
199034, г. Санкт-Петербург, Университетская набережная, 7/9
E-mail: g.remenets@spbu.ru*

Аннотация. Путем решения обратной СДВ задачи определены характеристики границы спорадического Ds слоя, вызванного вторжением потоков ультра-энергичных релятивистских электронов разных энергий. Особое внимание было уделено эффектам отражения и перевозбуждения нормальных волн на границе между возмущенной и невозмущенной частями радиотрассы. Моделирование в трехмодовом приближении показало, что при анализе сильных и умеренных возмущений эти эффекты могут не учитываться. Для мощных возмущений их влияние может быть более значительным.

Ключевые слова: распространение СДВ радиоволн; неоднородный волновод; перевозбуждение нормальных волн; отражение нормальных волн; ультра-энергичные релятивистские электроны; спорадический Ds слой

ESTIMATION OF MODE CONVERSION EFFECT ON THE SOUTHERN BOUNDARY DETERMINATION FOR THE ULTRA-ENERGETIC RELATIVISTIC ELECTRON PRECIPITATIONS

A. M. Astafiev, G. F. Remenets

Abstract. By solving the inverse VLF problem, characteristics of the boundary of the sporadic Ds layer caused by the precipitations of ultra-energetic relativistic electron fluxes of different power are determined. Particular attention was paid to effect of a normal wave reflection and its conversion into other normal waves on the boundary between disturbed and undisturbed parts of a radio path. By the three-mode modeling, we have shown that it can be discarded for strong and moderate disturbances. For the powerful disturbances the effect may be more significant.

Keywords: VLF radio wave propagation; inhomogeneous waveguide; normal wave conversion; normal wave reflection; ultra-energetic relativistic electrons (URE); sporadic Ds layer

Введение

Явление высыпания ультра-энергичных релятивистских электронов (УРЭ) в полярную атмосферу было обнаружено и исследовано косвенным методом путем анализа амплитуд и фаз сверхдлинноволновых (СДВ) сигналов. Суть этого явления заключается во вторжении в среднюю полярную атмосферу Земли высокоэнергичных релятивистских электронов с энергией ~ 100 МэВ. Вторгающиеся электроны тормозятся в окрестности 40 км над поверхностью Земли и генерируют тормозное рентгеновское излучение, которое приводит к появлению спорадического Ds слоя в области 10 – 40 км [1]. Пространственный масштаб таких возмущений соизмерим с авроральной зоной Земли, а их длительность составляет от десятка минут до нескольких часов. Факт существования описанного явления был получен только косвенным методом благодаря многолетним и непрерывным наземным измерениям амплитуд и фаз СДВ сигналов 10 – 16 кГц на

полностью авроральной (Алдра – Апатиты) и частично авроральной (Великобритания – Апатиты) радиотрассах [1–4]. В настоящее время данный тип аномальных возмущений не регистрируется другими известными средствами мониторинга нижней ионосферы, а также отсутствуют спутниковые измерения электронных потоков такой большой плотности в ближнем космосе.

В результате проведенного анализа СДВ данных удалось определить эффективную электронную концентрацию средней атмосферы во время вторжения УРЭ, среднюю энергию вторгающихся электронов и указать на наличие резкой границы (эффект геомагнитной отсечки) потока УРЭ, ионизирующего атмосферу в большом диапазоне северных широт. В работах [2–4] были определены численные значения географических и геомагнитных широт для ряда событий, происходивших с 1982 по 1987 годы. Задача определения южной границы возмущений решалась с использованием представления частично авроральной радиотрассы (вдоль которой распространяется сигнал с частотой 16 кГц) в виде последовательности трех регулярных волноводных каналов «Земля – ионосфера», моделирующих различные участки радиотрассы. Однако границы раздела регулярных участков волновода являются причиной дополнительного ослабления сигнала, порождаемого эффектами отражения и перевозбуждения нормальных волн, которые в работах [2–4] из рассмотрения были исключены. Целью данной работы является оценка вклада этих эффектов в ослабление принимаемого из Великобритании сигнала и связанной с этим ошибки определения южной границы возмущений.

Содержание доклада

В рамках принятой и описанной в работе [2] модели радиотрасса Великобритания – Апатиты представляется виде последовательности трех однородных участков с двумя резкими переходами между этими участками трассы. Первый переход между среднеширотным и авроральным невозмущенным участком трассы является стационарным и не дает вклад в относительное ослабление сигнала в течение возмущения. Второй переход, соединяющий невозмущенный и возмущенный участок авроральной трассы, является нестационарным и представляет больший интерес для рассмотрения, так как может существенно влиять на характеристики принимаемого сигнала во время возмущения. Как в работах [2–4] ниже будет полагаться неподвижной положение границы возмущенного участка радиотрассы.

Для оценки ослабления сигнала, вызванного неоднородностью радиотрассы, рассмотрим СДВ задачу в сферическом волноводе, который состоит из двух частей с резкой границей и разными комплексными диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_I(r)$ и $\varepsilon_{II}(r)$, характеризующие невозмущенный (I) и возмущенный (II) участок трассы Великобритания – Апатиты (рис.1).

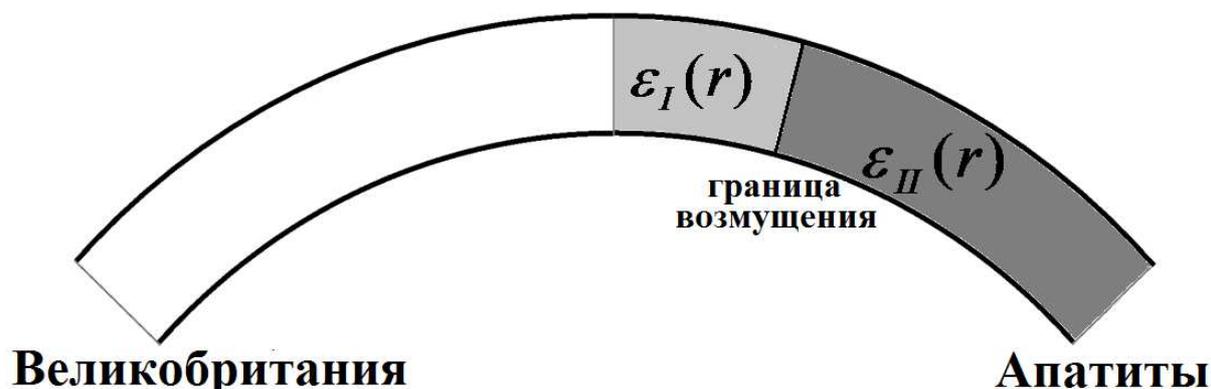


Рис. 1. Модель неоднородной радиотрассы Великобритания – Апатиты.

Комплексные диэлектрические проницаемости $\varepsilon_I(r)$ и $\varepsilon_{II}(r)$ являются функциями поперечной координаты (высоты) r и определяются через соответствующие профили эффективной электронной концентрации, которые были взяты из работы [1]. На границе двух волноводов должны

выполняться условия непрерывности поперечных по отношению к этой границе компонент электрического E_r и магнитного поля H_φ , которые выражаются через вектор Герца, имеющему в рассматриваемом случае только одну компоненту Π_r [5]. Компоненты полей E_r и H_φ слева и справа от границы можно представить в виде суммы компонент полей E_r и H_φ отдельных нормальных волн [5, 6]. Ограничимся рассмотрением только первых трех нормальных волн. Пусть слева от рассматриваемой границы падает волна номера $i = 1$ (TM0) с единичной амплитудой. Полное поле в первом (невозмущенном) волноводе (I) состоит из поля падающей волны и суммы полей обратных волн (индексы r и φ у полей можно опустить):

$$E_I = E_1 + \sum_{i=1}^3 R_i E_{-i}, H_I = H_1 + \sum_{i=1}^3 R_i H_{-i} \quad (1)$$

Полное поле во втором (возмущенном) волноводе состоит только из прямых волн, уходящих от границы:

$$E_{II} = \sum_{i=1}^3 T_i E_i, H_{II} = \sum_{i=1}^3 T_i H_i \quad (2)$$

где T_i и R_i – искомые комплексные амплитуды прямых и обратных волн (коэффициенты отражения и перевозбуждения).

Поля отдельных нормальных волн выражаются через собственные функции $U_i^{I,II}(r)$ поперечного оператора $L_r^{I,II}$ и являются решением уравнения $L_r^{I,II} U_i^{I,II}(r) = \lambda_i^{I,II} U_i^{I,II}(r)$ [4, 5]. Собственные значения поперечного оператора $\lambda_i^{I,II}$ известным образом связаны с параметром $\nu_i^{I,II} = \sqrt{\lambda_i^{I,II} + 1/4}$, который определяет зависимость полей вдоль продольной координаты (угла Θ) асимптотически $\sim e^{(j\nu_i^{I,II}\Theta)}$ [5]. Собственные функции и собственные значения поперечного оператора вычислялись путем численного интегрирования нелинейного уравнения Рикатти [4] от нижней $r = R$ до верхней границы волноводного канала $r = R + z$ (R – радиус Земли), используя условия нормировки $U_i^{I,II}(R) = 1$. При вычислении $U_i^{I,II}(r)$ и $\nu_i^{I,II}$ (или $\lambda_i^{I,II}$) необходимо выбирать такие значения z , больше которых результат интегрирования бы не менялся. В приведенных ниже решениях для профилей эффективной электронной концентрации [1] полагалось $z = 90$ км. Собственные функции поперечного оператора обладают свойством ортогональности [5], когда скалярное произведение:

$$\langle U_i^{I,II}(r) * U_k^{I,II}(r) \rangle \equiv \int_R^{R+z} U_i^{I,II}(r) U_k^{I,II}(r) dr = 0 \quad (3)$$

при условии $i \neq k$.

Используя условие непрерывности компонент полей E_r и H_φ на границе двух волноводных каналов и свойство ортогональности собственных функций $U_i^{I,II}(r)$, можно получить следующие уравнения для искомых комплексных амплитуд T_i и R_i :

$$T_i \nu_i^{II} \langle U_i^{II}(r) * U_i^{II}(r) \rangle = \nu_1^I (\langle U_1^I(r) * U_i^{II}(r) \rangle - R_1 \langle U_1^I(r) * U_i^{II}(r) \rangle) - R_2 \nu_2^I \langle U_2^I(r) * U_i^{II}(r) \rangle - R_3 \nu_3^I \langle U_3^I(r) * U_i^{II}(r) \rangle \quad (4)$$

$$T_i (\nu_i^{II})^2 \langle U_i^{II}(r) * U_i^{II}(r) \rangle = (\nu_1^I)^2 (1 - R_1) \left\langle \frac{\varepsilon_{II}(r)}{\varepsilon_I(r)} U_1^I(r) * U_i^{II}(r) \right\rangle - R_2 (\nu_2^I)^2 \left\langle \frac{\varepsilon_{II}(r)}{\varepsilon_I(r)} U_2^I(r) * U_i^{II}(r) \right\rangle - R_3 (\nu_3^I)^2 \left\langle \frac{\varepsilon_{II}(r)}{\varepsilon_I(r)} U_3^I(r) * U_i^{II}(r) \right\rangle. \quad (5)$$

Из шести уравнений (4) и (5) вычислялись три комплексных коэффициента отражения и три комплексных коэффициента прохождения (первозбуждения) для двух типов профилей эффективной электронной концентрации, которые соответствуют случаям сильных и мощных возмущений (характеристики этих профилей представлены в работе [1]).

Приведенный по вышеописанной методике анализ показал, что поле невозмущенного волновода почти полностью определяется полем падающей волны. Уровень отраженных от границы

возмущенной области волн не превышает 1 % от уровня падающего поля ТМ₀ волны даже для мощных возмущений, характеризующиеся наибольшими вариациями эффективной электронной концентрации. Напротив, поле возмущенного аврорального участка радиотрассы в значительной степени определяется полем второй нормальной волны. Амплитуда второй нормальной волны для случая мощных возмущений составляет 15 % первой нормальной волны, а фазовый сдвиг первой нормальной волны составляет около 3 мкс. Для сильных возмущений эти величины получаются меньше – 7 % и 1,2 мкс соответственно. Амплитуда третьей нормальной волны примерно в десять раз меньше амплитуды второй нормальной волны для обоих случаев.

Полученные вариации поля первой нормальной волны, связанные главным образом с возбуждением второй нормальной волны в возмущенной части радиотрассы, оказываются несущественными при решении задачи определения границы возмущенной области. Эти изменения оказываются сопоставимы с ошибками измерения использованных экспериментальных данных. Следует подчеркнуть, что полученные численные результаты относятся только к моментам времени максимума сильных и мощных возмущений, тогда как при вычислении границы анализируется возмущение в течение всей его длительности [2, 3]. В моменты времени, отличных от максимума возмущений следует ожидать меньшие значения фазового сдвига и изменения амплитуды первой нормальной волны. Кроме того, в работах [2, 3] анализировались только сильные и умеренные возмущения, при которых влияние дополнительного ослабления первой нормальной волны не превышает нескольких процентов. Поле возникающей второй нормальной волны в заявленных пределах точности решения задачи определения южной границы [2–4] можно не учитывать, так как ее ослабление на участке трассы граница возмущения – точка приема (Апатиты) в 3 – 4 раза больше ослабления первой нормальной волны.

Список литературы

1. Beloglazov M. I., Remenets G. F. Investigation of powerful VLF disturbances // Intern. J. Geom. Aeronom., 2005. Vol. 5. No. 3. April issue. GI3004, doi:10.1029/2005GI000101.
2. Remenets G.F., Astafiev A.M. Southern boundaries of ultraenergetic relativistic electron precipitations in several cases from 1982 -1986 years. J. Geophys. Res., Space Physics, 2015, 120(5), 3318 – 3327. doi:10.1002/2014JA020591.
3. Remenets G. F., Astafiev A. M. Solution uniqueness of an inverse VLF problem: A case-study of the polar, ground-based, VLF radio signal disturbances caused by the ultra-energetic relativistic electron precipitations and of their southern boundaries // Advances in Space Research, 2016, Vol. 58, pp. 878-889. DOI: 10.1016/j.asr.2016.05.45.
4. Remenets G.F., Astafiev A.M. Generalized Schumann and variation moment methods used for the determination of the equatorward boundary of the ultra-energetic relativistic electron precipitations into the auroral middle atmosphere. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics 182 (2019) 186–193. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.11.019>
5. Макаров Г.И., Новиков В.В., Рыбачек С.Т. Распространение радиоволн в волноводном канале Земля - ионосфера. М.: Наука, 1994. 152 с.
6. Фок В. А. (1970) Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. Москва, «Советское радио». 520 с.

Том II, с. 345–349

УДК: 517.957+537.876

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОДОВЫХ ГРУПП БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

М. А. Бисярин¹, Д. М. Брянцев^{1,2}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет,
199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7-9

E-mail: m.bisyarin@spbu.ru

² King Abdullah University of Science and Technology (KAUST),
23955-6900 Thuwal, Al-Khawarizmi Applied Math. Building (Bldg.#1), Саудовская Аравия

E-mail: dmitrii.briantcev@gmail.com

Аннотация. Изучен слабо-нелинейный процесс распространения импульса в цилиндрическом волноводе с квадратичной зависимостью показателя преломления от радиальной координаты в пределах сердцевинны и постоянным показателем преломления оболочки. Установлено трансцендентное характеристическое уравнение для определения постоянных распространения мод, и показано, что модовые группы расщепляются в окрестности частоты отсечки. Для огибающей импульса выведено нелинейное уравнение Шредингера с коэффициентами, зависящими от модовых индексов, и на его основе оценён разброс скоростей распространения импульсов, высокочастотное заполнение которых представлено модами из одной модовой группы.

Ключевые слова: цилиндрический волновод, диэлектрическое заполнение, модовые группы, вырожденная гипергеометрическая функция, нелинейное уравнение Шредингера, солитоны огибающей

PROPAGATION OF HIGH-POWER MODE GROUPS IN THE CYLINDRICAL DIELECTRIC WAVEGUIDE

M. A. Bisyarin, D. M. Briantcev

Abstract. The weak-nonlinear process of pulse propagation in the cylindrical waveguide was studied for the refractive index depending quadratically on the radial coordinate within the core, and being constant in the cladding. A transcendent characteristic equation is stated for determination of the mode propagation constants, and mode groups are shown to split in the vicinity of cutoff frequency. The nonlinear Schrödinger equation is derived for the pulse envelope with coefficients depending on the mode indices, and proceeding from it, the velocities range is estimated for the pulses whose carrier is represented by the modes of a given mode group.

Keywords: cylindrical waveguide, dielectric medium, mode groups, confluent hypergeometric function, nonlinear Schrödinger equation, envelope solitons

Введение

Волноводные структуры, формируемые за счёт неоднородности среды заполнения, являются предметом изучения во многих разделах физики и находят многочисленные практические применения. Для направленного распространения электромагнитного излучения создаются диэлектрические каналы со специфичным профилем показателя преломления в поперечном сечении. Примерами таких структур оптического диапазона являются планарные волноводы интегральной оптики и оптические волокна [1, 2], диэлектрическое заполнение в ускорительных каналах применяется также для генерации терагерцового излучения. В естественных условиях существуют стабильные волноводные каналы распространения радиоволн длинноволновых диапазонов [3], а воздействием на ионосферу мощными импульсами [4] создаются каналы для высокочастотных волн. Отмечалось образование в атмосфере каналов акустических, магнитно-звуковых и внутренних гравитационных волн.

При повышении мощности вводимого в волновод излучения в заполняющей среде возбуждаются нелинейные эффекты. Их механизм обусловлен зависимостью показателя преломления среды от амплитуды распространяющейся волны. Важное следствие таких эффектов - формирование солитонов огибающей, причём их характеристики обуславливаются не только свойствами среды, но также и модой высокочастотного заполнения [5].

В настоящей работе изучается распространение импульсов в диэлектрическом волноводе круглого поперечного сечения. Моды такого волновода могут быть объединены в группы (по крайней мере, неоднозначно) по признаку, что разброс постоянных распространения мод в одной группе много уже, чем разность средних значений постоянных распространения двух соседних групп. Модовые группы явным образом выделяются в волноводах с квадратичным профилем показателя преломления в поперечном сечении. Целью настоящей работы является оценка различий нелинейной динамики огибающей импульса, высокочастотное заполнение которого представлено различными модами из одной и той же модовой группы.

Модовые группы в цилиндрическом диэлектрическом волноводе

Рассмотрим слабо-нелинейный процесс распространения короткого импульса в волноводе цилиндрической формы, заполненном диэлектрической средой с показателем преломления $n(r)$, r – радиальная координата в поперечном сечении. Считаем, что диэлектрическая среда обладает керровой нелинейностью, то есть, при распространении волнового поля \mathcal{E} квадрат показателя преломления приобретает добавку $\alpha|\mathcal{E}|^2$, пропорциональную мощности волны. Пренебрежём, в частности, взаимодействием поляризации и ограничимся исследованием скалярной задачи.

Процесс распространения волны описывается нелинейным уравнением

$$\Delta \mathcal{E} - \left(n^2(r) + \alpha |\mathcal{E}|^2 \right) \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

естественным образом обобщающим линейное волновое уравнение на случай нелинейных процессов. В уравнении (1) использованы безразмерные переменные: расстояния пропорциональны волновому числу в вакууме, а время t пропорционально угловой частоте колебаний. В настоящей работе принимается квадратичная зависимость

$$n^2(r) = \begin{cases} n_0^2 - 2\Delta n_0^2 \frac{r^2}{a^2} & , \quad 0 \leq r \leq a \\ n_1^2 & , \quad r > a \end{cases}, \quad (2)$$

здесь n_0 – показатель преломления на оси волновода, $\Delta = \frac{n_0^2 - n_1^2}{2n_0^2}$. Если n_1 мало отличается от n_0 , то величина Δ приближённо равна относительной разности показателей преломления n_0 и n_1 .

Ранее проведённые исследования [5] показали, что нелинейный режим распространения короткого импульса следует трактовать как трёхмасштабный процесс: высокочастотное заполнение модулируется огибающей, нелинейная динамика которой характеризуется двумя масштабами. Слабая нелинейность и отношение скоростей subprocessов характеризуется малым параметром ε , задающим порядок величины амплитуды волны. Тем самым, отношение нелинейного слагаемого в уравнении (1) к линейным оказывается порядка ε^2 . В качестве продольной координаты следует взять медленную переменную $\zeta \sim \varepsilon^2$, так что фактическая продольная координата в (1) есть $\frac{\zeta}{\varepsilon^2}$. Отметим, что такой выбор продольной координаты открывает возможность аналитически учесть продольную неоднородность волновода [6].

Решение уравнения (1) ищется в виде

$$\mathcal{E}(r, \varphi, z, t) = \varepsilon E(r, \varphi, \zeta, \theta) e^{i\left(\frac{ne\zeta}{\varepsilon^2} - t\right)} = \sum_{j=0}^{\infty} \varepsilon^{j+1} E_j(r, \varphi, \zeta, \theta) e^{i\left(\frac{ne\zeta}{\varepsilon^2} - t\right)}, \quad (3)$$

где

$$\theta = \frac{q\zeta}{\varepsilon} - \varepsilon t \quad (4)$$

представляет собой фазу огибающей импульса. Постоянные n_e (эффективный показатель преломления моды) и q должны быть определены в ходе решения задачи, для распространяющихся мод $n_0 > n_e > n_1$. Учитывая 2π -периодичность волнового поля по азимутальной координате φ , явно выделяем зависимость $E_0 \sim e^{i\nu\varphi}$, ν – целое число. После подстановки (3) и (4) в уравнение (1) и приравнивания нулю членов одного порядка по ε получаем в старшем порядке

$$\frac{\partial^2 E_0}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_0}{\partial r} + \left(n^2(r) - n_e^2 - \frac{\nu^2}{r^2} \right) E_0 = 0. \quad (5)$$

Структура уравнения (5) позволяет представить его решение в виде произведения $E_0(r, \zeta, \theta) = F(r)P(\theta, \zeta)$, функция $P(\theta, \zeta)$ естественно трактуется как огибающая импульса.

Как показано в работе [7], рассмотрение градиентных волноводов удобнее проводить с использованием радиальной переменной $\rho = V \frac{r^2}{a^2}$, $V = an_0 \sqrt{2\Delta}$ – нормализованная частота [7], тогда явно проявляется автомодельный характер процесса. Граничным значением между сердцевиной и оболочкой является $\rho = V$, а уравнение (5) для сердцевины ($\rho \leq V$) представляется в виде

$$\frac{d^2 F}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dF}{d\rho} + \left(\frac{x^2}{4V\rho} - \frac{1}{4} - \frac{\nu^2}{4\rho^2} \right) F = 0, \quad (6)$$

здесь введены обозначения $x^2 = a^2(n_0^2 - n_e^2)$, $y^2 = a^2(n_e^2 - n_1^2)$, причём выполняется соотношение $x^2 + y^2 = V^2$. Параметр x (или y) определяет эффективный показатель преломления моды, он получается при решении уравнения (6) с граничными условиями.

Распространение волн в градиентном волноводе с квадратичным профилем показателя преломления хорошо изучено в предположении, что зависимость (2) распространяется на неограниченные расстояния от оси. Если дополнить уравнение (6) условиями конечности F при $\rho=0$ и $F \rightarrow 0$ при $\rho \rightarrow \infty$, то из этой задачи получается дискретный набор параметров

$$x_{\nu\mu}^2 = 2V(2\mu + \nu + 1). \quad (7)$$

Из формулы (7) немедленно вытекает, что моды, радиальный (μ) и азимутальный (ν) индексы которых связаны соотношением $2\mu + \nu + 1 = m = \text{const}$, имеют одинаковую фазовую скорость. На этом основании они объединяются в m -ую модовую группу.

Постоянные распространения мод заданной модовой группы при учёте оболочки

Определим радиальные функции $F_{\nu\mu}(\rho)$ для волновода с профилем показателя преломления (2). Решение уравнения (5) распадается на две задачи: для сердцевины и для оболочки. Построим ограниченное решение уравнения (6) на отрезке $[0, V]$. Подставив $F(\rho) = \rho^{\frac{\nu}{2}} e^{-\frac{\rho}{2}} \mathcal{F}(\rho)$ в (6), для функции $\mathcal{F}(\rho)$ получаем вырожденное гипергеометрическое уравнение, решением которого является вырожденная гипергеометрическая функция [8]

$$\mathcal{F}(\rho) = \mathcal{F} \left(\frac{\nu+1}{2} - \frac{x^2}{4V} \middle| \nu+1 \middle| \rho \right) = 1 + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\Gamma \left(\frac{\nu+1}{2} - \frac{x^2}{4V} + s \right)}{\Gamma \left(\frac{\nu+1}{2} - \frac{x^2}{4V} \right)} \frac{\nu!}{s! (\nu+s)!} \rho^s \quad (8)$$

(для неё не стали вводить другое обозначение).

В оболочке ($\rho > V$) радиальная функция F удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2 F}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dF}{d\rho} - \left(\frac{y^2}{4V\rho} + \frac{\nu^2}{4\rho^2} \right) F = 0,$$

его решением, исчезающим при удалении от оси, является функция Макдональда $F(\rho) = K_{\nu} \left(y \sqrt{\frac{\rho}{V}} \right)$. Непрерывность радиальной функции и её производной на границе сердцевины и оболочки обеспечивается при выполнении условий сшивания, следствием из которых является характеристическое уравнение

$$(yK_{\nu+1}(y) - VK_{\nu}(y)) \mathcal{F}\left(\frac{\nu+1}{2} - \frac{x^2}{4V} \mid \nu+1 \mid V\right) - \left(\frac{x^2}{2(\nu+1)} - V\right) K_{\nu}(y) \mathcal{F}\left(\frac{\nu+3}{2} - \frac{x^2}{4V} \mid \nu+2 \mid V\right) = 0, \quad (9)$$

при выводе использовалось правило дифференцирования гипергеометрической функции $\frac{d}{d\rho} \mathcal{F}(a|c|\rho) = \frac{a}{c} \mathcal{F}(a+1|c+1|\rho)$. Решение уравнения (9) относительно x или y в конечном счёте определяет постоянную распространения соответствующей моды.

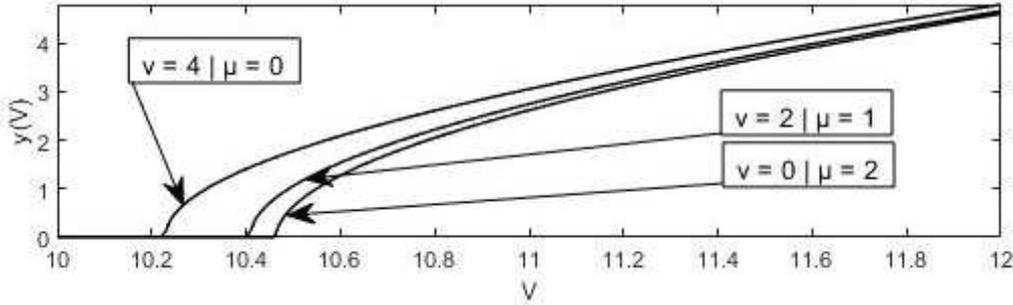


Рис. 1. Решение характеристического уравнения для модовой группы $m=5$.

При фиксированном азимутальном индексе ν корни (9) представляются как функции от нормализованной частоты $x_{\nu\mu}(V)$, для каждой моды существует нормализованная частота отсечки V_c , определяемая равенством $x_{\nu\mu}(V_c) = V_c$ или ему эквивалентным $y_{\nu\mu}(V_c) = 0$. Мода (ν, μ) распространяется в волноводе, если $V > V_c$.

После определения параметров x и y из уравнения (9) становится возможным выписать аналитическое выражение для радиальной функции моды (ν, μ) :

$$F_{\nu\mu}(\rho) = \begin{cases} A \frac{\rho^{\frac{\nu}{2}} e^{-\frac{\rho}{2}} \mathcal{F}\left(\frac{\nu+1}{2} - \frac{x_{\nu\mu}^2}{4V} \mid \nu+1 \mid \rho\right)}{V^{\frac{\nu}{2}} e^{-\frac{V}{2}} \mathcal{F}\left(\frac{\nu+1}{2} - \frac{x_{\nu\mu}^2}{4V} \mid \nu+1 \mid V\right)}, & 0 \leq \rho \leq V \\ A \frac{K_{\nu}(y_{\nu\mu} \sqrt{\frac{\rho}{V}})}{K_{\nu}(y_{\nu\mu})}, & \rho > V \end{cases}, \quad (10)$$

в котором постоянная A определяется из условия нормализации $\int_0^{\infty} F_{\nu\mu}^2(\rho) d\rho = 1$. Следуя методике [5, 6], можно показать, что огибающая импульса удовлетворяет нелинейному уравнению Шредингера

$$2in_e \frac{\partial P}{\partial \zeta} + g \frac{\partial^2 P}{\partial \theta^2} + h|P|^2 P = 0$$

с коэффициентом g , зависящим от модовых индексов ν и μ [6], и коэффициентом h , пропорциональным коэффициенту Керра α (1). Из его солитонного решения

$$P(\theta, \zeta) = \operatorname{sech} \sqrt{\frac{h}{2g}} \theta \cdot e^{i \frac{h}{4n_e} \zeta}$$

вытекает, что огибающая перемещается вдоль продольной координаты со скоростью $1/q_{\nu\mu}$, где

$$q_{\nu\mu} = n_{\nu\mu} + \frac{4V}{a^2 n_{\nu\mu}} \int_0^{\infty} \rho \left(\frac{dF_{\nu\mu}}{d\rho} \right)^2 d\rho + \frac{\nu^2 V}{a^2 n_{\nu\mu}} \int_0^{\infty} \frac{1}{\rho} F_{\nu\mu}^2(\rho) d\rho \quad (11)$$

является следствием условия разрешимости задачи для E_1 [6]. По формуле (11) вычисляется скорость солитонного импульса, высокочастотное заполнение которого представлено произвольной модой (10) при заданной нормализованной частоте V . В частности, для модовой группы $m=5$ разброс скоростей составляет не менее 2% в окрестности отсечки, второе и третье слагаемые в (11) лишь увеличивают эту оценку.

Заключение

Модовые группы диэлектрического волновода с квадратичным профилем показателя преломления (2), определяемые соотношением (7) в модели с пренебрежением оболочкой, при учёте оболочки расщепляются на явно выделяемые пучки мод. Постоянные распространения этих мод определяются как решения характеристического уравнения (9), различие наиболее критично в окрестности нормализованной частоты отсечки. Формула (11) позволяет вычислить скорость распространения импульса в нелинейном режиме для произвольной моды высокочастотного заполнения из фиксированной модовой группы. Численные оценки показывают, что такими расхождениями не следует пренебрегать при определении временных задержек импульсов в исследуемых технических и природных волноводных структурах.

Список литературы

1. Маркузе Д. Оптические волноводы. – М.: Мир, 1974. – 576 с.
2. Hartog A. An introduction to distributed optical fibre sensors. – N.Y.:CRC Press, 2017. – 470 p.
3. Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Ляхов А.Н., Поклад Ю.В., Ряховский И.А. Пространственно-временные распределения электронной плотности в ионосфере по данным регистрации полного электронного содержания и фазы ОНЧ-сигналов // Геомагнетизм и аэрономия. – 2017. – Т. 57, № 3. – С.500-509.
4. Сергеев Е.Н., Грач С.М., Фролов В.Л., Шиндин А.В. Диагностика генерации, релаксации и переноса искусственных плазменных возмущений с помощью коротких импульсов мощного радиоизлучения // Известия вузов. Радиофизика. – 2016. – Т.59, № 11.– С. 977-990.
5. Молотков И.А., Вакуленко С.А., Бисярин М.А. Нелинейные локализованные волновые процессы. – М.: Янус-К, 1999. – 176 с.
6. Bisyarin M.A., Molotkov I.A. Subpicosecond pulse propagation in optical fibres with transverse and longitudinal inhomogeneities // Chaos, Solitons and Fractals. – 2003. – Vol.17. – P.303-312.
7. Bisyarin M.A., Kotov O.I., Hartog A.H., Liokumovich L.B., Ushakov N.A. Rayleigh backscattering from the fundamental mode in multimode optical fibers // Applied Optics. – 2016. – Vol. 55, № 19. – P. 5041-5051.
8. Олвер Ф. Асимптотика и специальные функции. – М.: Наука, 1990. – 528 с.

Том II, с. 350–353

УДК: 537.87; 621.371; 517.958

МЕТОД ЛОКАЛЬНОЙ АСИМПТОТИКИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ КРАЕВОЙ КАТАСТРОФЫ, ОПИСЫВАЮЩИЙ СОВМЕСТНУЮ ФОКУСИРОВКУ ГЕОМЕТРООПТИЧЕСКИХ И ДИФРАКЦИОННЫХ ВОЛН

Ю. И. Бова, А. С. Крюковский, Е. В. Михалёва

АНО ВО «Российский Новый Университет», Москва, ул. Радио, д.22

E-mail: julia_bova@mail.ru, kryukovsky56@yandex.ru, mihaleva_umu@bk.ru

Аннотация. Изложен метод локальной асимптотики, описывающий эталонные дифракционные структуры волновых полей в случае, когда семейство первичных (геометрооптических) и вторичных (краевых) лучей образуют фокусировки каспоидного типа. Для катастрофы $K_{4,2}$ найдены параметры универсальной деформации: коэффициенты, функциональный модуль и фаза бегущей волны.

Ключевые слова: математическое моделирование; локальные асимптотики; краевые катастрофы; фокусировки; универсальная деформация; функциональный модуль, краевые лучи

THE METHOD OF LOCAL ASYMPTOTICS FOR DETERMINING THE PARAMETERS OF AN EDGE CATASTROPHE DESCRIBING THE JOINT FOCUSING OF GEOMETRIC-OPTICAL AND DIFFRACTION WAVES

Yu. Ig. Bova, A. S. Kryukovsky, E. V. Mikhaleva

Abstract. The local asymptotic method is created, which describes the reference diffraction structures of wave fields in the case when a family of primary (geometrical-optical) and secondary (edge) rays form cuspid focusing. For the $K_{4,2}$ catastrophe, the parameters of unfolding were found: coefficients, functional module, and phase of the traveling wave.

Keywords: mathematical modeling; local asymptotics; edge catastrophes; focusings; unfolding; functional module, edge rays

Применение теории катастроф к различным областям физики позволяет описывать поля в фокальных и дифракционных областях в задачах рассеяния и распространения излучения в виде эталонных структур, содержащих специальные функции волновых катастроф [1–4]. Для этого необходимо связывать физические параметры реальной задачи с параметрами эталонных структур, соответствующих катастрофам, то есть находить «параметры подобия», главными из которых являются коэффициенты универсальной деформации и функциональные модули.

Важной топологической особенностью является унимодальная краевая катастрофа $\Sigma = K_{4,2} = (A_3, A_3)$, структурно-устойчивая в четырехмерном пространстве. Она описывает совместную каспоидную фокусировку типа «каустическое острие – A_3 » как семейства первичных геометрооптических (ГО) лучей (с краем), так и семейства вторичных краевых лучей [2, 3, 5–7].

В настоящей работе на примере катастрофы $K_{4,2}$ изложен метод локальной асимптотики определения параметров универсальной деформации:

$$F_{\Sigma} = \nu_2 \xi_2^2 + a \xi_1^2 \xi_2 + \nu_1 \xi_1^4 + \lambda_1 \xi_1 + \lambda_2 \xi_1^2 + \lambda_3 \xi_2 + \lambda_4 \xi_1 \xi_2, \quad (1)$$

В (1) $\nu_1, \nu_2 = \pm 1$, a – функциональный модуль, λ_j – коэффициенты универсальной деформации.

Рассмотрим фазовую функцию $\Phi(\eta_1, \eta_2, \alpha)$ в окрестности особой точки с координатами (α_0) , в которой при $\lambda_j = 0$ универсальная деформация переходит в нормальную форму. Справедливо тождество $\mu \equiv \Lambda \Phi = F_{\Sigma} + \theta$ (см., например, [1, 2, 5]), или:

$$c \equiv \mu(\eta_1(\alpha), \eta_2(\alpha), \alpha) - F_{\Sigma}(\xi_1, \xi_2, a(\alpha), \lambda(\alpha)) - \theta(\alpha) = 0, \quad (2)$$

в котором Λ – большой параметр ($\Lambda \gg 1$), а $\theta(\alpha)$ – фаза бегущей волны. Между внутренними переменными фазовой функции и внутренними переменными универсальной деформации существует взаимнооднозначное отображение [1, 2, 5]:

$$\eta_1 = g_1(\xi_1, \xi_2, \alpha), \quad \eta_2 = \eta_{o2} + \xi_2 g_2(\xi_1, \xi_2, \alpha). \quad (3)$$

Для определения $\lambda_j(\alpha)$, $a(\alpha)$, и $\theta(\alpha)$ используем разработанный нами метод локальной асимптотики [2, 8–11]. Введем обозначения ($i, j, k, l=1,2$):

$$\mu_i = \partial\mu/\partial\eta_i|_{(\alpha_o)}, \mu_{ik} = \partial^2\mu/\partial\eta_i\partial\eta_k|_{(\alpha_o)}, \dots; p_j^i = \partial\eta_i/\partial\xi_j|_{(\alpha_o)}, p_{jk}^i = \partial^2\eta_i/\partial\xi_j\partial\xi_k|_{(\alpha_o)}, \dots \quad (4)$$

В более сложных случаях мы будем использовать обозначения:

$$\mu_{(n,m)} = \partial^{n+m}\mu/\partial\eta_1^n\partial\eta_2^m|_{(\alpha_o)}, c_{(n,m)} = \partial^{n+m}c/\partial\eta_1^n\partial\eta_2^m|_{(\alpha_o)}, p_{(n,m)}^i = \partial^{n+m}\eta_i/\partial\xi_1^n\partial\xi_2^m|_{(\alpha_o)}. \quad (5)$$

В особой точке (α_o) (см. [2])

$$\xi_1 = \xi_2 = 0, \quad \eta = \eta_o. \quad (6)$$

При $\eta_2 = \eta_{o2}$ внутренняя переменная $\xi_2 = 0$ (4) [2, 7, 8], и (2) переходит в тождество сужения:

$$\Omega \equiv \mu(\eta_1(\alpha), \eta_{o2}, \alpha) - \nu_1\xi_1^4 - \lambda_1(\alpha)\xi_1 - \lambda_2(\alpha)\xi_1^2 - \theta(\alpha) = 0. \quad (7)$$

Это тождество соответствует особенности \mathbf{A}_3 для краевых лучей. В [2, 10, 11] показано, что в \mathbf{A}_3 :

$$\mu_1 = \mu_{11} = \mu_{111} = 0, \quad \mu_{1111} \neq 0. \quad (8)$$

Учитывая (8), видим, что получения p_{11}^1 необходимо продифференцировать (7) в особой точке 4 раза по ξ_1 , для определения $p_{11}^1 - 5$ раз и так далее. Выполняя вычисления, находим [2, 8, 11]:

$$d \equiv p_1^1 = (24/|\mu_{1111}|)^{1/4}, p_{11}^1 = -0, 1\mu_{(5,0)}d^2/\mu_{(4,0)}, p_{111}^1 = \left(21\mu_{(5,0)}^2/\left(400\mu_{(4,0)}^2\right) - \mu_{(6,0)}/\left(20\mu_{(4,0)}\right)\right)d^3,$$

$$\nu_1 = \text{sign}\mu_{1111}, p_{1111}^1 = \left(0, 08\mu_{(5,0)}\mu_{(6,0)}/\mu_{(4,0)}^2 - 6\mu_{(5,0)}^3/\left(125\mu_{(4,0)}^3\right) - \mu_{(7,0)}/\left(35\mu_{(4,0)}\right)\right)d^4,$$

$$p_{(5,0)}^1 = \left(\frac{9}{140} \frac{\mu_{(5,0)}\mu_{(7,0)}}{\mu_{(4,0)}^2} + \frac{3}{80} \frac{\mu_{(6,0)}^2}{\mu_{(4,0)}^2} - \frac{117}{800} \frac{\mu_{(5,0)}^2\mu_{(6,0)}}{\mu_{(4,0)}^3} + \frac{1989}{32000} \frac{\mu_{(5,0)}^4}{\mu_{(4,0)}^4} - \frac{1}{56} \frac{\mu_{(8,0)}}{\mu_{(4,0)}}\right)d^5. \quad (9)$$

Таким образом, формулы (9) получаются последовательно из анализа производных $c_{(n,0)}$ или $\Omega_{(n,0)}$ при $n=4, \dots, 8$, вычисленных в особой точке. Для первого приближения нам потребуются $p_{1\alpha}^1 = \partial\eta_1/\partial\alpha_j$ и $p_{1\alpha}^1 = \partial^2\eta_1/\partial\xi_1\partial\alpha_j$. Величина $p_{1\alpha}^1$ находится из анализа $\Omega_{(3,\alpha)}$ в особой точке:

$$p_{1\alpha}^1 = -\mu'_{\alpha(3,0)}/\mu_{(4,0)} + 0, 3\mu_{(5,0)}\mu'_{\alpha(2,0)}/\mu_{(4,0)}^2 - 21\mu_{(5,0)}^2\mu'_{\alpha(1,0)}/\left(400\mu_{(4,0)}^3\right) + \mu_{(6,0)}\mu'_{\alpha(1,0)}/\left(20\mu_{(4,0)}^2\right), \quad (10)$$

а $p_{1\alpha}^1$ из анализа $\Omega_{(4,\alpha)}$:

$$p_{1\alpha}^1 = -p_1^1 \left(4\mu_{(4,0)}\right)^{-1} \left(\mu'_{\alpha(4,0)} - \mu_{(5,0)}\mu'_{\alpha(3,0)}/\mu_{(4,0)} + 9\mu_{(5,0)}^2\mu'_{\alpha(2,0)}/\left(25\mu_{(4,0)}^2\right) - 0, 2\mu_{(6,0)}\mu'_{\alpha(2,0)}/\mu_{(4,0)} - 69\mu_{(5,0)}^3\mu'_{\alpha(1,0)}/\left(1000\mu_{(4,0)}^3\right) + 0, 1\mu_{(5,0)}\mu_{(6,0)}\mu'_{\alpha(1,0)}/\mu_{(4,0)}^2 - \mu_{(7,0)}\mu'_{\alpha(1,0)}/\left(35\mu_{(4,0)}\right)\right). \quad (11)$$

Будем искать приближённые выражения для $\lambda_j(\alpha)$, $a(\alpha)$ и $\theta(\alpha)$ в виде:

$$\lambda_j(\alpha) \cong \sum_{k=1}^M \lambda_{j\alpha_k} \Delta\alpha_k, \quad a(\alpha) \cong a_F + \sum_{k=1}^M a_{\alpha_k} \Delta\alpha_k, \quad \theta(\alpha) \cong \theta_o + \sum_{k=1}^M \theta_{\alpha_k} \Delta\alpha_k + \sum_{k=1}^M \sum_{j=1}^M \theta_{\alpha_k\alpha_j} \Delta\alpha_k \Delta\alpha_j, \quad (12)$$

где $\Delta\alpha_k = \alpha_k - \alpha_{ok}$, а M – это размерность конфигурационного пространства. В дальнейшем для сокращения записи индекс k у α_k будем опускать, как это сделано в выражениях (10) и (11).

Определим коэффициенты, входящие в (12). Для того чтобы найти $\lambda_{1\alpha}$, продифференцируем сужение (8) в особой точке по ξ_1 и по α (то есть, вычислим $\Omega_{(1,0)\alpha}$) и положим: $\alpha = \alpha_o$, $\xi_1 = 0$. Тогда находим, что:

$$\lambda_{1\alpha} = \mu_{1\alpha} p_1^1. \quad (13)$$

Для того чтобы найти $\lambda_{2\alpha}$ необходимо продифференцировать тождество (7) в особой точке два раза по ξ_1 , один раз по α ($\Omega_{(2,0)\alpha}$). Получим:

$$\lambda_{2\alpha} = 0,5 (\mu_{1\alpha} p_{11}^1 + \mu_{11\alpha} (p_1^1)^2). \quad (14)$$

Рассмотрим фазу бегущей волны $\theta(\alpha)$. Величина $\theta(\alpha_o)$ находится из тождества (8):

$$\theta_o \equiv \theta(\alpha_o) = \mu(\eta_1(0, \alpha_o), \eta_{o2}, \alpha_o), \quad (15)$$

где $\eta_1(0, \alpha_o) = \eta_{o1}$ – значение первого внутреннего параметра задачи в особой точке. Для определения θ_α продифференцируем в особой точке тождество (7), один раз по α ($\Omega_{(0,0)\alpha}$). Тогда:

$$\theta_\alpha = \mu_\alpha. \quad (16)$$

Для вычисления коэффициентов $\theta_{\alpha\beta}$, $\alpha=\alpha_k$, $\beta=\beta_j$ продифференцируем тождество (8) ещё и по β . Анализируя $\Omega_{(0,0)\alpha\beta}$ в особой точке, находим:

$$\theta_{\alpha\beta} = \mu_{\alpha\beta} + \mu_{1\alpha} p_\beta^1 + \mu_{1\beta} p_\alpha^1. \quad (17)$$

Сужение позволило нам определить линейное приближение для λ_1 , λ_2 и θ . Для нахождения λ_3 , λ_4 и a рассмотрим полное выражение для универсальной деформации (1). Отметим, что, во-первых, все производные η_2 по ξ_1 и α равны нулю:

$$p_{(n,0)}^2 = 0, \quad p_{(n,0)\alpha}^2 = 0, \quad (18)$$

что явно следует из (3), а во-вторых, в особой точке $\mu_{12} = 0$, что вытекает из равенства нулю в особой точке $c_{(1,1)}$. Найдем линейное приближение для коэффициента λ_3 . Продифференцируем тождество (3) один раз по ξ_2 , один раз по α (то есть, вычислим $c_{(0,1)\alpha}$) в особой точке. Тогда:

$$\lambda_{3\alpha} = \mu_{1\alpha} p_2^1 + \mu_{2\alpha} p_2^2. \quad (19)$$

Для вычисления p_2^2 продифференцируем дважды по ξ_2 тождество (2) в особой точке, то есть, вычислим $c_{(0,2)}$ и получим, что

$$p_2^2 = \sqrt{2} |\mu_{22}|^{-1/2}, \quad \nu_2 = \text{sign} \mu_{22}. \quad (20)$$

Сложнее определяется производная p_2^1 . Для этого вычислим в особой точке производные тождества (3) $c_{(1,2)}$ и $c_{(3,1)}$ и решим систему уравнений относительно p_2^1 и p_{12}^2 . Находим:

$$\begin{aligned} p_2^1 &= -p_2^2 \left(3\mu_{112}\mu_{122} - 2\mu_{1112}\mu_{22} + 3\mu_{112}\mu_{22}\mu_{(5,0)} (5\mu_{1111})^{-1} \right) (2(3\mu_{112}^2 - \mu_{1111}\mu_{22}))^{-1}, \\ p_{12}^2 &= -p_2^2 p_1^1 \left(2\mu_{1112}\mu_{112} - 3\mu_{(5,0)}\mu_{112}^2 (5\mu_{1111})^{-1} - \mu_{1111}\mu_{122} \right) (2(3\mu_{112}^2 - \mu_{1111}\mu_{22}))^{-1}. \end{aligned} \quad (21)$$

Из формул (21) следует, что особенность $\mathbf{K}_{4,2}$ формируется при условии: $3\mu_{112}^2 \neq \mu_{1111}\mu_{22}$.

Перейдем теперь к определению линейного приближения для коэффициента λ_4 . Продифференцируем тождество (2) по ξ_1 , по ξ_2 и по α . Тогда:

$$\lambda_{4\alpha} = (\mu_{112} p_\alpha^1 p_2^2 + \mu_{11\alpha} p_2^1 + \mu_{12\alpha} p_2^2) p_1^1 + \mu_{1\alpha} p_{12}^1 + \mu_{2\alpha} p_{12}^2. \quad (22)$$

В формуле (22) нам известны все выражения кроме p_{12}^1 . Для определения p_{12}^1 вычислим в особой точке $c_{(2,2)}$ и $c_{(4,1)}$, решим систему уравнений и найдём p_{12}^1 и p_{112}^2 (см. [12]). Теперь известны все величины кроме p_{22}^2 . Для определения этой производной продифференцируем в особой точке тождество (2) три раза по ξ_2 . Из анализа $c_{(0,3)}$ находим:

$$p_{22}^2 = - \left(3\mu_{112} (p_2^1)^2 + 3\mu_{122} p_2^1 p_2^2 + \mu_{222} (p_2^2)^2 \right) (3\mu_{22})^{-1}. \quad (23)$$

Перейдём теперь к определению функционального модуля a . Величина a_F находится просто. Продифференцируем (2) в особой точке два раза по ξ_1 и один раз по ξ_2 ($c_{(2,1)}$). Получим, что:

$$a_F = 0,5 \mu_{112} (p_1^1)^2 p_2^2. \quad (24)$$

Коэффициент a_α найдём из анализа $c_{(2,1)\alpha}$. Производную $p_{2\alpha}^2$, которая входит в a_α , найдём, анализируя $c_{(0,2)\alpha}$ тождества (2), а производные p_{22}^1 , p_{1112}^1 , p_{112}^2 , а также p_{1112}^2 могут быть найдены как решения четырёх уравнений $c_{(1,3)}$, $c_{(3,2)}$, $c_{(5,1)}$, $c_{(4,2)}$.

Таким образом, в работе на примере катастрофы $K_{4,2}$ изложен метод локальной асимптотики и получены формулы, позволяющие рассчитывать параметры универсальной деформации волновой катастрофы типа $K_{4,2}$, являющейся единой структурно-устойчивой дифракционной фокусировкой как краевых лучей, так и ГО лучей. Коэффициенты, образующие вектор $\lambda(\alpha)$, и функциональный модуль a вычислены в линейном приближении, а фаза бегущей волны $\theta(\alpha)$ найдена во втором квадратичном приближении.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-02-00544-а).

Список литературы

1. Kryukovskii A.S., Rastyagaev D.V., Lukin D.S. Construction of uniform asymptotic solutions of wave-type differential equations by methods of catastrophe theory // Russian Journal of Mathematical Physics. 2009. V. 16. № 2. P. 251-264.
2. Крюковский А.С. Равномерная асимптотическая теория краевых и угловых волновых катастроф. М.: РосНОУ, 2013. 368 с.
3. Дорохина Т.В., Крюковский А.С., Лукин Д.С. Информационная система "Волновые катастрофы в радиофизике, акустике и квантовой механике" // Электромагнитные волны и электронные системы. 2007. Т. 12. № 8. С. 71-74.
4. Крюковский А.С., Лукин Д.С. К вопросу о поле в окрестности каустического острия в ионосферном плазменном слое // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26. № 6. С. 1121-1126.
5. Крюковский А. С., Лукин Д. С., Палкин Е. А. Применение теории краевых катастроф для построения равномерных асимптотик быстроосциллирующих интегралов // Дифракция и распространение волн. Междувед. сборник / МФТИ. М., 1985. С. 4 - 21.
6. Kryukovsky A. S., Lukin D. S., Palkin E. A. Uniform asymptotics for evaluating oscillatory edge integrals by methods of catastrophe theory // Soviet journal of Numerical Analysis and Mathematical Modelling. 1987. V. 2. № 4. P. 219 - 312.
7. Крюковский А.С., Скворцова Ю.И. Каустическая структура краевой катастрофы $K_{4,2}$. // Вестник Российского нового университета. Серия «Сложные системы: модели, анализ и управление» / М.: РосНОУ, 2015. Выпуск 2(10). – С. 5–9.
8. Kryukovskii A.S. Local uniform asymptotics of wave fields in the vicinity of basic and boundary cuspidal caustics // Journal of Communications Technology and Electronics. 1996. V. 41. No 1. P. 51-57.
9. Крюковский А.С., Лукин Д.С. Локальное асимптотическое описание электромагнитного поля в окрестности каустического острия в плоско – слоистой среде // Вопросы дифракции электромагнитных волн. М., изд. МФТИ, 1982. С. 40-45.
10. Крюковский А.С., Растягаев Д.В. О необходимых и достаточных условиях образования каспидных катастроф // Распространение и дифракция волн в неоднородных средах М.: МФТИ, 1989. С. 56-60.
11. Крюковский А.С. Локальное определение коэффициентов универсальной деформации катастрофы A_3 . // Вестник Российского нового университета. Серия: Сложные системы: модели, анализ и управление. 2018. № 2. С. 5-10.
12. Крюковский А.С., Бова Ю.И. Математическое моделирование параметров универсальной деформации краевой катастрофы $K_{4,2}$ методом локальной асимптотики. // Вестник Российского нового университета. Серия: Сложные системы: модели, анализ и управление. 2019. № 1. С. 11-18.

Том II, с. 354–358

УДК: 537.87; 621.371; 517.958

ВЛИЯНИЕ ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ НА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАДИОВОЛНЫ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ДИАПАЗОНЕ

Ю. И. Бова¹, А. С. Крюковский^{1,2}, Б. Г. Кутуза², Д. С. Лукин¹

¹ АНО ВО «Российский Новый Университет», Москва, ул. Радио, д.22

² ФБГУН «Институт Радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН»,
Москва, ул. Моховая 11, корп. 7

E-mail: julia_bova@mail.ru, kryukovsky56@yandex.ru, kutuza@cplire.ru, luknet1@yandex.ru

Аннотация. Изучены особенности влияния ионосферы Земли на распространение радиоволн Р-диапазона. Рассмотрены однослойная и двухслойная модели ионосферы, содержащие и не содержащие крупномасштабные неоднородности плазмы. Учтена кривизна среды распространения. Получены оценки величин угла фарадеевского вращения и набега фазы для различных моделей.

Ключевые слова: численное моделирование, распространение радиоволн, ионосфера, бихарактеристическая система, лучи, набег фазы, фарадеевское вращение

THE INFLUENCE OF THE EARTH'S IONOSPHERE ON THE POLARIZATION CHARACTERISTICS OF A RADIO WAVE IN THE HIGH-FREQUENCY RANGE

Yu. Ig. Bova, A. S. Kryukovsky, B. G. Kutuza, D. S. Lukin

Abstract. The features of the influence of the Earth's ionosphere on the propagation of P-band radio waves are studied. Single-layer and two-layer models of the ionosphere, containing and not containing large-scale plasma inhomogeneities, are considered. The curvature of the propagation medium is taken into account. The estimates of the Faraday rotation angle and phase shift for different models are obtained.

Keywords: numerical simulation, radio wave propagation, ionosphere, bicharacteristic system, rays, phase advance, Faraday rotation

Работа посвящена численному моделированию вращения вектора поляризации в ионосферной плазме на радиоволны Р-диапазона (430 МГц). Актуальность работы связана с проектированием в целях радиолокации космических антенн с синтезированной [1], а также с проблемами восстановления профиля электронной концентрации ионосферной плазмы методами радиотомографии [2]. В работах [3–5] рассмотрено влияние ионосферы на величину угла фарадеевского вращения и на набег фазы без учета влияния кривизны Земли. В настоящей работе рассмотрены сферические модели ионосферы и учтены возможные крупномасштабные неоднородности плазмы на пути распространения радиосигнала.

Рассмотрены 4 модели, согласованные с моделью дневной (12 час) ионосферной плазмы относительно точки с координатами 40 град с. ш., 30 град в. д. (рис. 1), а именно: экспоненциальная модель; двухслойная модель; двухслойная модель с локальной неоднородностью с повышенной электронной концентрацией; двухслойная модель с локальной неоднородностью с пониженной электронной концентрацией, которые в дальнейшем мы будем обозначать как модели 1, 2, 3 и 4 соответственно.

Зеленым на рис. 1 обозначена поверхность Земли. Серым цветом показано распределение электронов в ионосфере. Более темные области соответствуют более высокой электронной концентрации.

Для определения лучевых траекторий используем бихарактеристическую систему [4,5]. Введем обозначения: \mathbf{k} – волновой вектор, $\mathbf{r} = (x, y, z)$ – координаты точки наблюдения, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота излучения, f – рабочая частота, t – групповое время, $\varepsilon(\mathbf{r}, \mathbf{k}, \omega)$ – эффективная

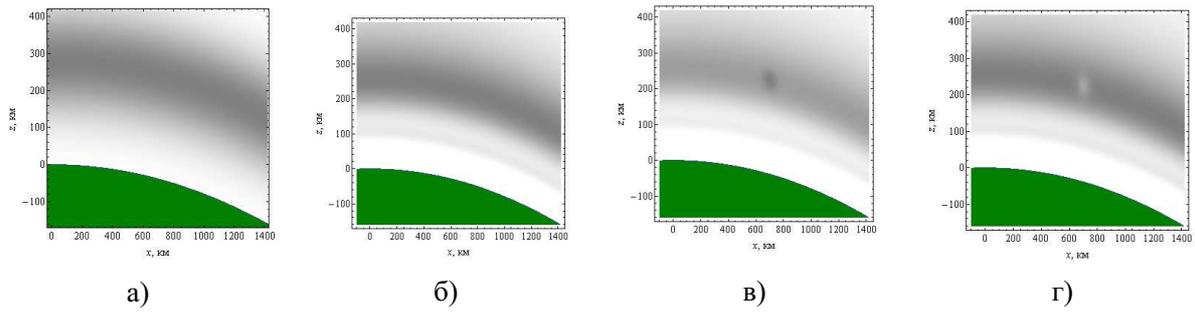


Рис. 1. Распределение электронной концентрации (серый цвет) в ионосфере. Модель 1 – а; модель 2 – б; модель 3 – в; модель 4 – г.

диэлектрическая проницаемость среды распространения (см. также [6]). Учитывая, что рабочая частота в данной задаче много больше плазменной ω_p , можно считать, что

$$\varepsilon(\mathbf{r}, \mathbf{k}, \omega) = 1 - (\omega_p/\omega)^2, \omega_p^2 = 4\pi e^2 N/m_e \quad (1)$$

В выражении (1) e – заряд электрона, m_e – масса электрона, N – величина электронной концентрации в фиксированной точке пространства.

На рис. 2 показаны лучевые траектории в плоскости (x, z) . Предполагается, что источник излучения точечный расположен на расстоянии 400 км от поверхности Земли и перемещается. При этом угол наклона лучей меняется от 150 до 30 градусов относительно положительного направления горизонтальной оси. Приёмник расположен на поверхности Земли на расстоянии $x_p=700$ км от начала координат как показано на рисунке. На рисунке выделены только те траектории, которые приходят в точку наблюдения. На рис. 3 приведена зависимость группового времени от координаты x источника излучения. Зависимость квазипараболическая.

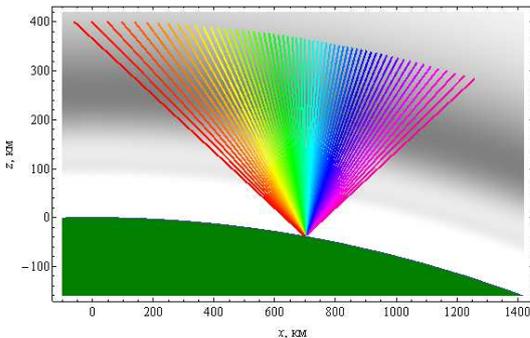


Рис. 2. Лучевые траектории на фоне профиля электронной концентрации ионосферы.

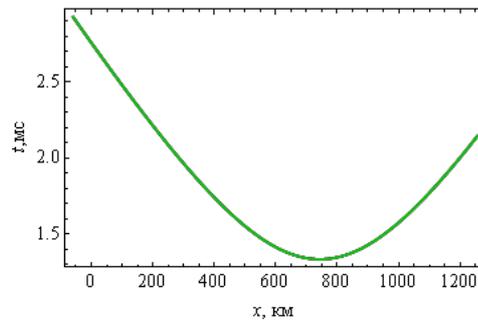


Рис. 3. Зависимость группового времени t от координаты x выхода луча.

Визуально кривая, представленная на рис. 3, одинакова для всех 4-х моделей, поскольку отличия во временных задержках невелики.

Рассмотрим зависимость относительной скорости изменения фазы от высоты (рис. 4). Производная фазы по групповому времени определяется формулой:

$$\Phi'_o(t) = x'_t k_x(t) + y'_t k_y(t) + z'_t k_z(t) - \omega = \Phi'(t) - \omega \quad (2)$$

Минимумы кривой коррелируют с положениями максимумов ионосферных слоёв. Локальный максимум соответствует межслоевой долине. На рис. 4 а мы видим один минимум, что соответствует однослойной модели 1. На рис. 4 б, соответствующем двухслойной модели 2, внизу

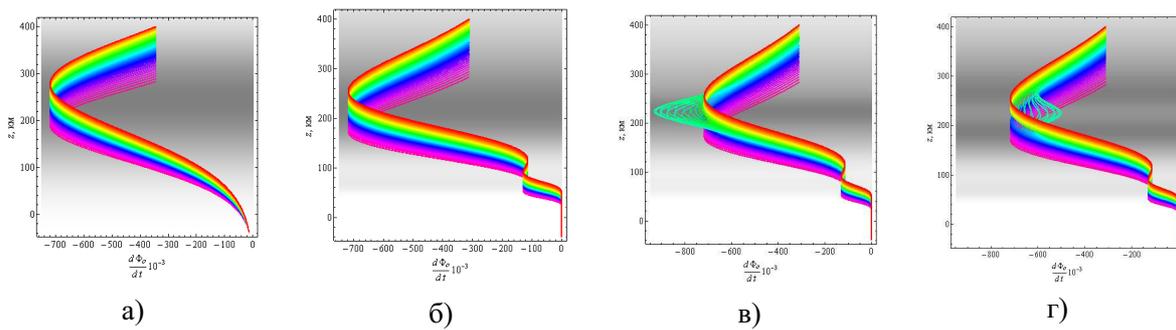


Рис. 4. Зависимость скорости изменения фазы от высоты; а – модель 1, б – модель 2; в – модель 3; г – модель 4.

появляется дополнительный минимум, происхождение которого объясняется слоем Е, и максимум, который соответствует межслоевой долине. В моделях 3 и 4 в районе главного максимума электронной концентрации расположена неоднородность с повышенной или пониженной электронной концентрацией. Поэтому на рис. 4 в и 4 г возникают характерные выбросы на лучах проходящих эти неоднородности (салатовый цвет).

На рис. 5 показана зависимость отклонения фазы по отношению к фазе в невозмущенной среде (отложена по горизонтали) от группового времени (отложено по вертикали) в точке приема сигнала. Разность фаз $\Delta\Phi$ находилась как $\Delta\Phi = \Phi - \omega R/c$. Здесь $\omega R/c$ – фаза луча в пустоте вдоль прямой, соединяющей источник и приёмник. В случае модели 1 (чёрный цвет) зависимость линейная, причем ионосфера вносит существенный вклад в величину фазы. Если модель двухслоевая (модель 2), кривая перестает прямой линией. Возникают небольшие отклонения, определяемые слоем Е (зелёный цвет). В случае возмущённых моделей возникают петли на конце линии, лежащие по разные стороны от невозмущённой линии (модель 3 – красный цвет, модель 4 – синий).

Зависимость отклонения фазы от горизонтальной координаты x , соответствующей координате выход луча, представлена на рис. 6.

Форма кривой для модели 1 это квазипарабола (чёрный цвет). Для модели 2 кривая претерпевает небольшую деформацию (помимо сдвига). Наконец для возмущённых моделей на кривой образуется либо дополнительное возвышение (в случае возмущения с пониженной электронной концентрацией – модель 4), либо небольшой провал (в случае возмущения с повышенной электронной концентрацией – модель 3).

Рассмотрим фарадеевское вращение плоскости поляризации, считая, что обыкновенная и необыкновенная волны в высокочастотном диапазоне распространяются вдоль одной и той же лучевой траектории. Угол фарадеевского вращения определяется формулой [3–5, 7]:

$$\Omega(t) = \frac{\omega}{2c} \int_0^t \Delta\mu \sqrt{(dx/dt)^2 + (dy/dt)^2 + (dz/dt)^2} dt, \quad (3)$$

в которой $\Delta\mu$ это разность показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волны. В приведённых ниже расчетах амплитуда магнитного поля предполагается постоянной, а ориентация напряжённости магнитного поля относительно локальной системы координат задается углами γ и φ [3–5]: $H_0 = 0,465$ Э, $\gamma = -57^\circ$, $\varphi = 90^\circ$.

На рис. 7 показана зависимость угла фарадеевского вращения Ω от группового времени. Отметим, что слой Е не сказывается на гладкости кривой (ср. черную линию (модель 1) и зелёную линию (модель 2)). Но локальные возмущения максимума слоя (модели 3 и 4) приводят к существенным отклонениям – выбросам в разные стороны от зелёной кривой.

На рис. 8 показана зависимость угла фарадеевского вращения от координаты x .

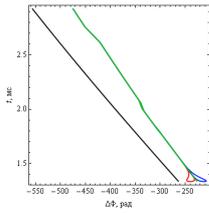


Рис. 5. Зависимость $\Delta\Phi$ от группового времени t .

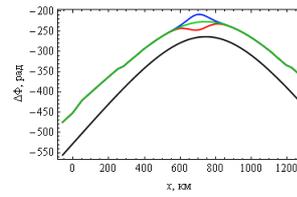


Рис. 6. Зависимость $\Delta\Phi$ от расстояния по горизонтали x .

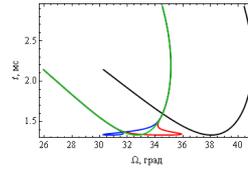


Рис. 7. Зависимость угла Ω от времени t .

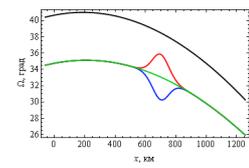


Рис. 8. Зависимость угла Ω от x .

Невозмущенные кривые ведут себя как гладкие параболы. Влияние слоя E сказывается слабо. Возмущения приводят к отклонениям. В отличие от рис. 6, область с повышенной электронной концентрацией теперь создаёт максимум, а с пониженной – минимум.

Зависимости разности $\Delta\mu$ показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волны от высоты вдоль приведены на рис. 9. Форма кривой отслеживает профиль электронной концентрации. Отметим, что в возмущенном случае (рис. 9 в и 9 г) поведение части лучевых траекторий салатового цвета отклоняется от общей тенденции, характерной для других лучей: Для модели 3 ими образован главный максимум, который вытягивается, а для модели 4 эти лучи образуют минимум на фоне других лучей.

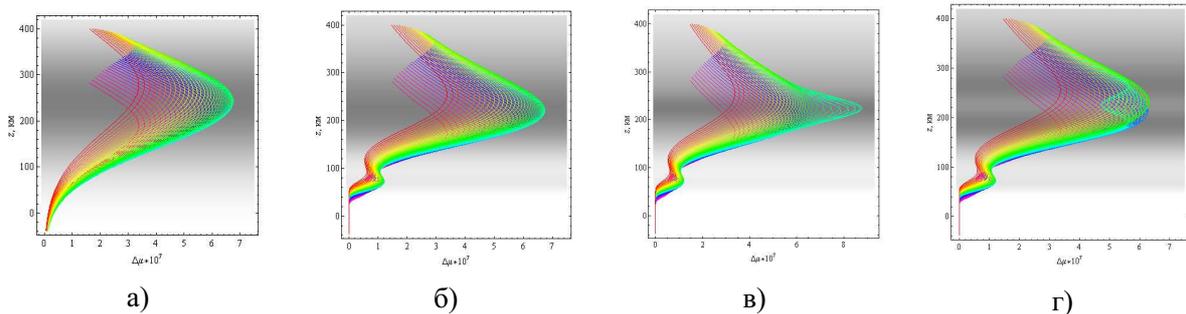


Рис. 9. Зависимость разности показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волны от высоты вдоль лучей; а – модель 1, б – модель 2; в – модель 3; г – модель 4.

Таким образом, в работе методом бихарактеристик рассмотрены особенности влияния ионосферы Земли на распространение высокочастотных радиоволн Р-диапазона. Сопоставлены четыре модели: однослойная модель ионосферы без возмущений, двухслойная модели ионосферы без возмущений, двухслойная модель с локальным образованием с повышенной электронной концентрацией в окрестности максимума F-слоя, двухслойная модель с локальным образованием с пониженной электронной концентрацией в окрестности максимума F-слоя. Исследованы величины набега фазы за счет влияния ионосферы и угла фарадеевского вращения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 18-02-00544-а, № 17-02-01183-а).

Список литературы

1. Kutuza V.G., Kalinkevitch A.A., Ephimov A.I., Vostrov E.A., Dzenkevitch A.B. Application of SAR Operating at P-band for Space Experiments // EUSAR'96: Proceedings. placecountry-regionGermany, Konigswinter, 1996. P. 309-313.
2. Андреева Е.С., Крюковский А.С., Куницын В.Е., Лукин Д.С., Растягаев Д.В., Кирьянова К.С. Моделирование лучевой и каустической структуры электромагнитных полей по данным радиотомографии ионосферы в окрестности экваториальной аномалии. // «Распространение ра-

- диоволн», сб. докл. XXIII Всероссийской научной конференции. (23–26.05.2011; Йошкар-Ола) / Йошкар-Ола: Марийский государственный технический университет, 2011. Т.3 С. 288-291.
3. Kutuza B.G., Vova Yu.Ig., Kryukovsky A.S., Stasevich V.Ig. Features of the Influence of the Earth's Ionosphere on the P-Band Propagation // The 12th European Conference on Synthetic Aperture Radar - EUSAR 2018, Aachen, Germany on June 4-7, 2018.
 4. Бова Ю.И., Крюковский А.С., Кутуза Б.Г., Лукин Д.С., Стасевич В.И. Исследование влияния ионосферы на распространение электромагнитных волн Р-диапазона // Физические основы приборостроения. 2018. Т. 7. № 1 (27). С. 54-61.
 5. Крюковский А.С., Кутуза Б.Г., Бова Ю.И. Исследование влияния ионосферы Земли на распространение радиоволн Р-диапазона // Вестник Российского нового университета. Серия: Сложные системы: модели, анализ и управление. 2017. № 2. С. 7-12.
 6. Крюковский А.С., Скворцова Ю.И. Математическое моделирование распространения радиоволн в нестационарной плазме с учетом кривизны поверхности Земли и ионосферных слоёв // Вестник Российского нового университета. Серия: Сложные системы: модели, анализ и управление. 2016. № 1-2. С. 34-40.
 7. Кутуза Б.Г., Мошков А.В. Влияние фарадеевского вращения плоскости поляризации в ионосфере при измерении их космоса радиоизлучения поверхности океана. // Исследование Земли из космоса. 1988. № 5. С. 94-98.

Том II, с. 359–363
УДК: 537.87

РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ ДЕЛИТЕЛЯ МОЩНОСТИ ДЛЯ СВЧ-УСТАНОВКИ ПО САНИТАРНОЙ ОБРАБОТКЕ ДРЕВЕСИНЫ

Н. А. Чикляев

*Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ,
420111 Респ. Татарстан, Казань, ул. Карла Маркса, 10*

Аннотация. Воздействие электромагнитных полей СВЧ диапазона является перспективным инструментом для решения широкого круга задач в частности для санитарной обработки древесины. В работе рассматривается созданием делителя мощность, для установки по санитарной обработке древесины. Рассмотрены основные свойства согласования работы плеч делителя мощности. Создана и оптимизирована математическая модель в среде CST Studio. Получены и приведены коэффициенты передачи и отражения модели.

Ключевые слова: СВЧ, делитель, мощность, излучение, экология, электромагнитное поле, древесина, импульсные поля

FOCUSED ANTENNAS IN TASKS OF PROCESSING CONTAMINATED SOIL BY ELECTROMAGNETIC FIELD

N. A. Chiklyev

Abstract. The impact of electromagnetic fields of the microwave range is a promising tool for solving a wide range of tasks in particular for sanitizing wood. The work deals with the creation of a power divider for a wood sanitization facility. The basic properties of matching the work of the shoulders of the power divider are considered. A mathematical model was created and optimized in the CST Studio environment. The transfer and reflection coefficients of the model were obtained and given.

Keywords: Microwave, divider, power, radiation, ecology, electromagnetic field, wood, pulsed fields

Введение

Делитель мощности — общее название группы многополюсников СВЧ, осуществляющих разделение потока мощности электрического колебания, поступающего на вход (входной порт, входное плечо), между несколькими выходами (портами, плечами) и (или) объединяющего такие потоки мощности с нескольких входов в одном выходе.

Наиболее часто применяются делители мощности с одним входом и двумя выходами, реже — с тремя выходами. Делители мощности с большим числом выходов, которое может достигать нескольких тысяч, называют распределителями мощности. Как правило, они строятся по «схемотехническому» принципу на основе каскадного соединения более простых делителей мощности либо по «эфирному» принципу (например, на основе линзы Ротмана).

Простейшие делители мощности не обладают развязкой выходов (например, тройники), более сложные (направленные ответвители и мосты, делители с вентилями СВЧ) обладают развязанными выходами: коэффициенты взаимной связи выходов (значения соответствующих элементов матрицы рассеяния) близки к нулю. Как правило, требуется, чтобы делитель мощности был согласован по входу и выходам, то есть чтобы не было потерь мощности на отражение: для этого диагональные элементы матрицы рассеяния делителя мощности должны быть близки к нулю. Если мощность делится поровну между выходами, то делитель мощности называют равноплечим. В зависимости от разности фаз коэффициентов передачи со входа на выходы выделяют синфазные (0°), квадратурные (90°) и противофазные (180°) делители мощности.

Матрица рассеяния — матрица, элементы которой (S-параметры) описывают физические параметры рассеяния. В технике СВЧ матрица рассеяния применяется для описания устройств СВЧ и связывающей линейной зависимостью комплексные амплитуды падающей и отражённой волн в клеммных плоскостях эквивалентного многополюсника.

Каждый вход (порт) многополюсника в технике СВЧ принято представлять в виде поперечного сечения ("клеммной плоскости") линии передачи с основным типом волн. Колебательный процесс на каждом i -м входе можно представить в виде суммы падающей (распространяющейся по направлению к многополюснику) и отражённой (распространяющейся от многополюсника) волн с амплитудами (нормированными амплитудами) соответственно a_i и b_i . В линейном многополюснике с N портами амплитуды этих волн связаны линейными зависимостями.

Обеспечение согласования в делители мощности

Согласование волновода с нагрузкой заключается в создании в нем бегущей волны при наличии отражений от нагрузки. При этом имеют место наименьшие потери в волноводе, а на его нагрузке выделяется наибольшая мощность. Ниже представлены распространённые варианты согласования в волноводах.

Диафрагмой называется тонкая металлическая пластинка в поперечной плоскости волновода, перекрывающая часть его сечения. Диафрагмы являются реактивными элементами, так как почти не вносят дополнительных активных потерь, но создают значительное местное поле за счет возбуждения не распространяющихся волн. Поэтому они служат в качестве отражающих элементов для согласования волноводов и волноводных устройств, в фильтрах СВЧ и т. п.

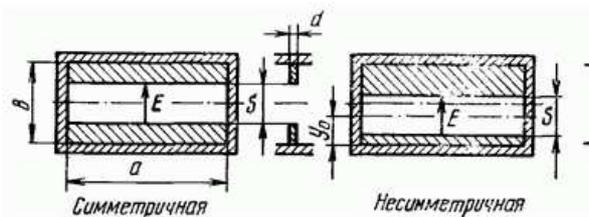


Рис. 1. Виды емкостной диафрагмы.

Дифракция набегающей волны на диафрагме приводит к появлению реактивного поля, в котором преобладает электрическая составляющая. Это объясняется тем, что в сечении диафрагмы высота волновода меньше, чем в его регулярной части, и напряженность электрического поля соответственно выше. Здесь нарушается баланс между электрической и магнитной энергиями, существующий в бегущей волне; часть электромагнитного поля волны преобразуется в реактивное электрическое поле диафрагмы. Между диафрагмой и широкими стенками волновода необходим хороший электрический контакт, так как продольные токи с этих стенок переходят на диафрагму. При плохом контакте вносятся дополнительные потери. Емкостные диафрагмы применяются сравнительно редко, так как они уменьшают допустимую мощность, передаваемую по волноводу, создавая условия для возникновения пробоя в сечении диафрагмы.

Индуктивная диафрагма (рис. 2) имеет щель, параллельную узким стенкам волновода. Падающее на диафрагму электромагнитное поле создает в ней значительные токи, параллельные ее кромкам.

Вследствие этого в реактивном поле преобладает магнитная составляющая, что эквивалентно включению в сечение диафрагмы шунтирующей индуктивности. Качество контакта с боковыми стенками несущественно и уменьшение мощности пробоя незначительно. Поэтому такие диафрагмы получили большее распространение; часто используются несимметричные диафрагмы в виде пластины с одной стороны волновода.

Резонансное окно (рис. 3) образуется при наложении емкостной и индуктивной диафрагм, оно эквивалентно параллельному контуру.

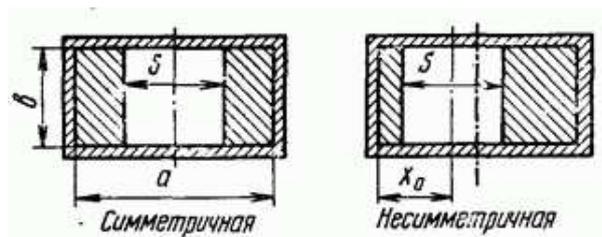


Рис. 2. Виды индуктивной диафрагмы.

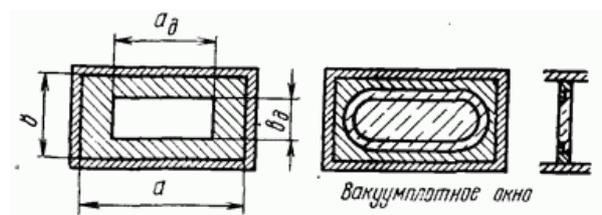


Рис. 3. Виды резонансных окон.

На определенной частоте наступает резонанс, т. е. равенство электрической и магнитной реактивных энергий; волна беспрепятственно проходит через окно. Резонансные окна с припаянной диэлектрической пластиной образуют перегородку, необходимую для отделения вакуумной части в приборах СВЧ. Вакуумноплотный спай образуется, например, между коваром и стеклом, имеющим малые потери на СВЧ.

Размеры окна для резонанса на данной частоте приблизительно определяются из условия согласования основной волны; при этом считается, что одновременно достигается равновесие в реактивных полях высших волн.

Одиночный металлический штырь, погруженный в волновод и соединенный с его стенкой (рис. 4), создает значительное реактивное поле за счет токов проводимости, наведенных в нем набегающей волной. Активной мощности он почти не поглощает. В какой-то мере он эквивалентен линии с волной ТЕМ, замкнутой с одной стороны и разомкнутой с другой. У основания штыря ток и окружающее его магнитное поле максимальны. Электрическое реактивное поле имеет наибольшие значения у конца штыря.

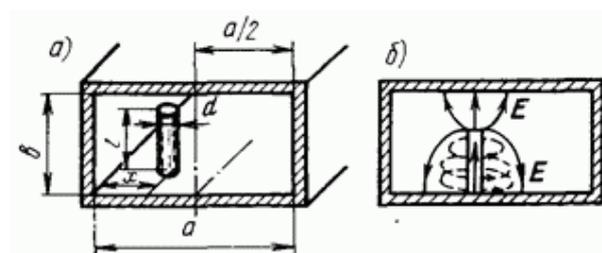


Рис. 4. Расположение одиночного штыря в волноводе.

В волноводных резонаторах и фильтрах широко применяются индуктивные диафрагмы, состоящие из нескольких равноотстоящих металлических стержней в поперечной плоскости волновода (рис. 5). Реактивная проводимость диафрагмы увеличивается с ростом числа стержней и их диаметра. Эта проводимость не равна сумме, вычисленных для одиночного штыря, так как сильное взаимодействие между созданными ими полями не позволяет рассматривать стержни диафрагмы независимо.

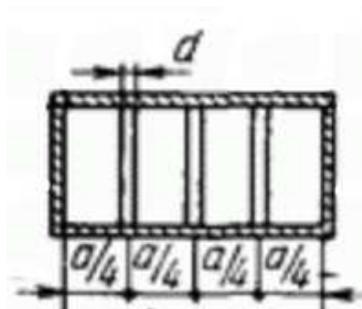


Рис. 5. Размещение стержневой диафрагмы относительно волновода.

Разработанная модель делителя мощности

Для моделирования математической модель была выбрана среда CST Studio Suite. Высота внутреннего сечения волновода составила 9 см. Ширина внутреннего сечения волновода составила 4.5 см. Угол поворота колена составил 20 градусов. Диаметр штыря 4 мм. Штырь расположен в 1 см от угла распределения мощностей. Результат моделирования модели представлен на рисунках ниже.

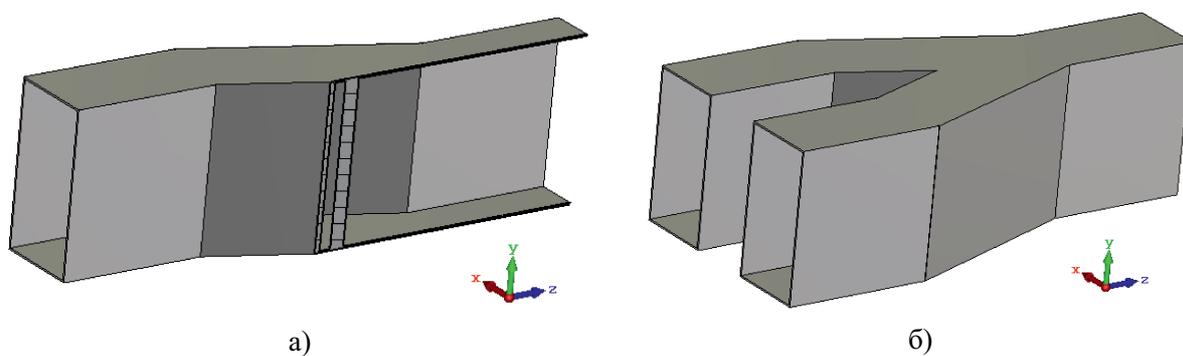


Рис. 6. Разработанная модель делителя – а) в разрез; б) внешний вид разработанной модели.

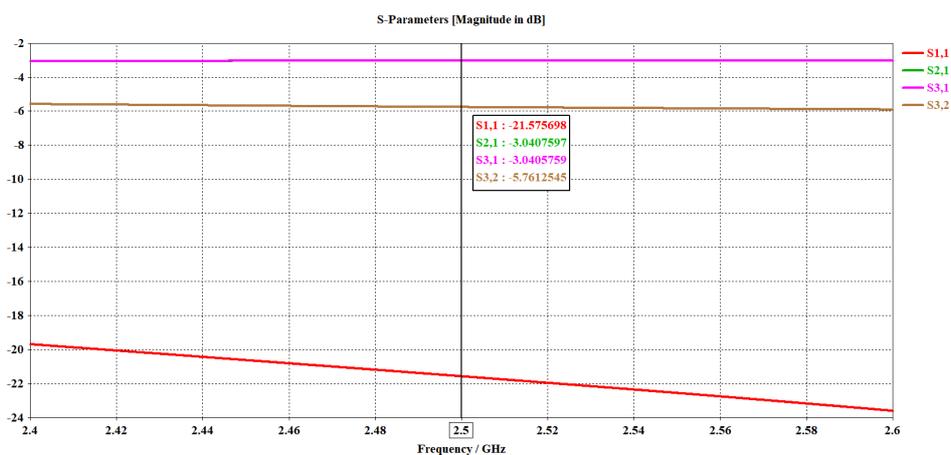


Рис. 7. Коэффициенты передачи и отражения созданной модели. S 1,1 – Коэффициент отражения; S 2,1 – коэффициент передачи на первый выход с входа; S 3,1 – коэффициент передачи на второй выход с входа; S 3,2 – коэффициент передачи.

На данный момент ведется активная проработка материалов на данную тематику. Прорабатываются варианты подхода к данной проблеме, прорабатывается литература по данной тематике, ведется поиск более эффективного метода решения поставленной задачи.

Так же альтернативой может выступить использование сфокусированной антенной решетки [1, 2, 4]. Используя СФАР мы можем сфокусировать СВЧ-излучение в одной точке, где находится необходимая точка обработки древесины. Свойства сфокусированных антенных решеток более подробно рассмотрены в данных статьях [5–9]

Список литературы

1. Антенны, сфокусированные в зоне ближнего излученного поля. Монография под ред. Ю.Е.Седельникова и Н.А. Тестоедова. Красноярск: Изд-во СибГАУ, 2015. 322 с.
2. Морозов О., Каргин А., Савенко Г., Требух В., Врорбьев И. Промышленное применение СВЧ-нагрева //Электроника. Наука. Технология. Бизнес. 2010. № 3. С. 110-113.
3. еденькин Д.А.,Седельников Ю.Е., Латышев В.Е. ОЦЕНКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СОВМЕСТИМОСТИ РАДИОТЕХНИЧЕСКОГО ОБОРУДОВАНИЯ ПЕРСПЕКТИВНЫХ БЕСПИЛОТНЫХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ НА ЭТАПАХ РАЗРАБОТКИ //Вестник Поволжского государственного технологического университета. Серия : Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. 2016. № 1(20). С. 57-64.
4. Веденькин Д.А.,Чикляев Н.А. Разработка алгоритма пеленгации с использованием сфокусированной апертуры // Вестник НЦ БЖД – 2018. № 3 – С.134-138.
5. Веденькин Д.А., Латышев В.Е., Седельников Ю.Е. Оценка коэффициентов связи антенн для задач обеспечения ЭМС бортового РЭО перспективных беспилотных авиационных комплексов // Журнал радиоэлектроники. 2014. № 12. С.14.
6. Веденькин Д.А., Седельников Ю.Е. Особенности построения решеток излучателей для задач акустического неразрушающего контроля // Перспективы науки. 2013. № 10(49). С. 152-154.
7. Веденькин Д.А., Седельников Ю.Е., Потапова О.В. Свойства сфокусированных антенн для задач акустической эхолокационной диагностики // Нелинейный мир. 2014. Т. 12. № 10. С. 64-68.
8. Веденькин Д.А., Седельников Ю.Е., Насыбуллин А.Р., Рябова Н.В., Иванов В.А. Свойства объемных случайных антенных решеток, сфокусированных в зоне ближнего излученного поля // Современная наука: актуальные проблемы теории и практики. Серия : Естественные и технические науки. 2015. № 12. С. 30-34.
9. Веденькин Д.А. Сфокусированные антенны для систем радиосвязи с группой малоразмерных летательных аппаратов // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2007. Т.10 № 5. С. 36.

Том II, с. 364–367

УДК: 621.396.67

РАЗРАБОТКА МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ АНТЕННЫ ДЛЯ СВЧ-УСТАНОВКИ ПО САНИТАРНОЙ ОБРАБОТКЕ ДРЕВЕСИНЫ

И. Д. Филареева

*Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ,
420111 Респ. Татарстан, Казань, ул. Карла Маркса, 10*

Аннотация. Обработка древесины известна человеку с давних пор, поскольку дерево является самым широко распространенным в нашей полосе строительным материалом. С момента появления и до сегодняшнего дня деревообрабатывающее ремесло прошло огромный путь развития. В настоящее время деревообработка является одной из стремительно развивающихся и перспективных сфер во всем мире. Ежегодно совершенствуются технологии деревообработки, что способствует увеличению производительности деревообрабатывающей отрасли. В работе рассмотрены: метод защиты древесины от различных микроорганизмов, анализ требований к антенне и разработка математической модели.

Ключевые слова: древесина, микроорганизмы, математическая модель, рупорная антенна, температурное распределение

DEVELOPMENT OF THE MATHEMATICAL MODEL OF ANTENNA FOR MICROWAVE INSTALLATION ON SANITARY WOOD PROCESSING

I. D. Filareeva

Abstract. Wood processing is known to man since ancient times, because wood is a well-known building material. From the moment of its beginning until today, the woodworking craft has gone a long way of development. And now woodworking is one of the rapidly developing and promising areas in the world. The woodworking technology is being improved annually, which contributes to an increase in the productivity of the woodworking industry. The paper considers: method for protecting wood from various microorganisms, analyzing the requirements for antenna and developing a mathematical model.

Keywords: wood, microorganisms, mathematical model, horn antenna, temperature distribution

Введение

В настоящее время все чаще можно заметить очевидный рост количества возводимых деревянных домов по всему миру, поскольку древесина, как конструкционный и отделочный материал, обладает рядом достоинств. Однако, на древесину в процессе эксплуатации воздействует целый ряд факторов окружающей среды такие как: климатические (УФ — излучение, влажность, ветровые нагрузки, кислород воздуха) и биологические (грибные поражения, поражения насекомыми, бактериями, водорослями). Данные факторы приводят к старению и разрушению древесины. Самым сложно устранимым недостатком является борьба с биологическими факторами.

Радикальным средством стерилизации очагов поражения является тепловая обработка древесины. Конвективное нагревание древесины в зданиях, сооружениях, мебели и других элементов интерьера весьма проблематично, так как обрабатываемый объект должен длительное время находиться в среде с повышенной температурой. Стоит заметить, что обработка древесины нагревом снижает ее прочностные показатели, так же имеются технические и организационные трудности с реализацией такого способа. Тепловая обработка древесины в электромагнитном поле СВЧ не имеет указанных выше недостатков. Поэтому данная рассматриваемая тема актуальна для всех потребителей. Далее будет рассмотрен по подробнее данный метод обработки от насекомых, а именно рупорную антенну, которая нагревает древесину.

Целью данной работы является моделирование рупорной антенны и получение ее выходных характеристик.

Рупорная антенна

Рупорная антенна представляет собой участок волновода переменного (расширяющегося) сечения с открытым излучающим концом. Основными типами рупорных антенн являются: секторальные в плоскости Н (рис. 1 а) и в плоскости Е (рис. 1 б), пирамидальный (рис. 1 в) и конический (рис. 1 г) [1]. На рис. 1 д, е изображены биконическая и дискоконусная антенны, которые по принципу действия могут быть отнесены к рупорным антеннам [2].

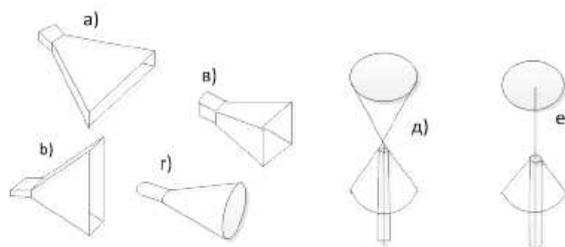


Рис. 1. Типы рупорных антенн: а) секторальные в плоскости Н; б) в плоскости Е; в) пирамидальный; г) конический; д) биконическая; е) дискоконусная антенны.

Для моделирования была выбрана пирамидальная рупорная антенна так как она является наиболее широко используемым типом рупорных антенн. Излучение её линейно-поляризовано.

Рупорные антенны просты по конструкции, достаточно широкополосны, обладают высоким КНД и малыми уровнями боковых лепестков, используются как эталонные антенны, как облучатели более сложных антенн, а также в составе антенных решеток и в сфокусированных фазированных антенных решетках (СФАР). Используя СФАР, мы можем сфокусировать СВЧ-излучение в конкретной точке и уничтожить жука/личинку. Свойства СФАР и методы их реализации более подробно рассмотрены в работах [3–9].

Моделирование разработанной математической модели рупорной антенны

Для моделирования математической модель была выбрана среда CST Studio Suite.

Для удобства основные характеристики математической модели представлены в таблице 1. Так же результат моделирования модели представлен на рисунках ниже.

Таблица 1. Параметры математической модели рупорной антенны..

Центральная частота, ГГц	2,45
Размеры волновода (длина × ширина × высота), мм	131×92×46
Размер раскрыва рупора (длина × ширина), мм	256×171
Длина рупора, мм	114
Длина широкой грани рупора, мм	130
Длина узкой грани рупора, мм	141
Высота питающего штыря, мм	36
Расстояние от питающего штыря до задней стенки, мм	71,3

Для того чтобы рассмотреть влияние рупорной антенны на бревно, была создана математическая модель рупорной антенны.

На рис. 5 представлена математическая модель рупорной антенны с бревном. Моделирование проводилось в течении 16 минут. Так же результат моделирования модели представлен на рисунках ниже.

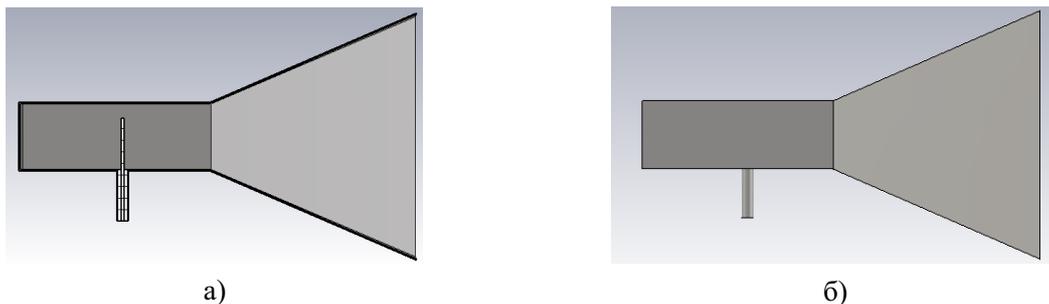


Рис. 2. Модель антенны: а) в общем виде, б) в разрезе.

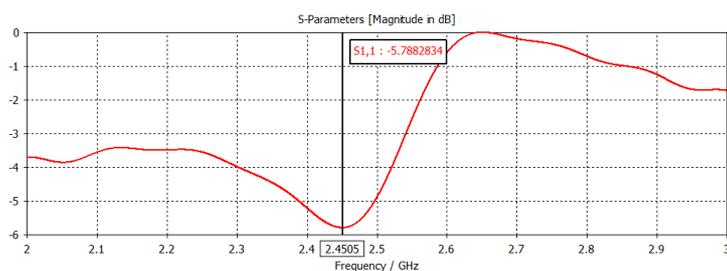


Рис. 3. Модуль коэффициента отражения.

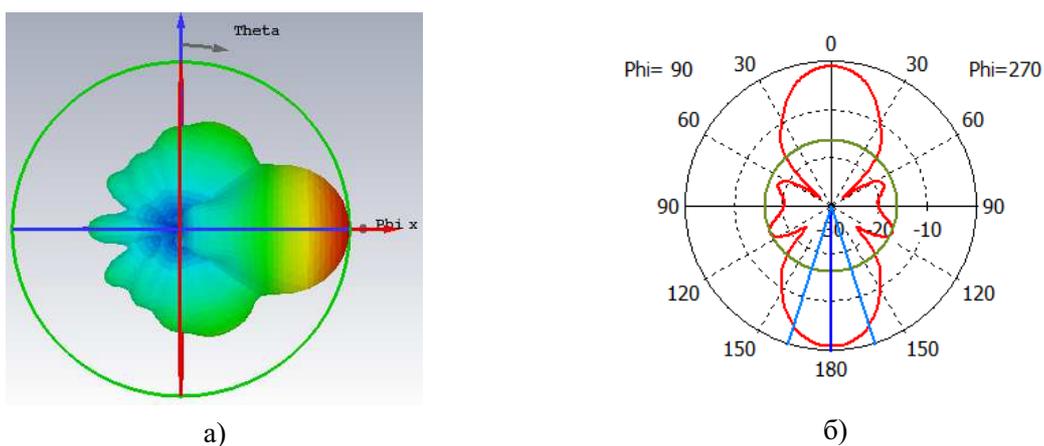


Рис. 4. Полученная диаграмма направленности (ДН): а) 3D; б) в полярной системе координат.

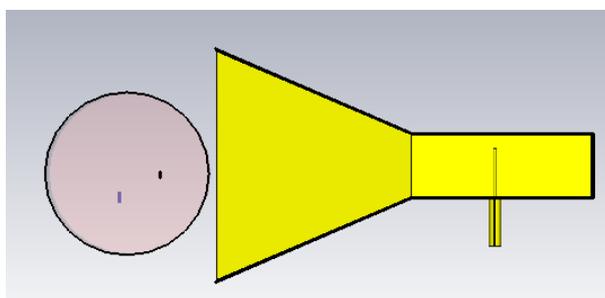


Рис. 5. Модель антенны в разрезе.

Как видно из рис. 6 а, после 16 минут моделирования, бревно прогрелось до 251°C.

Данная температурная характеристика была получена по результатам моделирования со временем воздействия в течении 16 минут. Как можно увидеть из рис. 6 б, что согласно математической модели древесина практически полностью нагревается до 130°C.

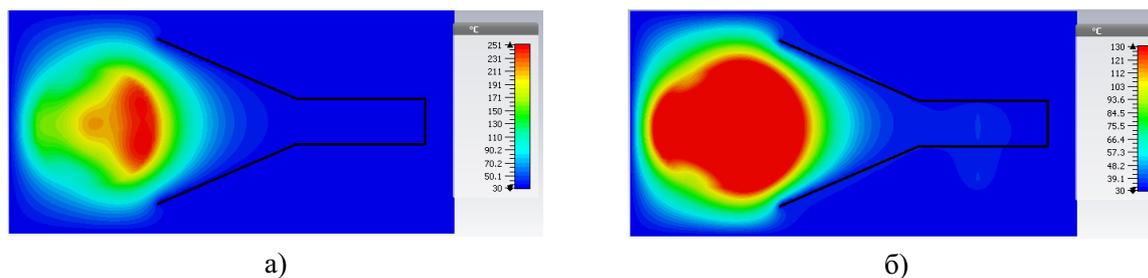


Рис. 6. Температурное распределение по сечению бревна: а) при максимальной температуре, б) с максимальной температурой 130°С.

Заключение

В заключении отметим, что был рассмотрен метод защиты древесины от различных микроорганизмов, проанализированы требования к математической модели антенны и разработана математическая модель рупорной антенны. А также предложена схема математической модели сфокусированной акустической системы излучателей и рассчитаны основные характеристики, подлежащие анализу. В дальнейшем будет рассматриваться вариант практической реализации данного прототипа и проведение его испытаний.

Благодарности

Выражаю благодарность доценту кафедры РФМТ КНИТУ-КАИ Веденькину Д.А. за обсуждение работы и полезные советы.

Список литературы

1. Воскресенский Д.И. Устройства СВЧ и антенны [Текст] / Д.И. Воскресенский, В.Л. Гостюхин, В.М. Максимов, Л.И. Пономарев – Москва: Радиотехника, 2006. – 376 с.;
2. Патент «Малогабаритная широкополосная волноводно-рупорная антенна и конструкция антенной решетки на ее базе» Авторы патента: Нестеров Ю. Г., Валов С. В., Крестьянников П. В., Черепенин Г. М. // [Электронный ресурс]. URL: <http://www.findpatent.ru/patent/248/2487447.html>
3. Веденькин Д.А., Седельников Ю.Е., Латышев В.Е. Оценка электромагнитной совместимости радиотехнического оборудования перспективных беспилотных летательных аппаратов на этапах разработки // Вестник Поволжского государственного технологического университета. Серия: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. 2016. № 1(20). С. 57-64.;
4. Веденькин Д.А., Чикляев Н.А. Разработка алгоритма пеленгации с использованием сфокусированной // Вестник НЦ БЖД – 2018. №3 – С.134-138.;
5. Веденькин Д.А., Латышев В.Е., Седельников Ю.Е. Оценка коэффициентов связи антенн для задач обеспечения ЭМС бортового РЭО перспективных беспилотных авиационных комплексов // Журнал радиоэлектроники. 2014. № 12. С.14.;
6. Веденькин Д.А., Седельников Ю.Е. Особенности построения решеток излучателей для задач акустического неразрушающего контроля // Перспективы науки. 2013. № 10(49). С. 152-154.;
7. Веденькин Д.А., Седельников Ю.Е., Потапова О.В. Свойства сфокусированных антенн для задач акустической эолокационной диагностики // Нелинейный мир. 2014. Т. 12. № 10. С. 64-68.;
8. Веденькин Д.А., Седельников Ю.Е., Насыбуллин А.Р., Рябова Н.В., Иванов В.А. Свойства объемных случайных антенных решеток, сфокусированных в зоне ближнего излученного поля // Современная наука: актуальные проблемы теории и практики. Серия: Естественные и технические науки. 2015. № 12. С. 30-34.;
9. Веденькин Д.А. Сфокусированные антенны для систем радиосвязи с группой малоразмерных летательных аппаратов // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2007. Т.10 № 5. С. 36.

Том II, с. 368–371
УДК: 621.371.33

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ИОНОСФЕРЫ НА НАПРЯЖЕННОСТЬ ПОЛЯ КОРОТКИХ РАДИОВОЛН

Н. М. Жанг¹, Л. К. Туен²

¹ Технический университет имени Ле Куи Дона, Вьетнам, г. Ханой, ул. Хоанг Куок Вьет, 236
E-mail: nmgiang44@gmail.com

² Иркутский национальный исследовательский технический университет,
664074, г. Иркутск, Лермонтова, 83
E-mail: lequangtuyen1402@gmail.com

Аннотация. В статье представлен метод моделирования напряженности поля мод распространения 1F2, 2F2 и 3F2 коротких радиоволн с учетом регулярных и случайных неоднородностей ионосферы. Приведены результаты моделирования частотной зависимости напряженности поля радиоволн различных мод. Показано, что рассеяние радиоволн в ионосфере приводит к возможности приема радиоволн на частотах, превышающих максимально применимые частоты.

Ключевые слова: КВ; распространение радиоволн; неоднородность ионосферы; напряженность поля; рассеяние радиоволн; ионосфера

MODELING OF INFLUENCE OF IONOSPHERE INHOMOGENEITIES ON FIELD STRENGTH OF SHORT RADIO WAVES

N. M. Giang, L. Q. Tuyen

Abstract. The article presents a method calculating field strength of propagation modes 1F2, 2F2 and 3F2 of short radio waves, taking into account regular and random inhomogeneities of the ionosphere. The results of modeling frequency dependence of radio field strength are given. Simulation results indicate that scattering of radio waves in the ionosphere leads to possibility of receiving radio waves at frequencies exceeding the maximum usable frequencies.

Keywords: HF; radio wave propagation; inhomogeneities of the the ionosphere ; field strength; scattering; the ionosphere

Введение

Радиотехнические системы коротковолнового (КВ) диапазона занимают устойчивые позиции в сфере радиосвязи. В гражданской авиации радиотехнические системы КВ диапазона используются для организации дальней и аварийной радиосвязи. Основным достоинством радиоволн КВ диапазона является способность распространяться на значительные расстояния при относительно небольшой мощности передающего устройства. К недостаткам КВ радиосвязи следует отнести зависимость качества связи от параметров ионосферы. Для повышения качества КВ связи необходимы прогнозирования основных характеристик распространения радиоволн как напряженность поля, максимальные применимые частоты, и углы излучения и прихода радиоволн. Среди этих характеристик - напряженность поля играет важную роль потому, что при прогнозировании напряженности поля в пункте приема позволяет выбрать оптимальные мощности радиопередатчиков и коэффициенты направленного действия приемно-передающих антенн. В настоящее время существует ряд работ, посвященных прогнозированию характеристик односкачковых трасс, например, работы [1, 2]. Однако вопрос прогнозирования напряженности электрического поля радиоволн, отражающихся два или три раза от ионосферы (моды 2F2 и 3F2) в условии горизонтально-неоднородной рассеивающей ионосферы еще мало изучен. Результаты эксперимента показаны, что в пункте приема КВ сигналов часто принимаются радиоволны

различных модов кроме радиоволн основного мода. Поэтому задача моделирования напряженности электрического поля различных модов распространения радиоволн с учетом неоднородности ионосферы стала актуальной.

Цель работы является моделирование влияния неоднородностей ионосферы на напряженность поля различных модов распространения радиоволн.

Метод расчета характеристик распространения КВ в горизонтально-неоднородной рассеивающей ионосфере

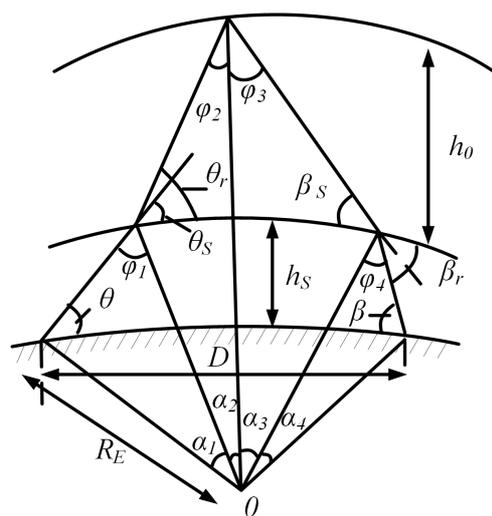


Рис. 1. Моделирование траектории КВ в горизонтально – неоднородной рассеивающей ионосфере.

по формулам:

$$h_0 = h_{01} + R_E \cdot (\alpha_1 + \alpha_2) \cdot \tan(\varepsilon), \quad (1)$$

$$\tan(\varepsilon) = \frac{(h_{02} - h_{01})}{D}$$

где D – расстояние между приемником и передатчиком; R_E – радиус Земли; h_{02} , h_{01} – высоты отражающего слоя в точках передатчика и приемника, соответственно. Для расчета h_{02} и h_{01} используется формула [3]:

$$h = \frac{1486}{\sqrt{M^2(3000) - 1}} - 176,$$

где $M(3000) = MUF(3000)/f_0F2$ – коэффициент распространения для дальности 3000 км. Значения $M(3000)$ и критическая частота слоя $F2$ (f_0F2) определяются при задании географических координат, времен суток и уровней активности Солнца по статистической модели ионосферы, например [6].

Согласно рис. 1 центральные углы α_2 определяется по формуле:

$$\alpha_2 = \pi/2 - \varphi_2 - \theta_r, \quad (2)$$

угол φ_2 определяется из выражения:

$$\sin(\varphi_2) = \frac{R_E + h_S}{R_E + h_0} \cdot \cos(\theta_r) \quad (3)$$

Углы α_2 , φ_2 можно найти при использовании метода итераций по формулам (1–3), где за нулевое приближение примем $h_0 = h_{01}$. Мы рассчитываем φ_2 из (3), α_2 из (2) и уточним значение h_0 из (1). Полученное значение h_0 используется для уточнения значения φ_2 из (3). Процесс

расчета остановится, когда удовлетворяется условие разность предыдущего и следующего значения α_2 меньше $0,001^0$. После отражения от ионосферы радиоволны движутся вниз и падают на рассеивающей слой под углами β_s и на Земли под углом β .

Дальность распространения лучей определяются как:

$$D = R_E \cdot (\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_4)$$

Для моделирования рассеяния радиоволн в ионосфере, мы используем метод, представленный в [4]. Следуя этому методу, углы входа θ_S в ионосферу и углы выхода радиоволн из ионосферы β_r испытывают случайные возмущения γ_1 и γ_2 : $\theta_r = \theta_S + \gamma_1, \beta_r = \beta_S + \gamma_2$, где случайные значения γ_1 и γ_2 имеют одинаковые характеристики: с нулевыми средними отклонениями, а среднеквадратические отклонения S равны интенсивности рассеяния радиоволн в ионосфере. Значение параметра рассеяния S зависит от сезона года, времени суток и определено по экспериментам.

Для статистической обработки характеристик распространения радиоволн мы выберем на поверхности Земли отрезки длиной Δ и для лучей с дальностью D_i , попадающими в k -й отрезок, рассчитаем средние значения углов излучения, приема и дальностей распространения радиоволн θ_k, β_k, D_k . Эти средние характеристики распространения КВ используются для расчета напряженности электрического поля КВ.

Метод расчета напряженности поля

Для расчета напряженности поля радиоволн используем известную формулу [6]:

$$E = \frac{173 \cdot \sqrt{P \cdot G} \cdot F(\theta) \cdot e^{-K} \cdot 10^{(L_0 - L_S)/20} \cdot 0,8^{n-1}}{D}, (4)$$

Где D - расстояние между точками передачи и приема (км), P - мощность радиопередатчика в кВт, G - коэффициент усиления передающей антенны, $F(\theta)$ - диаграмма направленности антенны в вертикальной плоскости, K - коэффициент поглощения радиоволн в ионосфере, n - количество отражений радиоволн от ионосферы, L и L_0 - относительные потери распространения без учета рассеяния радиоволн в ионосфере и с учетом рассеяния радиоволн, соответственно.

Коэффициент поглощения радиоволн в ионосфере K рассчитан по формуле Казанцева [7] при расчете средних значений углов входа радиоволн в ионосферу и выхода радиоволн из ионосферы. Коэффициент относительных потерь L из-за рассеяния радиоволн в ионосфере рассчитан по формуле [3]:

$$L = 10 \cdot \lg \left(\left(R_E \cdot \Delta \cdot \sin \left(\frac{D_k}{R_E} \right) \cdot \sin(\beta_k) \right) / n \cdot \delta \cdot \cos(\theta_k) \right), (5)$$

Где δ - шаг по углу излучения, Δ - участка интегрирования в окрестности дальности радиолинии, n - число лучей, попадающих в окрестности дальности радиолинии, θ_k и β_k - средние значения углов излучения и приема, соответственно.

Результаты расчета напряженности поля и обсуждение

Из метода расчета напряженности поля мы разработали программу моделирования напряженностей поля на ЭВМ. Входные данные для расчета: географические координаты пункта передачи и приема, числа Вольфа, рабочая частота, дата и время и параметр рассеяния радиоволн S .

На рис. 2 показаны результаты моделирования частотной зависимости напряженности поля для трассы длиной 2300 км при различных параметрах рассеяния радиоволн ($S = 1^0, 2^0$ и 3^0), число Вольфа $W = 167$, мощность передатчика - 1000 Вт, коэффициент направленного действия - 30, высота рассеяния отражающего слоя - 100 км.

Из рис. 2 видно, что в случае отсутствует рассеяние радиоволн в ионосфере напряженность поля резко уменьшается при рабочей частоте $f \approx$ МПЧ ($\approx 20,8$ МГц для мода 1F2, $\approx 14,2$

МГц для мода 2F2, ≈ 8.6 МГц для мода 3F2). При учете рассеяния радиоволн в ионосфере с параметром рассеяния $S = 1^0$ можно принимать радиоволны с рабочей частотой выше МПЧ для каждого мода (до 22 МГц для мода 1F2, 17,5 МГц для мода 2F2, до 10 МГц для мода 3F2. Когда параметр рассеяния увеличится ($S=2^0$), тогда частоты, на которых можно принимать радиоволны также повысятся.

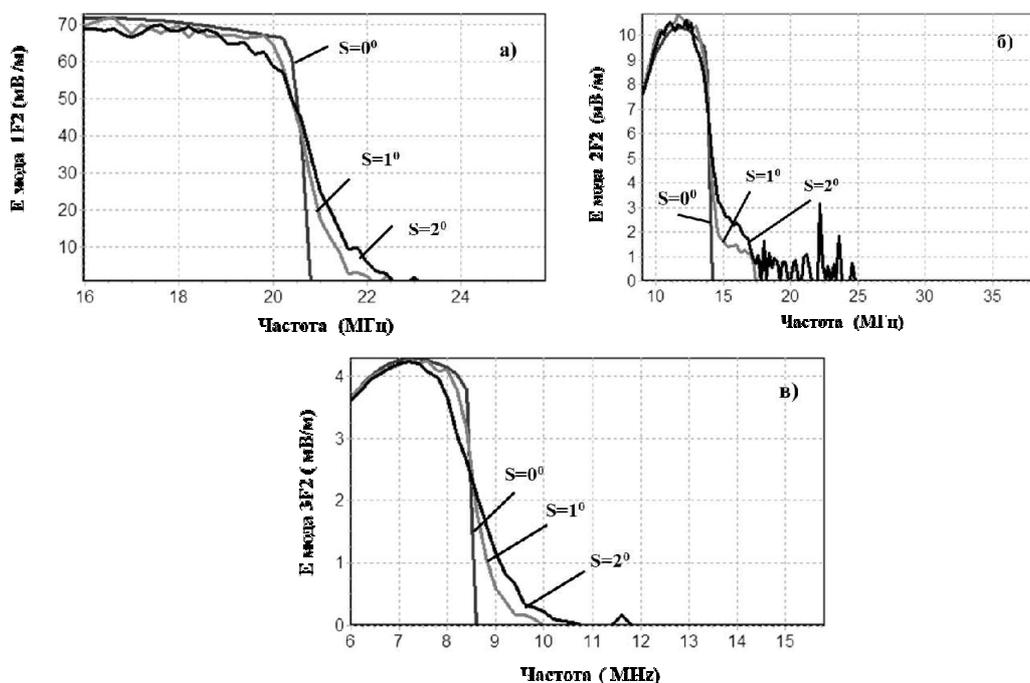


Рис. 2. Частотная зависимость напряженности поля мод 1F2 (а), 2F2(б) и 3F2(в) при различных значениях параметра рассеяния S^0 .

Заключение

В статье представляется метод моделирования напряженности поля модов 1F2, 2F2 и 3F2 в горизонтально-неоднородной рассеивающей ионосфере. В результате моделирования напряженности поля показано, что рассеяние радиоволн в ионосфере позволяет повысить рабочие частоты КВ радиосвязи. Показана необходимость учета рассеяния радиоволн при расчете напряженности поля коротких радиоволн, отражающихся от ионосферы.

Список литературы

1. Акимова В.Ф., Калинина Ю.К. и Тасенко С.В. Односкачковое распространение радиоволн. – М.: ВНИИГМИ-МЦД, 2014. – 259 с.
2. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. – М.: Мир. – 1973. – 502 с.
3. Агарышев, А.И. Системы коротковолновой радиосвязи с подавлением многолучевости сигнала: монография / А.И. Агарышев и др. – Иркутск: Изд-во ИрГТУ, 2009. – 160 с.
4. Агарышев, А.И., Нгуен Минь Жанг. Математическое моделирование угловых характеристик декаметровых радиоволн с учетом регулярных и случайных неоднородностей ионосферы // Успехи современной радиоэлектроники. – 2017. – № 12. – С. 165 - 168.
5. A simple HF propagation method for MUF and field strength: Document CCIR 6/288. – CCIR XVI-th Plenary Assembly. – Dubrovnik, 1986. – 34 p.
6. Долуханов М.П. Распространение радиоволн. – М.:Связь, 1972. – 336 с.
7. Черенкова Е. Л., Чернышов О. В. Распространение радиоволн. – М.: Радио и Связь, 1984. – 272 с.

Том II, с. 372–376
УДК: 087.2 + 537.87

THE CHARACTERISTICS OF THE BAND-PASS FILTER FROM THE VARIOUS PARAMETERS OF THE SUBSTRATE

Hung Luu Quang, Khiem Nguyen Khac, Binh Truong Thanh

Vietnam Maritime University, Hai Phong, Vietnam

E-mail: hung.luuquang@vamaru.edu.vn, nkk@vamaru.edu.vn, truongthanhbhnhp@gmail.com

Abstract. In this work, the design of a band-pass filter implemented on L-resonators is investigated. On one side of the substrate there are transmission lines responsible for the input and output of the structure. On the second side of the substrate are the resonators themselves. Studies have shown that to obtain a higher frequency band, a substrate with a high dielectric constant value is required. The thickness of the substrate affects the size of the filters. This filter is technologically easy to implement using standard methods of manufacturing printed circuit boards.

Keywords: resonator, band-pass filter, corpulence, microplus line

Introduction

Devices that provide the selection of a useful signal, are an integral part of many radio devices. High-pass filters, Low-pass filters, filter filters and band-pass filters are some of the selective devices. In this paper, one of the possible designs of a band-pass filter will be investigated. Such a filter is used when it is necessary to skip a signal in a certain frequency band, and suppress the signal outside this band. Its main characteristics are as follows: the steepness of the slopes, the quality factor, the loss in the band, etc. The design of the filter will be investigated according to frequency characteristics depending on various parameters of the substrate.

Due to the location of the supply lines on one side and the resonators on the other, it was possible to ensure good filter performance with compact dimensions. For some types of microwave devices, minimizing sizes meets certain difficulties. These include nodes based circuits with distributed constants. The dimensions of these devices are rigidly tied to the wavelength of the electromagnetic field propagating in the transmission line. In this connection, it is of great interest to create bandpass filters in micro-execution, as the most demanded and difficult to implement elements.

For example, in [1,2] a compact filter is implemented on quasi-capacitance and inductance. In [3], filter designs based on spiral resonators are described. In [4], the resonator is folded in the form of a “C” symbol, and in [5] a multilayer substrate with wideband resonators with split rings is used. Filters implemented on curved resonators are described in [6–8], filters with SRR are discussed in [9–11]. A band-pass filter implemented on two sides of the substrate [12]. In [13,14], designs of resonators based on opposing structures are described, and in [15], the design of a low-pass filter is described. However, not all of the listed devices are distinguished by simple design technology, manufacturability, compact size and high-frequency selectivity. In this paper, we study the band-pass filter on various microwave substrates.

Design

The band pass filter can be implemented on various microstrip resonators. The filter on L-resonators is described in [16]. On one side of the substrate are two resonators, and on the second side, supply lines are located. The location of these lines is selected on the basis of obtaining the best filter characteristics. Power lines have a characteristic impedance of 50 ohms. It is important to understand how the parameters of the substrate affect the final characteristics of the device. The scheme of such a filter is shown in Fig. 1.

To understand the effect of dielectric constant on filter characteristics, such filters were synthesized with the same substrate parameters except dielectric constant:

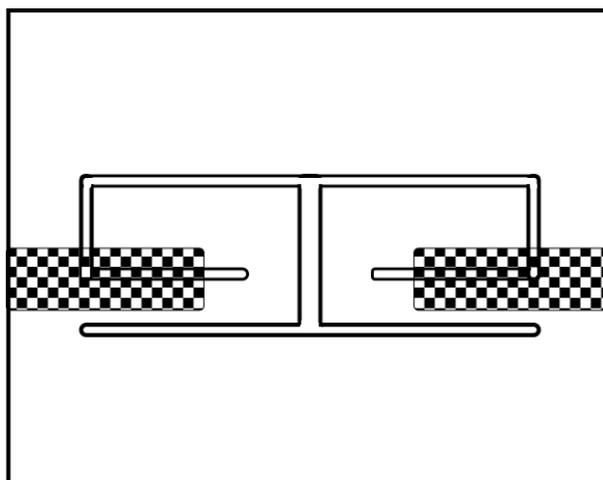


Fig. 1. Topology filter.

- Rogers $\varepsilon = 2.5$;
- FR4 $\varepsilon = 4.4$;
- Rogers $\varepsilon = 6.15$

The band of operating frequencies estimates for all structures by the same rules - 3 dB of the level of the minimum losses in the passband. Table 1 presents the characteristics of a band-pass filter with different dielectrics.

Table 1. Comparison of filters with different dielectric constant.

Dielectric constant	Area, mm ²	Transmission coefficient dB	Bandwidth, MHz
2.5	2130	-2.5	85
4.4	1940	-3	84
6.15	1800	-2.2	85

Based on the data presented in Table 1, it can be seen that the dielectric constant affects the dimensions of the filter and its transmission coefficient. The next stage of the research is the analysis of the influence of the substrate thickness on the filter characteristics. So filters were synthesized for the substrate thickness of 1, 1.5 and 2 mm. The results obtained from the design of such filters are presented in Table 2.

Table 2. Comparison of filters with different dielectric constant.

Dielectric constant	Area, mm ²	Transmission coefficient dB	Bandwidth, MHz
1	2130	-3	84
1,5	2190	-3.05	87
2	2230	-3.2	83

Based on the data presented in Table 1, it can be seen that the thickness of the substrate affects the dimensions of the filter, its loss and bandwidth. The most effective combination of dielectric constant

and substrate thickness is 1 mm and 6.15. The topology of the filter obtained in the Ansys HFSS program is shown in Figure 2,3. Due to the location of the supply lines on one side of the substrate, and microstrip resonators on the other side - allows you to save filter area.

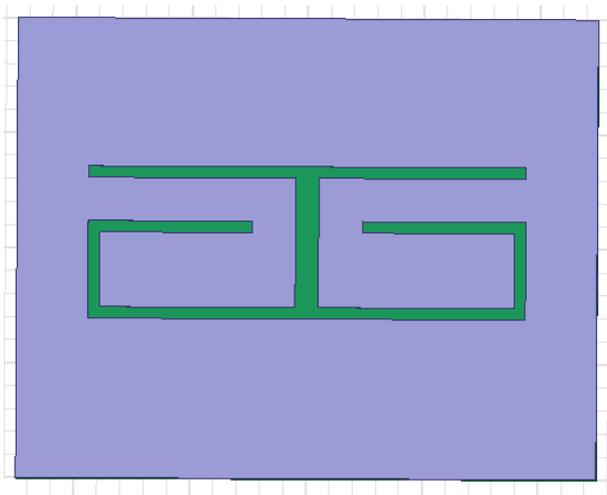


Fig. 2. Configuration of resonator on the top side of substrate.

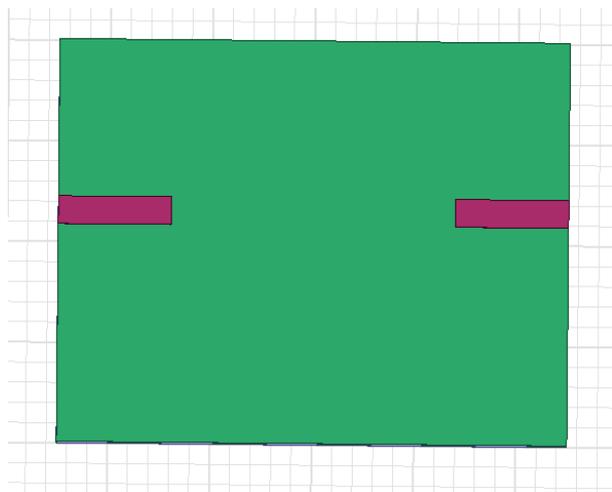


Fig. 3. Configuration of microstrip lines on the bottom side of substrate.

From Figure 4 it can be seen that the center frequency of the filter is 1280 MHz, and the bandwidth, estimated at -3 dB of minimum loss, is 85 MHz. The minimum loss at the center frequency is -2.2 dB. Coordination parameter S_{11} has a value below -8 dB within the transmission band. The filter area is 1800 mm². Analysis of the effect of the substrate parameters showed advantages and disadvantages depending on the selected material. This information may allow you to select the necessary material for your tasks.

Proposed filter has the following principle of operation - a signal arriving at one of the inputs begins to interact electromagnetically with resonators on the opposite side and is filtered by a frequency-selective structure. This structure consists of two identical resonators. Then the signal goes to the output of the filter. Due to the increase in the amplitude of electromagnetic excitations in the microstrip resonator at the frequencies of coupled oscillations, the signal is transmitted with small losses in the passband, and then, through electromagnetic interaction, is transmitted to the second port. At other frequencies, the signal is strongly reflected from the input port.

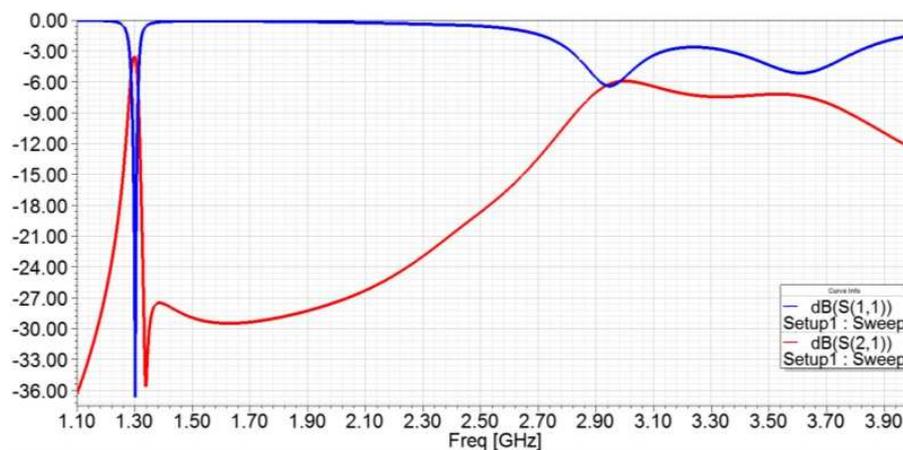


Fig. 4. Amplitude-frequency response.

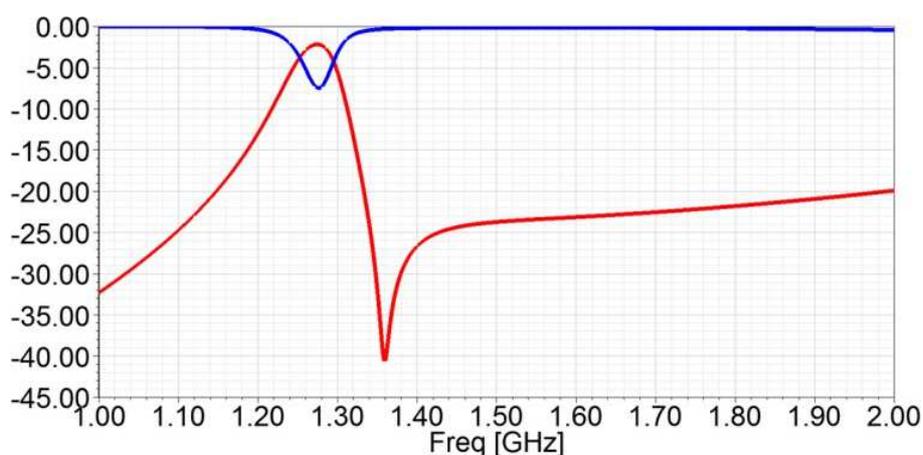


Fig. 5. Amplitude-frequency response.

Conclusion

In this paper, we analyzed the influence of substrate parameters on the characteristics of a band-pass filter consisting of two identical L-resonators and supply lines on the opposite side. Filters were designed for dielectric constants of 3,4,5 and substrate thickness of 1.1.5, and 2 mm. All filter designs were designed for a 1.28 GHz center frequency. The best performance has a filter with a minimum substrate thickness and maximum dielectric constant.

References

1. Yang T., Tamura M., Itoh T., "Compact hybrid resonator with series and shunt resonances used in miniaturized filters and balun filters // IEEE Transactions on microwave Theory and Techniques. 2010. V. 58. N 2. P. 390–402.
2. Zhu J., Feng Zh., "Microstrip interdigital hairprin resonator with an optimal physical length," // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. 2006. V. 16. N 12. P. 672–674.
3. Letavin Denis A., "Microstrip diplexer implemented on high-pass and low-pass filters," 19th International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, EDM 2018, Aug. 2018, pp. 199-202. DOI: 10.1109/EDM.2018.8435001.
4. Hung C.-Y., Weng M.-H., Lan S.-W., Huang C.-Y. // J. Electromagnetic Waves and Applications. 2012. V. 26. P. 12–23.
5. S. Vegesna and M. Saed, "Compact two-layer microstrip bandpass filter using broadside-coupled resonators," Progress In Electromagnetics Research B, vol. 37, 81-102, 2012.

6. Letavin Denis A., “Band-pass filters on u-shaped resonators,” 19th International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, EDM 2018, Aug. 2018, pp. 189-191. DOI: 10.1109/EDM.2018.8435040.
7. Letavin Denis A., “High-pass filter consisting of two L-type resonators and two interdigitated capacitors,” 25th Telecommunications Forum, TELFOR 2017, Jan. 2017, pp. 1-3. DOI: 10.1109/TELFOR.2017.8249372.
8. Letavin Denis A., “Small-Size bandpass filter in the form of two short-circuited meander lines,” 2017 International Conference on Industrial Engineering, Applications and Manufacturing, ICIEAM 2017, Oct. 2017. DOI: 10.1109/ICIEAM.2017.8076459.
9. Jia-Qi Liu; Jun-Ye Jin; Li J.L.-W., “A Miniature Bandpass filter with split ring resonator and asymmetrical coupled lines,” // International Conference on Communications, Circuits and Systems. 2013. V. 2. p. 425-427.
10. Rathore V.; Awasthi S.; Biswas A., “Design of compact dual-band bandpass filter using frequency transformation and its implementation with Split Ring Resonator Dual-band bandpass filter using SRR,” // 44th European Microwave Conference. 2014. p. 949-952.
11. Panda A.K.; Sahu K.S.; Mishra R.K., “A compact triangular SRR loaded CPW line and its use in highly selective wideband bandpass filter for WiMAX communication system,” // 5th International Conference on Computers and Devices for Communication. 2012. p. 1-4.
12. Letavin Denis A., “Compact bandpass filter with microstrip resonators,” 18th International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, EDM 2017, July 2017, pp. 105-107. DOI: 10.1109/EDM.2017.7981719.
13. Horestani A.K.; Duran-Sindreu M.; Naqui J.; Fumeaux C.; Martin, F., “Coplanar Waveguides Loaded with S-Shaped Split-Ring Resonators: Modeling and Application to Compact Microwave Filters,” // IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters. 2014. V. 13. p. 1349-1352.
14. B.A. Belyaev, A.M. Serzhantov, Ya.F. Bal’va, An.A. Leksikov, R.G. Galeev, “A new design of a miniature filter on microstrip resonators with an interdigital structure of conductors,” // Pis'ma v Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki. 2014. V. 41. I. 5. p. 504-507.
15. Letavin Denis A., “Compact crossover based on low-pass filters,” 19th International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, EDM 2018, Aug. 2018, pp. 192-194. DOI: 10.1109/EDM.2018.8434978.
16. Khiem Nguyen Khac, Nikolay S. Knyazev, Vuong Le Quoc, Hung Luu Quang., “Band-Pass Filter with Two L-Shaped Resonators,” 2018 IEEE East-West Design & Test Symposium (EWDTS). DOI: 10.1109/EWDTS.2018.8524829

Том II, с. 377–381
УДК: 087.2 + 537.87

COMPACT DIRECTIONAL COUPLER IMPLEMENTED ON COMPACT STRUCTURES

Hung Luu Quang, Van Nguyen Thanh, Thinh Bui Dinh

Vietnam Maritime University, Hai Phong, Vietnam

E-mail: hung.luuquang@vamaru.edu.vn, nguyenthanhvan.dhhh@gmail.com, thinh.buidinh@gmail.com

Abstract. This paper describes the design of a compact directional coupler whose dimensions have been reduced by means of compact structures. So the coupler with a Central frequency of 2 GHz, takes only 341 mm², which is 45% less than the traditional design for the same frequency.

Keywords: miniaturization, bending, microstrip line, artificial line, coupler

Introduction

The widespread use of directional couplers is associated with their useful properties, which are used in the design of radio engineering devices. A directional coupler divides the input power equally between its output with a phase difference of 90 degrees. This allows you to use them in the construction of phase shifters and power circuits of antenna arrays. Like many microwave devices, their dimensions are tied to the working frequency, with its increase the dimensions decrease, and vice versa with decreasing frequency the dimensions increase. This dependence of size on frequency has led to a new direction in radio engineering - miniaturization. The standard coupler, which provides for the division of power equally between its two outputs and consists of identical 35 and 50 Ohm segments in pairs. Consider some methods to reduce the area of the couplers: for example, in [1] proposed to reduce the size using quasi-concentrated elements, in [2] equivalent transmission lines, in [3] U-shaped capacitances, in [4] periodic capacitive loads, asymmetric T-shaped structures in [5], low-pass filters in [6–8], slow-down systems in [9, 10], artificial transmission lines in [11–13], fractal structures in [14, 15], in [16] high-resistance elements, in [17] loaded loops. In this paper, we consider the approach of reducing the size, which allows you to reduce the area of the coupler using synthesized compact structures.

Design

As is well known, a standard coupler with two loops and dividing the input power in equal proportions, consists of two segments into 35 Ohms and two segments into 50 Ohms. The length of such segments corresponds to a quarter of the wavelength at the center frequency. As the material of the substrate, a cheap material FP4 with a dielectric constant of 4.4 and a thickness of 1 mm was chosen. Using this material, a standard 2 GHz center coupler was designed. The area of such a device turned out to be 622 mm². Figure 1 shows the topology of a double-loop coupler. Figure 2 shows the dependence of the S parameters on the frequency, and Fig. 3 shows a plot of phase versus frequency.

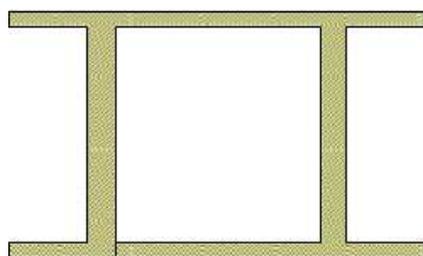


Fig. 1. Topology directional coupler.

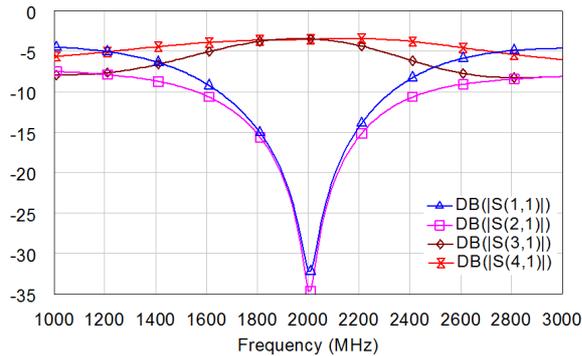


Fig. 2. S-parameters from frequency.

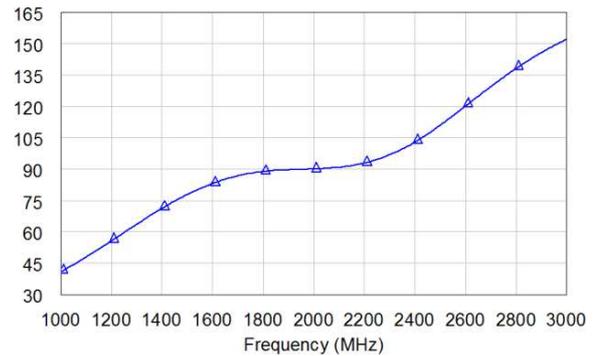


Fig. 3. Phase on frequency.

The operating frequency band of such a coupler is 225 MHz or 11.25%. The phase difference between the output signals is 90 degrees. This design has the disadvantage of large dimensions, and has a large area inside the coupler, which is not used. Therefore, compact structures with similar characteristics with traditional segments were proposed and synthesized. A graph comparing the phase characteristics of structures and segments is shown in Fig. 5.

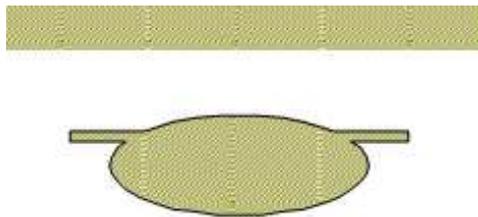


Fig. 4. Topology of a quarter-wave segment and a compact structure with an impedance of 50 Ohm.

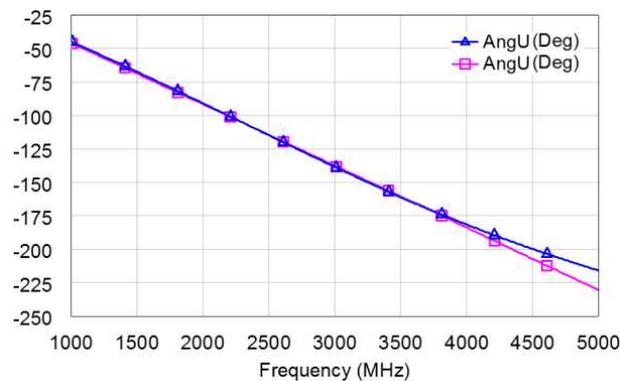


Fig. 5. Phase on frequency.

In Figure 4, you can visually compare the dimensions of the segments. The compact structure, designed for 50 Ohms and at a center frequency of 2000 MHz, has dimensions of 4.3 x 14 mm. At the same time, a quarter-wave segment for the same conditions has dimensions of 1.9x20.8 mm. We can see that the structure provides the same phase shift at the center frequency as the segment, but has a shorter length. This allows you to effectively use them in the design of the coupler and to obtain a significant reduction in the dimensions of the coupler, with a slight deterioration in performance. In fig. 6 it shows the frequency response of one of the compact structure.

In fig. 7 shows the topology of a compact coupler on such structures. The area of such a coupler is 341 mm². This is only 7.8% of the area of a standard device. The frequency characteristics of the coupler are shown in Fig. 8, and the phase response in Fig. 9.

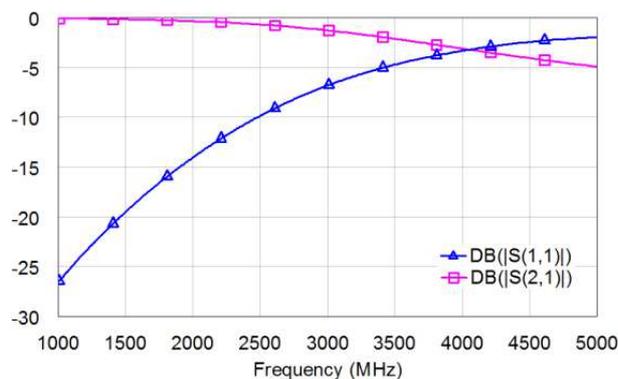


Fig. 6. Phase on frequency.

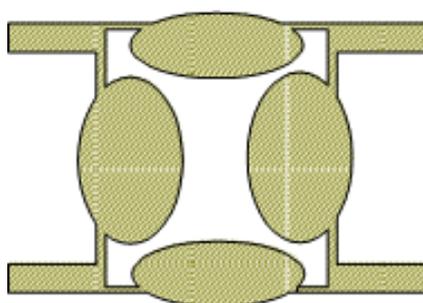


Fig. 7. Compact coupler topology.

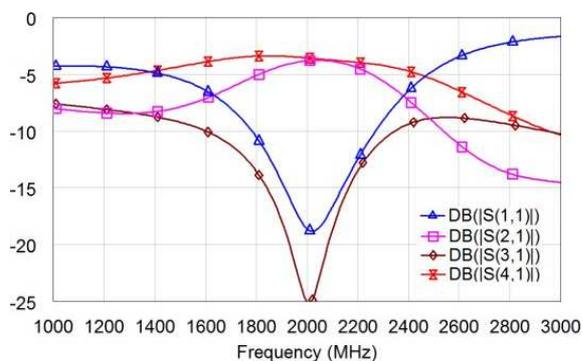


Fig. 8. S-parameters from frequency.

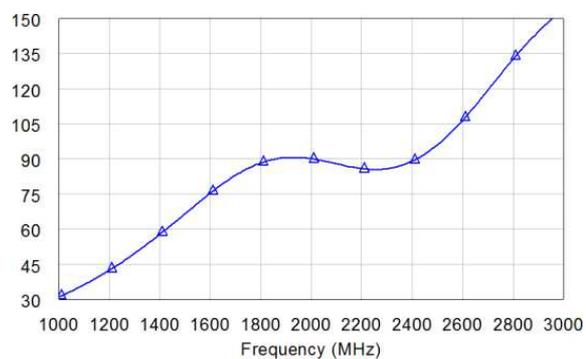


Fig. 9. Phase on frequency.

The phase difference on the output signals is 89 degrees. These structures can be used in other designs on microstrip pieces. By applying these structures, a reduction in the frequency band and a reduction in transmission coefficients occurred. To verify the simulation, a prototype of a compact coupler was made, which is shown in figure 10, and its measured characteristics are presented in figure 11. A comparison of the characteristics of a compact design and a traditional one is presented in Table 1.



Fig. 10. Photograph of taps made.

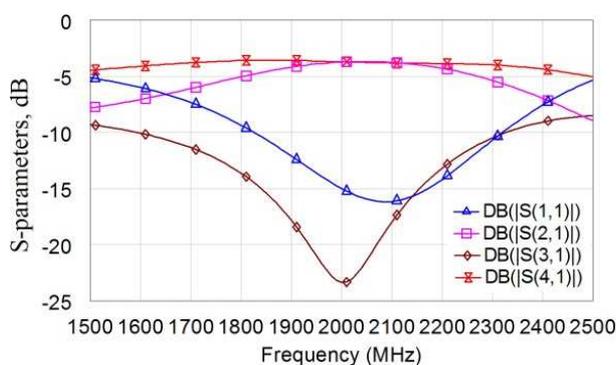


Fig. 11. Measured S-parameters from frequency Table 1. Comparison of standard coupler.

Table 1. Comparison of standard coupler.

Design	Area, mm ²	Reduce size, %	Bandwidth, MHz
Standard coupler	622	-	225
Compact coupler	341	45.2	158

Improving the efficiency of miniaturization is possible due to the modification of compact structures and their location in the area coupler. However, this may lead to a further deterioration in the performance of the device.

Conclusion

This paper presents a compact directional coupler whose area is reduced using compact structures. These structures have a shorter length due to which the area of the coupler is reduced. Due to the fact that the characteristics of the structures and segments coincide at the center frequency, we obtain a workable design. The area of such a coupler at a center frequency of 2000 MHz is 341 mm², which is 45.2% less than that of a coupler on standard quarter-wave segments. Reduction of the working frequency band by only 4%. These structures can be used in other microstrip devices.

References

1. S.-S. Liao and J.-T. Peng, "Compact planar microstrip branch-line couplers using the quasi-lumped elements approach with nonsymmetrical and symmetrical T-shaped structure," *IEEE Trans. Microw. TheoryTech.*, vol. 54, pp. 3508-3514, Sep. 2006.

2. Letavin Denis, "Miniature microstrip branch line coupler with folded artificial transmission lines," AEU - International Journal of Electronics and Communications, vol. 99, pp. 8-13, Feb. 2019. DOI: 10.1016/j.aeue.2018.11.016.
3. Letavin Denis A., "Compact branch-line coupler based on an inductor and a u-shaped capacitor," 19th International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, EDM 2018, pp. 195-198, July 2018. DOI: 10.1109/EDM.2018.8435096.
4. K. W. Eccleston, S. H. M. Ong, "Compact planar microstripline branch-line and rat-race coupler," IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. 51, pp. 2119-2125, Oct. 2003.
5. S.-S. Liao, P.-T. Sun, N.-C. Chin and J.-T. Peng, "A novel compact-size branch-line coupler," IEEE Microw. Wireless Compon. Lett. vol. 15, pp. 588-590, Sep. 2005.
6. Letavin Denis A., "Compact crossover based on low-pass filters," 19th International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, EDM 2018, pp. 192-194, July 2018. DOI: 10.1109/EDM.2018.8434978.
7. Letavin Denis A., "Compact microstrip three-loop coupler," 2017 International Applied Computational Electromagnetics Society Symposium - Italy, ACES 2017, May. 2017, DOI: 10.23919/ROPACES.2017.7916036.
8. Letavin Denis A., "Miniature branch-line coupler structure analysis," 18th International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, EDM 2017, July. 2017, pp. 99-101. DOI: 10.1109/EDM.2017.7981717.
9. J. Wang, B. Z. Wang, Y.-X. Guo, L.-C. Ong, and S. Xiao "A compact slow-wave microstrip branch-line coupler with high performance," IEEE Microw. Wireless Compon. Lett. vol. 17, pp. 501-503, Jul. 2007.
10. Wei-Shin Chang and Chi-Yang Chang, "A High Slow-Wave Factor Microstrip Structure With Simple Design Formulas and Its Application to Microwave Circuit Design," IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. 60, no. 11, pp. 3376-3383, Nov. 2012.
11. Letavin Denis A., "Two Methods for Miniaturization of Stub Quadrature Couplers," Journal of Communications Technology and Electronics, vol. 63, Issue 8, Aug. 2018, pp. 933-935. DOI: 10.1134/S1064226918080107
12. H. Ghali, T. A. Moselhy, "Miniaturized fractal rat-race, branch-line, and coupler-line hybrids," IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. 52, pp. 2513-2520, Nov. 2004.
13. J. Zhu, Y. Zhou, J. Liu, "Miniaturization Of Broadband 3-Db Branch-Line Coupler," Progress In Electromagnetics Research Letters, vol. 24, pp. 169-176, 2011.
14. Letavin Denis A., "Five-Stub Directional Device with Substantially Reduced Overall Dimensions," 2018 IEEE Radio and Antenna Days of the Indian Ocean, RADIO 2018. DOI: 10.23919/RADIO.2018.8572386
15. C. W. Tang, M.-G. Chen, "Synthesizing microstrip branch-line coupler with predetermined compact size and bandwidth," IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. 55, pp. 1926-1934, Sep. 2007.
16. Kimberley W. Eccleston, and Sebastian H.M. Ong, "Compact Planar Microstripline Branch-Line and Rat-Race Couplers," IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. 51, no. 10, pp. 2119-2125, Oct. 2003.
17. Kai-Yu Tsai, Hao-Shun Yang, Jau-Horng Chen, and Yi-Jan Emery Chen, "A miniaturized 2 dB Branch-Line Hybrid Coupler With Harmonics Suppression," IEEE Microw. Wireless Compon. Lett., vol. 21, no. 10, pp. 537-539, Oct. 2011.
18. Ashmi Chakraborty Das, Lakhindar Murmu, Santanu Dwari "A Compact Branch-Line Coupler using Folded Microstrip Lines," 2013 International Conference on Microwave and Photonics (ICMAP).
19. Kae-Oh Sun, Sung-Jin Ho, Chih-Chuan Yen, and Daniel van der Weide, "A Compact Branch-Line Coupler Using Discontinuous Microstrip Lines," IEEE MICROWAVE AND WIRELESS COMPONENTS LETTERS, VOL. 15, NO. 8, AUGUST 2005

Том II, с. 382–385

УДК: 533.951.2 + 535.012.2

ИНВАРИАНТНАЯ ФОРМА ТЕНЗОРА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ХОЛОДНОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ВО ВРЕМЕННОЙ ОБЛАСТИ

А. П. Потехин, Н. В. Ильин

ФГБУН Институт Солнечно-Земной физики Сибирского отделения Российской академии наук,
634033, г.Иркутск, Лермонтова, 126А, а/я 291
E-mail: uzel@iszf.irk.ru

Аннотация. Рассмотрено решение задачи движения классической нерелятивистской заряженной частицы под действием электрического поля при наличии внешнего магнитного поля. Приведено выражение во временной области для тензора диэлектрической проницаемости ионосферной холодной плазмы в геомагнитном поле.

Ключевые слова: ионосфера, распространение радиоволн, тензор диэлектрической проницаемости плазмы

INVARIANT FORM OF DIELECTRIC PERMITTIVITY TENSOR OF THE COLD IONOSPHERIC PLASMA IN THE TIME DOMAIN

A. P. Potekhin, N. V. Ilyin

Abstract. Considered the solution of the problem of the movement of classical charged particle under the action of electric field in the presence of an external magnetic field. The permittivity tensor of the ionospheric cold plasma in the geomagnetic field is presented in the time domain.

Keywords: ionosphere, radio wave propagation, plasmas permittivity tensor

Введение

Распространение радиоволн в холодной магнитоактивной плазме, ионосфере, одно из важных направлений в проблематике распространения волн в неоднородных анизотропных средах, таких как плазма, анизотропная оптика, кристаллооптика и др.

В теории распространения электромагнитных волн в неоднородной магнитоактивной плазме, которая имеет уже длительную историю, ряд задач получили существенное развитие: распространение в слоистой среде [1] квазиизотропное приближение геометрической оптики в слабозамагниченной среде [2], линейное взаимодействие собственных волн в плавно неоднородной среде [3, 4]. Решение этих задач главным образом опираются на нахождение собственных (нормальных) волн в плавно неоднородной среде, которые дают геометрооптическое приближение в области его применимости.

Однако, в волноводах за счет многократных переотражений, волна приобретает «продольную» компоненту и уравнение распространения не сводится к скалярному, необходимо рассматривать все компоненты векторного поля. В некоторых случаях удается свести решение векторной задачи к двум скалярным: так называемым Te и Tm волнам. В общем же случае требуется дальнейшее развитие теории, так как многие задачи, в том числе востребованные практикой, еще требуют своего решения. Например, для слоистой модели волновода земля – ионосфера, задачи распространения радиоволн КВ диапазона решаются только для некоторых моделей геомагнитного поля: при распространении строго вдоль или строго поперек магнитного поля.

На реальных коротковолновых трассах большой протяженности геомагнитное поле направлено под самыми различными углами к направлению распространения на различных участках

трассы. Формально говоря, можно ввести сопутствующую систему координат, в которой магнитное поле направлено по одной из осей, разложить в точке поле на независимые поляризационные компоненты и ввести матрицу перехода из сопутствующей системы координат к естественным координатам. При этом матрица перехода становится зависящей от координат, и уравнение распространения изменяется, появляются производные от матрицы перехода.

Система уравнений остается связанной и ее решение, в случае если матрица системы не коммутирует с ее интегралом, не записывается в виде экспоненты от интеграла от матрицы системы [5].

Данная ситуация и реализуется в ионосферном распространении декаметровых радиоволн. Хотя в каждой точке можно диагонализировать тензор диэлектрической проницаемости, но невозможно сделать это во всем пространстве, в котором распространяются радиоволны. При этом в волноводе как правило существует выделенная система координат, в которой среда описывается наиболее просто, поэтому для тензора диэлектрической проницаемости желательно иметь выражение, инвариантное по форме.

Модель среды

Анизотропия плазмы приводит к тому, что напряженность электрического поля E и его индукция D не коллинеарны. Материальное уравнение, связывающее напряженность с индукцией в общем случае имеют вид:

$$\vec{D}(t, \vec{r}) = \int_{-\infty}^t \iiint_V \hat{\varepsilon}(t, t', \vec{r}, \vec{r}') E(t', \vec{r}') dr' dt'. \quad (1)$$

В пренебрежении пространственной дисперсией, матрица «диэлектрической проницаемости» $\hat{\varepsilon}$ становится пропорциональна $\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ и интеграл по пространству снимается.

$$\vec{D}(t, \vec{r}) = \int_{-\infty}^t \hat{\varepsilon}(t, t', \vec{r}) E(t', \vec{r}) dt'. \quad (2)$$

В предположении стационарности среды, электромагнитная функция отклика зависит только от разности $t-t'$. Отличие матрицы $\hat{\varepsilon}$ от единичной матрицы обусловлено тем, что на заряды среды действует не только поле E , но и сила Лоренца со стороны внешнего магнитного поля. Вследствие этого вектор поляризации направлен в сторону, отличную от электрического поля. Обычно, выбрав направление одной из осей координат вдоль внешнего магнитного поля, матрицу $\hat{\varepsilon}$ удастся диагонализировать, при этом волновое уравнение для поля или потенциала удастся расщепить на независимые уравнения, описывающие собственные поляризационные состояния среды. Если же внешнее магнитное поле меняется в пространстве (неоднородно), то диагонализация также начинает зависеть от координат, и в общем случае волновое уравнение не удастся разрешить в явном виде.

Для моделирования тензорной структуры $\hat{\varepsilon}$ можно рассмотреть элементарную теорию, движение заряда вблизи положения равновесия под действием электрического поля [1].

Будем искать решение в инвариантной форме, не зависящей от выбора системы координат.

Уравнение движения осциллятора в магнитном поле, при наличии внешнего электрического поля имеет вид:

$$m \ddot{\vec{r}} + \hat{\omega}^2 \vec{r} = \frac{e}{c} \dot{\vec{r}} \times \vec{B} + e \vec{E}, \quad \ddot{r}_i - \omega_H A_{ik} \dot{r}_k + \hat{\omega}^2_{ik} r_k = \frac{e}{m} E_i(t). \quad (3)$$

Здесь $\hat{\omega}$ – матрица частот, если частота единственная, матрица кратна единичной и равна ωI .

В отсутствие правой части, уравнение движения осциллятора имеет известное решение $\mathbf{r} = \cos(\hat{\omega}t) \mathbf{r}_0 + \hat{\omega}^{-1} \sin(\hat{\omega}t) \dot{\mathbf{r}}_0$, по форме не отличающееся от скалярного, если матрица частот постоянна. Если матрица частот непостоянна, уже скалярное уравнение не решается в общем виде, хотя параметрические колебания и исследовались достаточно широко. Преобразуем уравнение,

полагая матрицу частот кратной единичной, к каноническому виду. Стандартным преобразованием убираем первые производные, то есть, заменив $r = uv$, найдем матрицу u такую, чтобы коэффициент при первых производных обратился в ноль.

$$\ddot{v} + \Omega^2 v = u^{-1} \frac{e}{m} \mathbf{E}, u = e^{\frac{\omega H}{2} At}$$

$$\Omega^2 = \omega^2 I - \frac{\omega^2 H}{4} A^2 = \omega^2 I + \frac{\omega^2 H}{4} (I - P_B) = (\omega^2 + \frac{\omega^2 H}{4}) (I - P_B) + \omega^2 P_B \quad (4)$$

Матрица частот изменилась, в плоскости перпендикулярной магнитному полю квадрат частоты стал $\omega^2 + \frac{\omega^2 H}{4}$, а в направлении магнитного поля остался тем же.

Квадратный корень из матрицы частот в данном случае легко извлекается,

$$\Omega = \sqrt{\omega^2 + \frac{\omega^2 H}{4}} (I - P_B) + \omega P_B$$

и решение однородного уравнения имеет стандартный вид

$$v = \cos(\Omega t) v_0 - \Omega^{-1} \sin(\Omega t) v_1 = \cos(\omega_1 t) P_{\perp} v_0 - \frac{1}{\omega_1} \sin(\omega_1 t) P_{\perp} v_1 + \cos(\omega t) P_H v_0 - \frac{1}{\omega} \sin(\omega t) P_H v_1$$

$$\omega_1 = \sqrt{\omega^2 + \frac{\omega^2 H}{4}}$$

$P_{\perp} = I - P_B$ матрица проектирования на плоскость, перпендикулярную магнитному полю, v_1 – начальная скорость частицы.

Неоднородное уравнение

$$\ddot{v} + \Omega^2 v = u^{-1} \frac{e}{m} \mathbf{E} \quad (5)$$

будем решать методом вариации постоянных в матричной форме.

Обычным способом получим систему уравнений

$$\begin{cases} \Omega \sin(\Omega t) \dot{v}_0(t) + \cos(\Omega t) \dot{v}_1(t) = u^{-1} \frac{e}{m} \mathbf{E} \\ \cos(\Omega t) \dot{v}_0(t) - \Omega^{-1} \sin(\Omega t) \dot{v}_1(t) = 0 \end{cases}$$

Решая которую получим

$$\begin{cases} v_0(t) = v_0(0) + \int_0^t \sin(\Omega t') \Omega^{-1} u^{-1} \frac{e}{m} \mathbf{E}(t') dt' \\ v_1(t) = v_1(0) + \int_0^t \cos(\Omega t') u^{-1} \frac{e}{m} \mathbf{E}(t') dt' \end{cases}$$

Решение исходной системы при этом примет вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{r} &= u(t)v(t) = \\ &u(t) \{ \cos(\Omega t) v_0(t) - \Omega^{-1} \sin(\Omega t) v_1(t) \} = \\ &u(t) \cos(\Omega t) (v_0(0) + \int_0^t \sin(\Omega t') \Omega^{-1} u^{-1} \frac{e}{m} \mathbf{E}(t') dt') - \\ &\Omega^{-1} \sin(\Omega t) (v_1(0) + \int_0^t \cos(\Omega t') u^{-1} \frac{e}{m} \mathbf{E}(t') dt') = \\ &u(t) (\cos(\Omega t) v_0(0) - \Omega^{-1} \sin(\Omega t) v_1(0)) + \int_0^t \Omega^{-1} \sin(\Omega(t-t')) u(t-t') \frac{e}{m} \mathbf{E}(t') dt' \end{aligned}$$

Здесь учтено, что матрицы $u(t)$ и Ω коммутируют друг с другом, а также с функциями Ω , и

$$u^{-1}(t) = u(-t) = e^{-\frac{\omega H}{2} At} = \cos(\frac{\omega H}{2} t) P_{\perp} - \sin(\frac{\omega H}{2} t) A + P_B.$$

Обозначим

$$\mathbf{E}_1 = P_{\perp} \mathbf{E}(t), \mathbf{E}_2 = A \mathbf{E}(t),$$

и введем

$$\mathbf{E}_+ = \mathbf{E}_1(t) + i\mathbf{E}_2(t); \mathbf{E}_- = \mathbf{E}_1(t) - i\mathbf{E}_2(t).$$

В этих обозначениях смещение осциллятора под действием поля \mathbf{E} будет иметь вид

$$\mathbf{r}(t) = \frac{1}{2\omega_1} \frac{e}{m} \int_0^t \sin \omega_1(t-t') \exp(-i\frac{\omega_H}{2}(t-t')) \mathbf{E}_+(t') dt' - \frac{1}{2\omega_1} \frac{e}{m} \int_0^t \sin \omega_1(t-t') \exp(i\frac{\omega_H}{2}(t-t')) \mathbf{E}_-(t') dt' + \frac{1}{\omega} \frac{e}{m} \int_0^t \sin \omega(t-t') P_B \mathbf{E}(t') dt'$$

Поляризация объема среды, по определению есть $P = \sum_i q_i r_i$, сумма по всем заряженным частицам. В нашем случае нужно полученное смещение под действием приложенного поля умножить на концентрацию частиц данного сорта и просуммировать по сортам. Сорта частиц отличаются только массами и зарядами. Таким образом, поляризация единицы объема в точке r , обусловленная электронами

$$P(r, t) = \frac{N(r, t)}{2\omega_1} \frac{e}{m} \int_0^t \sin \omega_1(t-t') \exp(-i\frac{\omega_H}{2}(t-t')) \mathbf{E}_+(t') dt' - \frac{N(r, t)}{2\omega_1} \frac{e}{m} \int_0^t \sin \omega_1(t-t') \exp(i\frac{\omega_H}{2}(t-t')) \mathbf{E}_-(t') dt' + \frac{N(r, t)}{\omega} \frac{e}{m} \int_0^t \sin \omega(t-t') P_B \mathbf{E}(t') dt' \} \quad (6)$$

Здесь $N(r, t)$ - плотность электронов в заданной точке пространства. Первое слагаемое – компонента поляризации в плоскости электрического и геомагнитного поля, перпендикулярная магнитному полю, второе слагаемое, компонента поляризации, перпендикулярная и геомагнитному и электрическому полю, третье – компонента в направлении геомагнитного поля. Индукция при этом

$$\mathbf{D}(r, t) = \mathbf{E}(r, t) + 4\pi\mathbf{P}(r, t) = \int_0^t \hat{\varepsilon}(r, t-t') \mathbf{E}(r, t') dt'.$$

Заключение

В «элементарной» модели рассмотрена тензорная структура диэлектрической проницаемости холодной ионосферной плазмы. Выражения приведены для бесстолкновительного случая. Учет столкновений изменит матрицу частот осциллятора и сделает выражение сложнее. Полученное выражение имеет инвариантную форму, то есть не зависит от выбора системы координат и в однородном случае может быть приведено к известному выражению [1]. Но полученное выражение легко допускает обобщение на нестационарное (по величине) магнитное поле и справедливо для произвольной зависимости электрического поля от времени, учитывая все переходные процессы.

Работа выполнена в рамках базового финансирования программы ФНИ П.12 и при поддержке гранта РФФИ № 19-02-00513-а.

Список литературы

1. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – М.: Наука, 1967. – 685с.
2. Кравцов Ю.А. «Квазиизотропное» приближение геометрической оптики // Докл. АН СССР. – 1968. – Т. 183, № 2. – С. 74–76.
3. Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. Линейное взаимодействие электромагнитных волн в неоднородных слабо анизотропных средах // Успехи физических наук. – 1983. – Т. 141, № 2. – С. 295–298
4. Шалашов А.Г, Господчиков Е.Д. Импедансный метод решения задач распространения электромагнитных волн в анизотропных и гиротропных средах // Успехи физических наук. – 2011. – Т.181, № 2. – С. 151–172.
5. Лаппо-Данилевский И.А. Теория функций от матриц и системы линейных дифференциальных уравнений. – М.: ОНТИ. Гос. технико-георет. изд-во, 1934. – 144 с.

Том I, с. 386–390

УДК: 621.396

ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ СФОКУСИРОВАННЫХ АКУСТИЧЕСКИХ АПЕРТУР

М. Н. Качушкин

*Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ,
420111, Казань, ул. Карла Маркса, 10*

Аннотация. Прогресс, достигнутый в акустической эхолокации, сегодня позволяет создавать системы с эффективной управляемой фокусировкой излучаемого или принимаемого волнового поля. Это относится как к использованию реальных решеток из слабонаправленных излучателей, так и к использованию виртуальных решеток, реализующих принцип когерентного суммирования сигналов, принятых в различные моменты времени излучателями в различных точках пространства. Использование принципа фокусировки создает предпосылки для улучшения показателей обнаружения, что существенно для малоразмерных дефектов. Целью работы является создание математической модели сфокусированных акустических излучателей и предложение по созданию устройств акустического неразрушающего контроля или усовершенствования существующих. В работе рассмотрены: текущее положение теории о распространении акустических волн; схема создаваемой модели; математические соотношения, используемые для создания модели; область фокусировки; сила поля акустического воздействия и существующие варианты и дефектоскопии, а так же предложены варианты по их улучшению.

Ключевые слова: акустика, акустическая апертура, математическая модель, область фокусировки, дефектоскопия

THE STUDY OF ACOUSTIC PROPERTIES OF FOCUSED APERTURES

M. N. Kachushkin

Abstract. The progress made in acoustic echolocation today makes it possible to create systems with effective controlled focusing of the emitted or received wave field. This applies both to the use of real gratings from weakly directed emitters and to the use of virtual gratings that implement the principle of coherent summation of signals received at different times by emitters at different points in space. Using the principle of focus creates the preconditions for improving the detection performance, significantly so for small defects. The aim of the work is to create a mathematical model of focused acoustic emitters and a proposal for the creation of acoustic nondestructive testing devices or improvement of existing ones. The paper deals with: the current position of the theory of the propagation of acoustic waves; the scheme of the created model; mathematical relations used to create the model; the focus area; the force of the field of acoustic influence and the existing options and flaw detection, as well as proposed options for their improvement.

Keywords: acoustics, acoustic aperture, mathematical model, focus area, flaw detection

Введение

Принцип создания акустических полей с использованием сфокусированных излучающих систем хорошо известен. Несмотря на ряд несомненных положительных качеств, сфокусированные излучатели не получили широкого распространения в эхолокационной диагностике в силу также хорошо известных причин. Главными из них являются громоздкость устройств с акустическим линзами и отсутствие возможности управления глубиной фокусировки.

Прогресс, достигнутый в элементной базе акустической эхолокации, сегодня позволяет создавать системы с эффективной управляемой фокусировкой излучаемого или принимаемого волнового поля. Сказанное относится в равной мере как к использованию реальных решеток из слабонаправленных излучателей, аналогичных по принципу действия ФАР для радиолокации и радиосвязи, так и к использованию виртуальных решеток, реализующих принцип когерентного суммирования сигналов, принятых в различные моменты времени излучателями в различных

точках пространства. Принцип создания акустических полей с использованием сфокусированных излучающих систем хорошо известен. Несмотря на ряд несомненных положительных качеств, сфокусированные излучатели не получили широкого распространения в эхолокационной диагностике в силу также хорошо известных причин.

Целью данной работы, является создание математической модели сфокусированной акустической системы с учетом всех новых свойств, для последующего использования в различных устройствах, например: устройства эхолокации, неразрушающего контроля, медицинское оборудование и т.д.

Теория и устройства формирования акустических полей и потоков акустического излучения

Для формирования направленных потоков акустического излучения используются акустические линзы, концентраторы, зеркала и волноводы. Акустические линзы предназначены для создания сходящихся волновых фронтов акустического излучения сферической или цилиндрической формы $= k \cdot l$ (где k - волновое число, l - геометрическая длина пути) таким образом, что преобразует плоский или расходящийся фронт в сходящийся. Центр кривизны сходящегося волнового фронта называют геометрическим фокусом, а точку, в которой плотность энергии максимальна - волновым фокусом. Акустическое зеркало - гладкая поверхность, линейные размеры которой велики по сравнению с длиной λ падающей на нее звуковой волны, формирующая регулярное отражение звуковой волны. Поверхность считается гладкой, если ее шероховатость меньше $\lambda/20$. Свойства акустического зеркала определяются формой отражающей поверхности и коэффициентом отражения, который определяет энергию отраженной волны. Акустические зеркала применяются для изменения направления распространения и фокусировки звуковых волн. Акустический концентратор - активная фокусирующая система, предназначенная для увеличения интенсивности акустического излучения путем сосредоточения его энергии в малом объеме.

Особенности распространения акустических волн в средах

В газах и жидкостях, не засоренных инородными частицами, рассеяние отсутствует и затухание определяется поглощением. Коэффициент поглощения пропорционален квадрату частоты. В случаях, когда в жидкости наблюдается дисперсия скорости ультразвука, квадратичная зависимость S от частоты нарушается.

Коэффициент поглощения в твердых телах пропорционален частоте (стекло, биологические ткани, металлы, некоторые пластмассы) или квадрату частоты (резина, многие пластмассы). Для одной и той же среды поглощение поперечных волн при постоянной частоте меньше, чем продольных. Это обусловлено тем, что поперечные колебания не связаны с изменением объема и потери на теплопроводность отсутствуют.

Рассеяние отсутствует в однородных аморфных твердых материалах типа стекла, пластмассы. Слабое рассеяние в них может возникать под влиянием внутренних напряжений, вызывающих изменение скорости звука и преломление (отклонение) упругих волн. В гетерогенных материалах (чугун, гранит, бетон) рассеяние весьма велико. Большое рассеяние наблюдают также в большинстве металлов даже при высокой степени их однородности.

Особенности фокусирования парциальных акустических полей

Важно отметить особенности акустических волн, которые влекут за собой особенности их фокусировки [1–3]. Для исследования фокусировки акустических волн, была использована аналогичная теория, используемая для электромагнитных волн [4–7]. В газообразных и жидких средах, обладающих объёмной упругостью, могут распространяться только продольные акустические волны, в которых смещения частиц совпадают по направлению с распространением волны. В неограниченных твёрдых средах, обладающих, помимо объёмной, также и сдвиговой упругостью, наряду с продольными могут распространяться и поперечные (сдвиговые) акустические волны. В них направления смещений частиц и распространения волны взаимно перпендикулярны. Распространение акустических волн характеризуется в первую очередь скоростью звука. При

определённых условиях наблюдается дисперсия звука - зависимость скорости акустических волн от частоты. По мере распространения происходит постепенное затухание звука, т. е. уменьшение интенсивности акустических волн. Оно обусловлено в значительной степени поглощением звука, связанным с необратимым переходом энергии акустической волны в теплоту. При большой интенсивности акустических волн наблюдаются искажение их формы и другие нелинейные эффекты.

Математическая модель сфокусированной акустической системы излучателей

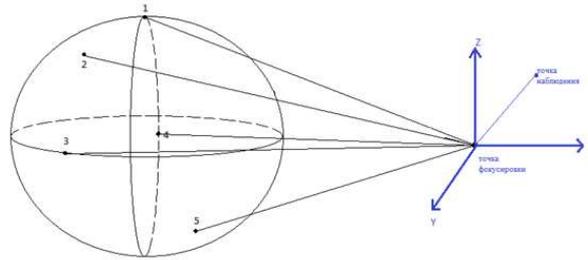


Рис. 1. Схема разрабатываемой математической модели.

На Рис. 1 представлена схема разрабатываемой математической модели, состоящей из пяти акустических излучателей с координатами $(x_{1..5}, y_{1..5}, z_{1..5})$ и точки фокусировки с координатами (x_0, y_0, z_0) .

Основная задача данной математической модели заключается в расчете интенсивности сфокусированного акустического поля в точке фокусировки. В качестве основной характеристики для последующего расчета была выбрана интенсивность акустического поля в точке фокусировки.

В начале, в модель задаются: координаты излучателей, координаты точки фокусировки, а также координаты точки наблюдения (Таблица 1).

Таблица 1. Задаваемые координаты.

Координаты излучателей	Координаты точки наблюдения	Координаты точки фокусировки
$q = 1 \dots N$ $x_q = 1 + 1 \cdot q$ $y_q = 1 + 1 \cdot q$ $z = 0$	$x = -1$ $y = 0$ $z = 0$	$x = 1$ $y = 2$ $z = -10$

На данный момент расчет производится для случая, когда излучатели лежат в одной плоскости, для упрощения расчетов. Впоследствии излучатели будут находиться в разных плоскостях, с целью улучшить практическое применение данной модели. Далее рассчитываются расстояния от излучателей до точки фокусировки и до точки наблюдения.

$$s(x, y) = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (1)$$

$$S(x, y) = \sqrt{(x - x_n)^2 + (y - y_n)^2 + (z - z_n)^2} \quad (2)$$

Так как воздействие векторов излучения энергии на точку нельзя посчитать, как простую сумму нескольких векторов, необходимо каждый из них разложить на простейшие некомпланарные вектора

$$E = (a \cdot i) + (b \cdot j) + (c \cdot k),$$

где a , b , c необходимые коэффициенты, а i , j , k мнимые единицы.

Далее необходимо выразить углы проекций векторов на координатные оси.

$$\theta(x, y) = \arccos\left(\frac{z_H}{S(x, y)}\right) \quad (3)$$

$$\varphi(x, y) = \arccos\left(\frac{x_H - x}{SS(x, y)}\right) \quad (4)$$

Далее необходимо рассчитать вспомогательные функции вектора воздействия акустического поля для каждой из координатных осей, физический смысл которых заключается в затухании.

$$e_x = (\sin(\varphi(x, y)))^2 + (\cos(\varphi(x, y)))^2 \times \sin(\theta(x, y)) \quad (5)$$

$$e_y = \sin(\varphi(x, y)) \times \cos(\varphi(x, y)) \times ((\sin(\theta(x, y))) - 1) \quad (6)$$

$$e_z = -\cos(\varphi(x, y)) \times \cos(\theta(x, y)) \quad (7)$$

Ниже представлены пространственные распределения поля сфокусированного акустического воздействия для излучателей по каждой оси координат.

$$E_x = \left| J \cdot e^{[(\sqrt{-1} \cdot \frac{2\pi}{\lambda}) \cdot (S_{(x,y)} - s_{(x,y)})]} \times \frac{e_x}{S_{(x,y)}} \right| \quad (8)$$

$$E_y = \left| J \cdot e^{[(\sqrt{-1} \cdot \frac{2\pi}{\lambda}) \cdot (S_{(x,y)} - s_{(x,y)})]} \times \frac{e_y}{S_{(x,y)}} \right| \quad (9)$$

$$E_z = \left| J \cdot e^{[(\sqrt{-1} \cdot \frac{2\pi}{\lambda}) \cdot (S_{(x,y)} - s_{(x,y)})]} \times \frac{e_z}{S_{(x,y)}} \right| \quad (10)$$

Теперь, получив значения поля сфокусированного акустического воздействия от каждого источника, мы можем их просуммировать по каждой координате и получить поле сфокусированного акустического воздействия в наблюдаемой точке.

$$E_{(x,y,z)} = |E_x + E_y + E_z| \quad (11)$$

Заключение

В заключении отметим, что рассмотрены различные аспекты акустических полей: устройства формирования акустических полей; распространение акустических полей в различных средах; особенности фокусирования парциальных акустических полей. А также предложена схема математической модели сфокусированной акустической системы излучателей и рассчитаны основные характеристики, подлежащие анализу. Подводя итоги, стоит отметить, что представленная модель, учитывает новейшие исследования в фокусировке акустических апертур и в последствие при практической реализации, может исправить основные проблемы сфокусированных акустических излучателей.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках базовой части Государственного Задания № 8.6872.2017/БЧ.

Список литературы

1. Веденькин, Д.А. Особенности построения решеток излучателей для задач акустического неразрушающего контроля / Д.А. Веденькин, Ю.Е. Седелников // Перспективы науки. 2013. № 10(49). С. 152-154.
2. Веденькин, Д.А. Свойства сфокусированных антенн для задач акустической эхолокационной диагностики / Д.А. Веденькин, Ю.Е. Седелников, О.В. Потапова // Нелинейный мир. 2014. Т. 12. № 10. С. 64-68.

3. Веденькин, Д.А. Антенные решетки, сфокусированные по широко-полосному сигналу / Д.А. Веденькин, Ю.Е. Седельников // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2015. Т. 18. № 3-1. С. 23-30.
4. Vedenkin, D.A. Control of parameters of large aperture antenna arrays with using the overflight method and principles of virtual focused apertures / D.A. Vedenkin, V.I. Klassen, Yu.E. Sedelnikov // Нелинейный мир. 2017. Т. 15. № 1. С. 32-36.
5. Веденькин, Д.А. Разреженные сфокусированные антенные решетки в задачах радиосвязи и радиопротиводействия / Д.А. Веденькин, Ю.Е. Седельников // Электросвязь. 2018. № 8. С. 52-57.
6. Веденькин, Д.А. Элементарный излучатель для антенной решётки, сфокусированной в зоне ближнего излучённого поля / Д.А. Веденькин Д.А., И.Д. Филареева, Д.Г. Макарова // Вестник Поволжского государственного технологического университета. Серия: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. 2018. № 3(39). С. 67-75.
7. Седельников, Ю.Е. Развитие теории сфокусированных антенн для задач акустической эхолокационной диагностики / Ю. Е. Седельников, М. Н. Качушкин, Д. А. Веденькин // Вестник Поволжского государственного технологического университета. Сер.: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. 2018. № 4(40). С. 46-57. DOI: 10.15350/2306-2819.2018.4.46

Том II, с. 391–395
УДК: 087.2 + 537.87

COMPARISON OF THE MINIATURIZATION EFFICIENCY OF THE COUPLER USING THE BENDS OF QUARTER-WAVE SEGMENTS

Khiem Nguyen Khac, Son Nguyen Ngoc, Huong Ngo Xuan

Vietnam Maritime University, Hai Phong, Vietnam

E-mail: nkk@vimaru.edu.vn, sonmts169@gmail.com, nxhuong@gmail.com

Abstract. This article analyzes the efficiency of microstrip bending line for miniaturization compared to artificial transmission lines. Simple bending of the line allows to reduce the area of the coupler only by no more than 50%, this is due to the limited space inside the coupler. While the artificial transmission lines can provide a reduction in the area of more than 60%.

Keywords: miniaturization, bending, microstrip line, artificial line, coupler

Introduction

Today, directional responders are the basic device in various radio devices, for example, power splitters. The microstrip two-loop coupler consists of four quarter-wave segments, whose geometry is calculated depending on the operating frequency and the parameters of the substrate. With increasing frequency, the length of the segments will decrease, but at low frequencies we can get a coupler that is not always convenient for use in radio engineering systems, because of its large area. Therefore, in the literature you can find a large number of works related to the problem of reducing the size of the couplers. The easiest and fastest way to reduce the area of the coupler is to bend its quarter-wave segments into its internal space. Another method is to replace the four-wave segments with artificial transmission lines, which, due to a set of elements, can significantly reduce the size of the coupler. Consider some of the work associated with reducing the size of the directional coupler [1–17]. For example, in [1], the reduction of dimensions using quasi-concentrated elements was proposed, in [2] equivalent transmission lines, in [3] U-shaped capacitances, in [4] periodic capacitive loads, in [5] asymmetric T-shaped structures, in [6–8] low-pass filters, in [9, 10] slow-down systems, in [11, 12] artificial transmission lines, in [13–15] fractal constructions, in [16] high-resistance elements, [17] loaded loops, in [18] interdigital capacitors, bending lines [19]. Each of the described methods allows to reduce the dimensions of the coupler. However, this requires a preliminary calculation of the necessary elements, which complicates the process of designing such devices. In this paper, a miniaturization method based on the bending of a microplane line is considered, and a comparison with a compact coupler based on moderating lines is made.

Design

Figure 1 shows the topology of a directional coupler that divides the power equally between its two outputs. As the substrate material, a widely used and cheap FR4 material with a dielectric constant 4.4 was chosen. Then, the design of standard taps at the central frequency of 1.5 GHz with different substrate thicknesses of 1, 1.5 and 2 mm was implemented. This made it possible to analyze how the thickness of the substrate affects the effectiveness of reducing the size of the coupler. A compact coupler was also designed based on the well-known approach described in [19].

Figure 2 shows the topology of a coupler with a substrate thickness of 1 mm, in which the bends of quarter-wave segments are realized in the form of a meander while preserving their previous length. This made it possible to use the space inside the coupler and reduce its size.

The area of the coupler at the center frequency of 1.5 GHz is 528.36 mm². The frequency characteristics of the coupler are shown in Fig. 3.

Based on Fig. 3, it is clear that the coupler operates at a central frequency of 1.5 GHz and has a working frequency band (at a decoupling level of 20 dB) of 11.1%. Some characteristics for comparison are summarized in table 1.



Fig. 1. Topology directional coupler.

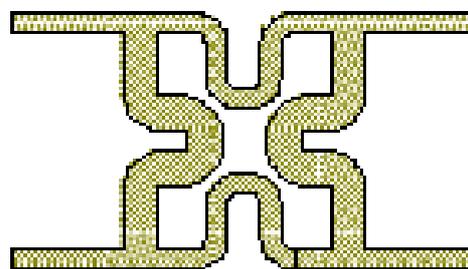


Fig. 2. The topology of the directional coupler is 1 mm thickness.

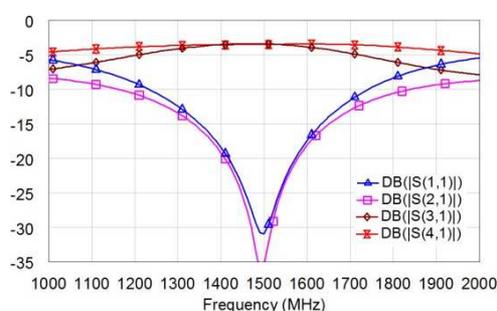


Fig. 3. The topology of the directional coupler is 1 mm thickness.

Figure 4 shows the topology of the coupler with a substrate thickness of 1.5 mm, in which quarter-wave segments are also bent. It should be noted that with an increase in the thickness of the substrate, there was an increase in the width of the microstrip line, because of this, the area of the coupler was reduced by a smaller amount compared to the substrate thickness of 1 mm.

The area of the coupler with a substrate thickness of 1.5 mm is 693.42 mm². The frequency characteristics of the coupler are shown in Fig. 5.

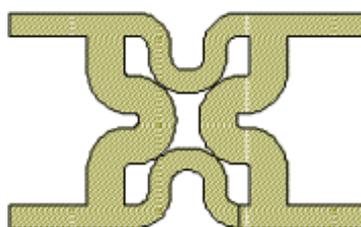


Fig. 4. The topology of the directional coupler is 1 mm thickness.

Based on Fig. 5, it is clear that the coupler operates at a central frequency of 1.5 GHz and has a working frequency band (at a decoupling level of 20 dB) of 11.1%. Some characteristics for comparison are summarized in table 1.

Figure 6 shows the topology of the coupler with a substrate thickness of 2 mm, with curved segments. An increase in the substrate led to the fact that a coupler with a thickness of 2 mm, has an area of 40.7% more than a coupler with a thickness of 1 mm. The frequency characteristics of the coupler are shown in Fig. 7.

Based on Fig. 7, it is clear that the coupler operates at a central frequency of 1.5 GHz and has a working frequency band (at a decoupling level of 20 dB) of 11.%. Some characteristics for comparison are summarized in table 1.

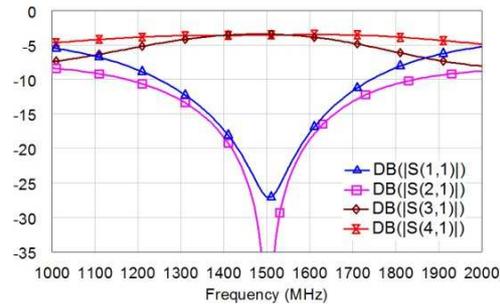


Fig. 5. The topology of the directional coupler is 1 mm thickness.

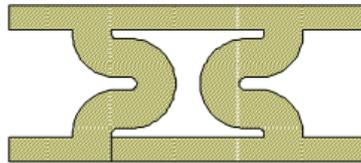


Fig. 6. The topology of the directional coupler is 1 mm thickness.

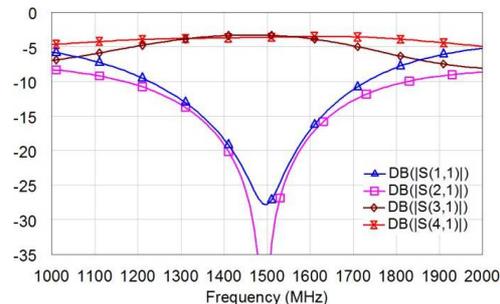


Fig. 7. The topology of the directional coupler is 1 mm thickness.

Table 1. Comparison of standard coupler.

Substrate thickness, mm	Area, mm ²	Reduce size, %	Bandwidth, MHz
1 mm	1017.12	-	169
1 mm (bend)	528.36	48.05	168
1.5 mm	1145.82	-	168
1.5 mm (bend)	693.42	39.48	168
2 mm	1294.56	-	166

Increasing the thickness of the substrate leads to an increase in the width of the microstrip line, which complicates the process of reducing the size. This is due to the fact that the free area inside the coupler decreases, and the overall dimensions of the submerged segments in the inner space of the coupler increase. Then the most efficient design of the coupler with a substrate thickness of 1 mm was compared with a compact coupler on the retarding structures.

In fig. 8 shows the topology of the compact coupler at a frequency of 1.5 GHz. Quarter-wave segments are replaced by a retarding structure in the form of series-connected inductances and capacitance. Such structures have a smaller length and similar characteristics with interchangeable segments.

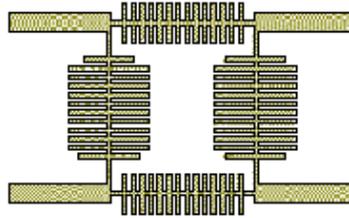


Fig. 8. The topology of the directional coupler is 1 mm thickness.

In fig. 9 shows the frequency characteristics of a compact coupler at a central frequency of 1.5 GHz with a FR4 substrate, a dielectric constant of 4.4 and a thickness of 1 mm. The construction area is 492.48 mm². The operating frequency band is 7.86%. The imbalance between the transfer coefficients and their magnitude also increased. For comparison, all characteristics are summarized in table 2.

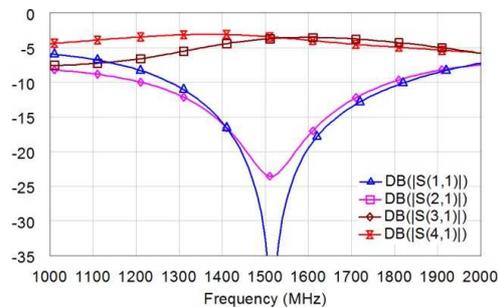


Fig. 9. The topology of the directional coupler is 1 mm thickness.

Table 2. Comparison of standard coupler.

Substrate thickness, mm	Area, mm ²	Reduce size, %	Bandwidth, MHz
1 mm	1017.12	-	169
1 mm (bend)	528.36	48.05	168
Compact coupler	492.48	51.58	118

It is seen that the compact coupler has the greatest efficiency in miniaturization, to reduce the size. However, the coupler on curved segments has comparable performance, but it is worth noting that the compact coupler on decelerating structures can be modified and get a smaller area. For this, it is possible to bend the structures inwards.

If simple and fast miniaturization is required, then undoubtedly it is enough to simply bend the microstrip segments. However, when substantial miniaturization is required, it is necessary to resort to artificial segments that have comparable characteristics with the characteristics of traditional segments.

Conclusion

In this paper, a study was conducted on how the thickness of the substrate affects miniaturization with the help of bending lines in the form of a meander. This approach has greater efficiency on thin substrates, since the width of the segments is not large. So, on a FR4 substrate with a thickness of 1 mm, it was possible, due to simple bends, to get the area of the coupler 40% less compared to the standard design. This coupler was also compared with a compact coupler, which is implemented on decelerating structures in the form of a series connection of inductance and capacitance. Miniaturization on bends is limited, unlike miniaturization on artificial lines.

References

1. S.-S. Liao and J.-T. Peng, "Compact planar microstrip branch-line couplers using the quasi-lumped elements approach with nonsymmetrical and symmetrical T-shaped structure," *IEEE Trans. Microw. TheoryTech.*, vol. 54, pp. 3508-3514, Sep. 2006.

2. Letavin Denis, "Miniature microstrip branch line coupler with folded artificial transmission lines," AEU - International Journal of Electronics and Communications, vol. 99, pp. 8-13, Feb. 2019. DOI: 10.1016/j.aeue.2018.11.016.
3. Letavin Denis A., "Compact branch-line coupler based on an inductor and a u-shaped capacitor," 19th International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, EDM 2018, pp. 195-198, July 2018. DOI: 10.1109/EDM.2018.8435096.
4. K. W. Eccleston, S. H. M. Ong, "Compact planar microstripline branch-line and rat-race coupler," IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. 51, pp. 2119-2125, Oct. 2003.
5. S.-S. Liao, P.-T. Sun, N.-C. Chin and J.-T. Peng, "A novel compact-size branch-line coupler," IEEE Microw. Wireless Compon. Lett. vol. 15, pp. 588-590, Sep. 2005.
6. Letavin Denis A., "Compact crossover based on low-pass filters," 19th International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, EDM 2018, pp. 192-194, July 2018. DOI: 10.1109/EDM.2018.8434978.
7. Letavin Denis A., "Compact microstrip three-loop coupler," 2017 International Applied Computational Electromagnetics Society Symposium - Italy, ACES 2017, May. 2017, DOI: 10.23919/ROPACES.2017.7916036.
8. Letavin Denis A., "Miniature branch-line coupler structure analysis," 18th International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, EDM 2017, July. 2017, pp. 99-101. DOI: 10.1109/EDM.2017.7981717.
9. J. Wang, B. Z. Wang, Y.-X. Guo, L.-C. Ong, and S. Xiao "A compact slow-wave microstrip branch-line coupler with high performance," IEEE Microw. Wireless Compon. Lett. vol. 17, pp. 501-503, Jul. 2007.
10. Wei-Shin Chang and Chi-Yang Chang, "A High Slow-Wave Factor Microstrip Structure With Simple Design Formulas and Its Application to Microwave Circuit Design," IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. 60, no. 11, pp. 3376-3383, Nov. 2012.
11. Letavin Denis A., "Two Methods for Miniaturization of Stub Quadrature Couplers," Journal of Communications Technology and Electronics, vol. 63, Issue 8, Aug. 2018, pp. 933-935. DOI: 10.1134/S1064226918080107
12. H. Ghali, T. A. Moselhy, "Miniaturized fractal rat-race, branch-line, and coupler-line hybrids," IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. 52, pp. 2513-2520, Nov. 2004.
13. J. Zhu, Y. Zhou, J. Liu, "Miniaturization Of Broadband 3-Db Branch-Line Coupler," Progress In Electromagnetics Research Letters, vol. 24, pp. 169-176, 2011.
14. Letavin Denis A., "Five-Stub Directional Device with Substantially Reduced Overall Dimensions," 2018 IEEE Radio and Antenna Days of the Indian Ocean, RADIO 2018. DOI: 10.23919/RADIO.2018.8572386
15. C. W. Tang, M.-G. Chen, "Synthesizing microstrip branch-line coupler with predetermined compact size and bandwidth," IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. 55, pp. 1926-1934, Sep. 2007.
16. Kimberley W. Eccleston, and Sebastian H.M. Ong, "Compact Planar Microstripline Branch-Line and Rat-Race Couplers," IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. 51, no. 10, pp. 2119-2125, Oct. 2003.
17. Kai-Yu Tsai, Hao-Shun Yang, Jau-Horng Chen, and Yi-Jan Emery Chen, "A miniaturized 2 dB Branch-Line Hybrid Coupler With Harmonics Suppression," IEEE Microw. Wireless Compon. Lett., vol. 21, no. 10, pp. 537-539, Oct. 2011.
18. Ashmi Chakraborty Das, Lakhindar Murmu, Santanu Dwari "A Compact Branch-Line Coupler using Folded Microstrip Lines," 2013 International Conference on Microwave and Photonics (ICMAP).
19. Kae-Oh Sun, Sung-Jin Ho, Chih-Chuan Yen, and Daniel van der Weide, "A Compact Branch-Line Coupler Using Discontinuous Microstrip Lines," IEEE MICROWAVE AND WIRELESS COMPONENTS LETTERS, VOL. 15, NO. 8, AUGUST 2005

Том II, с. 396 – 400
УДК: 087.2 + 537.87

COMPACT DIRECTIONAL COUPLER WITH THREE LOOPS ON COMPACT STRUCTURES

Khiem Nguyen Khac, Tan Pham Huu, Nhung Djinh Thi

Vietnam Maritime University, Hai Phong, Vietnam

E-mail: nkk@vimaru.edu.vn, phamhuutan@vimaru.edu.vn, dinhthinhung1979@gmail.com

Abstract. This paper describes the design of a compact coupler with three loops with a center frequency of 2 GHz. Microstrip structures have similar characteristics with those of traditional quarter-wave segments. The use of compact structures made it possible to reduce the dimensions of the structure by 70% relative to the area of a standard coupler. Such a reduction in the physical dimensions of the device resulted in a 3% reduction in bandwidth.

Keywords: miniaturization, bending, microplane line, artificial line, coupler

Introduction

In phase shifters and antenna arrays power circuits, directional couplers are widely used. Such designs can separate the input signal in some ratios between its outputs. Also between these signals there will be a difference between the phases of 90 degrees. In this case, it is not always possible to use one or another directional coupler by some criteria, such as frequency, phase, dimensions. The last factor is related to the operating frequency, since each segment included in the coupler will increase with decreasing operating frequency. Therefore, at low frequencies, the taps become especially large and sometimes limit the range of their application. Today, the process of miniaturization occurs in various radio engineering devices. The literature describes a large number of different methods and designs of compact couplers. In [1], the dimensions of the coupler are reduced by using quasi-concentrated elements, in [2] equivalent transmission lines, in [3] U-shaped capacitances, in [4] periodic capacitive loads, in [5] asymmetrical T-shaped structures, in [6–8] low-pass filters, in [9,10] slow-down systems, in [11, 12] artificial transmission lines, in [13–15] fractal structures, in [16] high-resistance elements, in [17] loaded loops, in [18–20] interdigital capacitors. The paper describes the proposed design of a directional coupler with three loops, the dimensions of which are reduced using synthesized compact structures.

Design

The traditional coupler with three loops, the topology of which is shown in Figure 1 due to this geometry, the design provides for the division of input power equally and with a phase difference of 90 degrees. The geometric length of each segment is a quarter-wavelength at the center frequency.

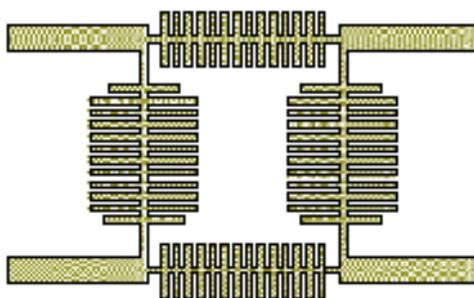


Fig. 1. Topology directional coupler.

The substrate material is widely used in various areas of FR4: the dielectric constant 4.4, and a thickness of 1 mm and a loss of 0.02. The area of the coupler shown in Fig. 1 has an area of 1096 mm² and operates at a center frequency of 2 GHz. The frequency characteristics of the standard coupler are shown in Figure 2,3.

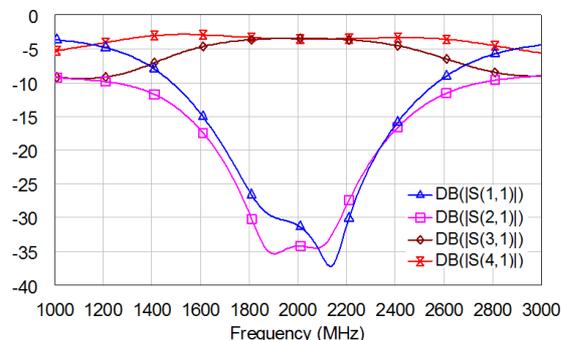


Fig. 2. S-parameters from frequency.

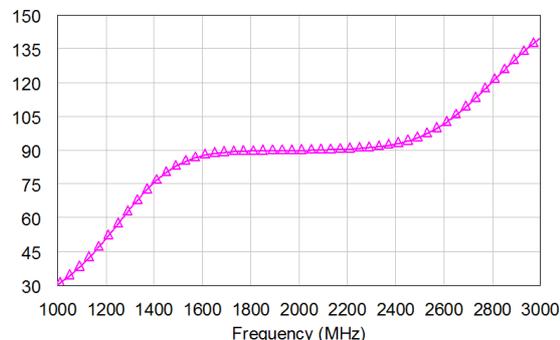


Fig. 3. Phase on frequency.

The frequency band is estimated by the level of isolation 20 dB and in this case is 671 MHz, which is 33.5% in percentage. The phase difference at the output corresponds to the theory and is 90 degrees. In this paper, the design of the coupler will be proposed, with similar characteristics, but smaller. Initially, a compact structure is synthesized for each segment. For the 35 Ω segment, Fig. 4 presents a comparison with the traditional segment, and Fig. 5 shows a comparison of their phase versus frequency.

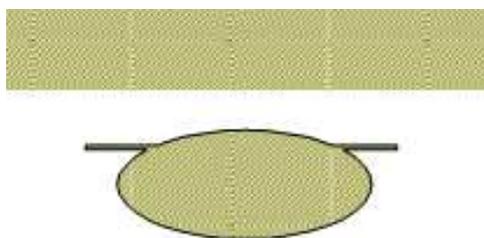


Fig. 4. Phase on frequency.

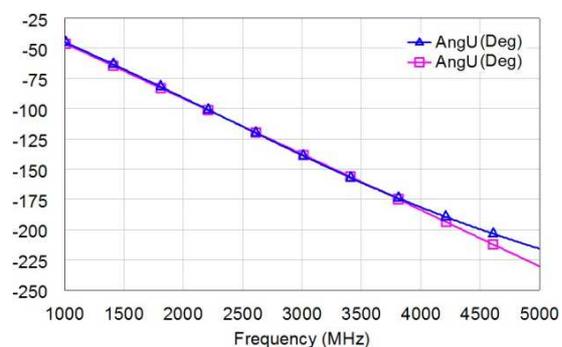


Fig. 5. Phase on frequency.

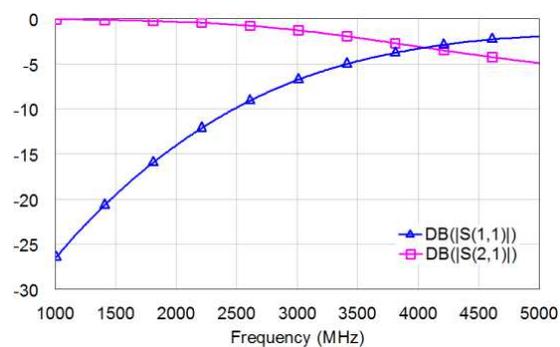


Fig. 6. Phase on frequency.

Using such structures, a compact coupler with three loops was obtained, whose area is only 414 mm². This area is 62.2% smaller than the area of a standard coupler. The frequency characteristics of the device is shown in Fig. 7,8.

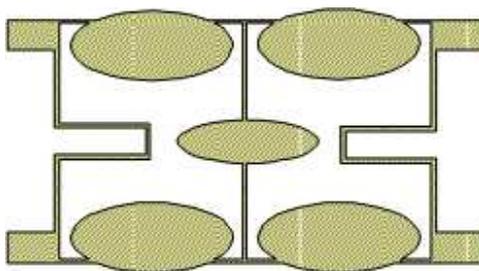


Fig. 7. Phase on frequency.

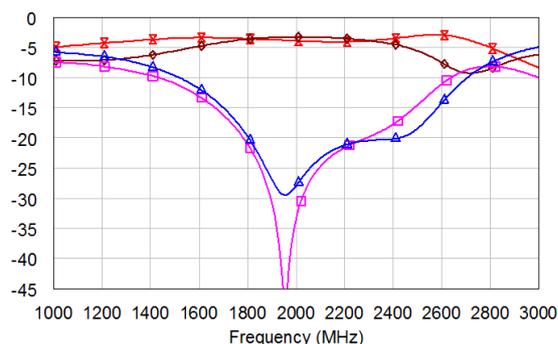


Fig. 8. Phase on frequency.

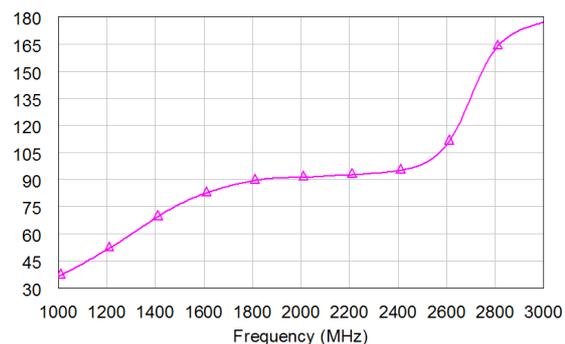


Fig. 9. Phase on frequency.

The coupler operates at a center frequency of 2000 MHz, and has a working frequency band of 25%. The phase between the signals at the operating frequency is 90.5 degrees. Of the negative factors, a narrowing of the operating frequency band and an increase in losses occurred. To verify the calculations, a prototype of the device was made, its photo is shown in Figure 10, and the measured characteristics using a vector network analyzer are shown in Figure 11. All information is listed in table 1.

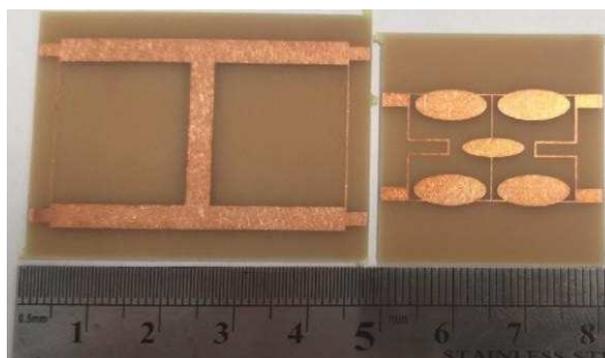


Fig. 10. Photo of directional coupler.

Table 1. Comparison of filters with different dielectric constant.

Dielectric constant	Area, mm ²	Reduce size, %	Bandwidth, MHz
Standard coupler	1096	-	670
Compact coupler	414	62.2	505

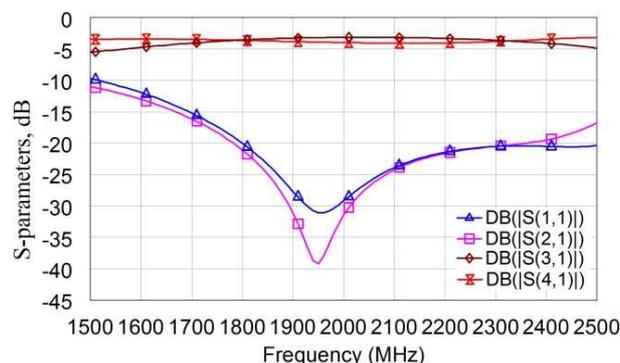


Fig. 11. S-parameters from frequency.

Conclusion

The study investigated and proposed microstrip coupler with three loops with reduced dimensions. Through the use of compact structures, it was possible to reduce the area of the device operating at a frequency of 2000 MHz from 1096 mm² to 414 mm², or by 62.2%. There was a reduction in the operating frequency band by 8%, the loss increased by 0.2 dB. The proposed coupler has technologically feasible dimensions, and according to the design results it is fully operational.

References

1. S.-S. Liao and J.-T. Peng, "Compact planar microstrip branch-line couplers using the quasi-lumped elements approach with nonsymmetrical and symmetrical T-shaped structure," *IEEE Trans. Microw. TheoryTech.*, vol. 54, pp. 3508-3514, Sep. 2006.
2. Letavin Denis, "Miniature microstrip branch line coupler with folded artificial transmission lines," *AEU - International Journal of Electronics and Communications*, vol. 99, pp. 8-13, Feb. 2019. DOI: 10.1016/j.aeue.2018.11.016.
3. Letavin Denis A., "Compact branch-line coupler based on an inductor and a u-shaped capacitor," 19th International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, EDM 2018, pp. 195-198, July 2018. DOI: 10.1109/EDM.2018.8435096.
4. K. W. Eccleston, S. H. M. Ong, "Compact planar microstripline branch-line and rat-race coupler," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 51, pp. 2119-2125, Oct. 2003.
5. S.-S. Liao, P.-T. Sun, N.-C. Chin and J.-T. Peng, "A novel compact-size branch-line coupler," *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.* vol. 15, pp. 588-590, Sep. 2005.
6. Letavin Denis A., "Compact crossover based on low-pass filters," 19th International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, EDM 2018, pp. 192-194, July 2018. DOI: 10.1109/EDM.2018.8434978.
7. Letavin Denis A., "Compact microstrip three-loop coupler," 2017 International Applied Computational Electromagnetics Society Symposium - Italy, ACES 2017, May. 2017, DOI: 10.23919/ROPACES.2017.7916036.
8. Letavin Denis A., "Miniature branch-line coupler structure analysis," 18th International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, EDM 2017, July. 2017, pp. 99-101. DOI: 10.1109/EDM.2017.7981717.
9. J. Wang, B. Z. Wang, Y.-X. Guo, L.-C. Ong, and S. Xiao "A compact slow-wave microstrip branch-line coupler with high performance," *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.* vol. 17, pp. 501-503, Jul. 2007.
10. Wei-Shin Chang and Chi-Yang Chang, "A High Slow-Wave Factor Microstrip Structure With Simple Design Formulas and Its Application to Microwave Circuit Design," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 60, no. 11, pp. 3376-3383, Nov. 2012.
11. Letavin Denis A., "Compact dual-frequency microstrip branch-line coupler using artificial transmission lines," 19th International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, EDM 2018, pp. 185-188, July 2018. DOI: 10.1109/EDM.2018.8434988.

12. Letavin Denis A., “Two Methods for Miniaturization of Stub Quadrature Couplers,” *Journal of Communications Technology and Electronics*, vol. 63, Issue 8, Aug. 2018, pp. 933-935. DOI: 10.1134/S1064226918080107
13. H.Ghali, T. A. Moselhy, "Miniaturized fractal rat-race, branch-line, and coupler-line hybrids,"*IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 52, pp. 2513-2520, Nov. 2004.
14. J. Zhu, Y. Zhou, J. Liu, “Miniaturization Of Broadband 3-Db Branch-Line Coupler,” *Progress In Electromagnetics Research Letters*, vol. 24, pp. 169-176, 2011.
15. Letavin Denis A., “Five-Stub Directional Device with Substantially Reduced Overall Dimensions,” 2018 IEEE Radio and Antenna Days of the Indian Ocean, RADIO 2018. DOI: 10.23919/RADIO.2018.8572386
16. C. W. Tang, M.-G.Chen, "Synthesizing microstrip branch-line coupler with predetermined compact size and bandwidth,"*IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 55, pp. 1926-1934, Sep. 2007.
17. Kimberley W. Eccleston, and Sebastian H.M. Ong, “Compact Planar Microstripline Branch-Line and Rat-Race Couplers,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 51, no. 10, pp. 2119-2125, Oct. 2003.
18. Kai-Yu Tsai, Hao-Shun Yang, Jau-Horng Chen, and Yi-Jan Emery Chen, “A miniaturized 2 dB Branch-Line Hybrid Coupler With Harmonics Suppression,” *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, vol. 21, no. 10, pp. 537-539, Oct. 2011.
19. Ashmi Chakraborty Das, Lakhindar Murmu, Santanu Dwari “A Compact Branch-Line Coupler using Folded Microstrip Lines,” 2013 International Conference on Microwave and Photonics (ICMAP).
20. Kae-Oh Sun, Sung-Jin Ho, Chih-Chuan Yen, and Daniel van der Weide, “A Compact Branch-Line Coupler Using Discontinuous Microstrip Lines,” *IEEE MICROWAVE AND WIRELESS COMPONENTS LETTERS*, VOL. 15, NO. 8, AUGUST 2005

Том II, с. 401–404

УДК: 537.87

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИГНАЛОВ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ НИТЕВИДНЫМ ТОКОМ, В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ БЕЗ ДИСПЕРСИИ

А. В. Кудрин, Е. Ю. Петров

*Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского,
603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23
E-mail: kud@rf.unn.ru*

Аннотация. Рассматривается излучение импульсного нитевидного электрического тока, расположенного в нелинейной среде без дисперсии. Предполагается также, что в линейном пределе (при малых амплитудах компонент поля) в рассматриваемой модели среды может присутствовать аксиально-симметричная неоднородность диэлектрической проницаемости. Получено строгое решение задачи о поле нитевидного тока в такой среде. На основе найденного решения исследуется распространение электромагнитных сигналов, генерируемых нитевидными токами с различными временными зависимостями. Проанализировано влияние параметров нелинейности и неоднородности среды на пространственные распределения компонент возбуждаемого поля.

Ключевые слова: импульсный сигнал; нелинейная среда

PROPAGATION OF PULSED ELECTROMAGNETIC SIGNALS EXCITED BY A FILAMENTARY CURRENT IN A NONLINEAR NONDISPERSIVE MEDIUM

A. V. Kudrin, E. Yu. Petrov

Abstract. Radiation from a pulsed filamentary electric current immersed in a nonlinear nondispersive medium is considered. It is also assumed that in a linear regime (for weak amplitudes of the field components), an axisymmetric inhomogeneity of dielectric permittivity can be present in the considered model of the medium. An exact solution to the problem of the field of a filamentary current in such a medium is obtained. Based on the found solution, propagation of electromagnetic signals excited by filamentary currents with different time dependences is studied. The influence of nonlinearity and inhomogeneity parameters of the medium on the spatial distributions of the components of the excited field is analyzed.

Keywords: pulsed signal; nonlinear medium

Введение

Исследование различных эффектов, возникающих при распространении электромагнитных волн в нелинейных неоднородных средах, представляет большой интерес как с общефизической точки зрения, так и для различных практических приложений. Следует отметить, что в подавляющем большинстве работ, посвященных исследованию распространения электромагнитных волн в нелинейных средах, рассматриваются задачи, постановка которых предполагает задание начальных или граничных значений компонент поля. Очевидно, что не менее интересной является постановка задачи излучения, при которой задаются не значения компонент поля, а распределения в пространстве и времени источников поля — сторонних зарядов и токов. В настоящей работе на основе разработанного ранее авторами метода нахождения точных решений уравнений Максвелла [1, 2] исследуется распространение электромагнитных сигналов импульсных источников в нелинейной неоднородной среде без дисперсии. Предполагается, что в рассматриваемой среде отсутствует центр инверсии и зависимость индукции электрического поля от его напряженности может быть аппроксимирована показательной функцией. Примером таких сред могут служить сегнетоэлектрические и ферромагнитные кристаллы, а также изотропные среды, находящиеся в

сильном постоянном электрическом поле. Кроме того, предполагается, что в линейном пределе (при малых амплитудах компонент поля) в рассматриваемой модели среды может присутствовать аксиально-симметричная неоднородность диэлектрической проницаемости.

Точное решение уравнений поля

Рассмотрим распространение электромагнитных волн в немагнитной бездиссипативной среде. Будем считать, что в среде имеется ось симметрии, которую примем за ось z цилиндрической системы координат (r, φ, z) . Предположим, что электромагнитное поле возбуждается источником в виде бесконечно тонкого импульсного тока, ориентированного вдоль оси z . Плотность тока представим в виде

$$\mathbf{J} = \mathbf{z}_0 J = \mathbf{z}_0 (2\pi r)^{-1} \delta(r) I(t), \quad (1)$$

где δ — дельта-функция Дирака, $I(t) = I_0 f(t/T)$ — полный ток в момент времени t , $f(\tau)$ — заданная непрерывная функция с максимальным значением, равным единице. Постоянные I_0 и T имеют смысл максимального значения тока и характерной длительности импульса соответственно.

Обозначив для краткости отличные от нуля компоненты поля $E_z(r, t)$, $D_z(r, t)$ и $H_\varphi(r, t)$, возбуждаемого током (1), через E , D и H соответственно, запишем уравнения, которым удовлетворяют данные функции, в виде

$$\frac{\partial H}{\partial r} + \frac{1}{r} H = J + \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t}, \quad \frac{\partial E}{\partial r} = \mu_0 \frac{\partial H}{\partial t}, \quad (2)$$

где μ_0 — магнитная постоянная,

$$\varepsilon = dD/dE = \varepsilon_0 \varepsilon_1 (r/R)^\beta \exp(\alpha E). \quad (3)$$

здесь ε_0 — электрическая постоянная, ε_1 , α , β и R — некоторые постоянные величины, определяющие свойства среды. В дальнейшем предполагается, что $\beta + 2 > 0$. Как показано в [1, 2], при соответствующем выборе данных величин функция $\varepsilon(E)$ вида (3) правильно описывает диэлектрические свойства нецентросимметричных сред при слабой нелинейности, когда можно ограничиться первой, квадратичной по полю, поправкой к линейной зависимости D от E .

Точное решение нелинейных уравнений поля (2) может быть записано в виде [1]

$$\begin{aligned} E &= \frac{\gamma\sigma}{2} \int_0^\infty f'(\chi_{EH}) d\zeta, \\ H &= -\frac{\sqrt{\varepsilon_1} \gamma\sigma}{Z_0} \rho^{\beta/2} e^{\alpha E/2} \int_0^\infty f'(\chi_{EH}) \cosh \zeta d\zeta, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\chi_{EH} = \tau + \sigma \left(\frac{\alpha \rho Z_0 H}{2\sqrt{\varepsilon_1}} - \rho^{1/\sigma} e^{\alpha E/2} \cosh \zeta \right), \quad (5)$$

$\gamma = -\mu_0 I_0 / (\pi T)$, $\sigma = 2/(\beta + 2)$, $\tilde{\varepsilon}_1 = \varepsilon_1 (a_0/R)^{\beta\sigma}$, $a_0 = T(\varepsilon_0 \varepsilon_1 \mu_0)^{-1/2}$, $\tau = t/T$, $\rho = r/a$, $a = (a_0 R^{\beta/2})^\sigma$, $Z_0 = (\mu_0/\varepsilon_0)^{1/2}$.

Формулы (4) и (5) при $r \neq 0$ дают точное решение исходной системы (2), описывающее распространение цилиндрических электромагнитных волн, возбуждаемых током (1), в рассматриваемой нелинейной среде. При известной функции $f(\tau)$ и заданных значениях ρ и τ соотношения (4) представляют собой систему двух трансцендентных уравнений для величин E и H . В случае $\alpha = 0$ эти соотношения описывают решение линейной задачи о распространении цилиндрических E волн в линейной среде с зависимостью $D_z = \varepsilon_0 \varepsilon_1 (r/R)^\beta E_z$. При $\alpha \neq 0$ полученное решение отвечает несколько другой зависимости $f_\alpha(\tau)$ тока источника от времени по сравнению с той, которая была задана изначально (см. (1)). Для того, чтобы определить ток источника в нелинейном случае, необходимо выяснить характер особенности неявных функций (4) в точке $\rho = 0$. Для этого можно воспользоваться уравнением Максвелла в интегральной форме:

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = I_0 f_\alpha(t/T) + \iint_S \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} d\mathbf{s}, \quad (6)$$

где $\mathbf{H} = \varphi_0 H(r, t)$, $\mathbf{D} = \mathbf{z}_0 D(r, t)$. Криволинейный интеграл в (6) берется по окружности радиуса r в плоскости $z = \text{const}$ (контуру L), а поверхностный — по кругу S , ограниченному данной окружностью. Устремляя ее радиус к нулю и используя теорему о среднем для вычисления поверхностного интеграла, из (6) имеем:

$$\lim_{\rho \rightarrow 0} \rho H = -\gamma \sqrt{\varepsilon_1} f_\alpha(\tau) / (2Z_0), \quad (7)$$

где предполагается, что $\beta - \alpha\gamma f'_\alpha(\tau)/2 + 2 > 0$. Формула (7) позволяет найти функцию f_α , отвечающую нелинейному случаю.

На рис. 1 показаны графики $f_\alpha(\tau)$ при $\beta = 0$, $\alpha\gamma = 0, \pm 2$ и $f(\tau) = (1 + \tau^2)^{-1}$. Как видно из представленных данных, отклонение $f_\alpha(\tau)$ от $f(\tau)$ невелико даже в случае $|\alpha\gamma| = 2$.

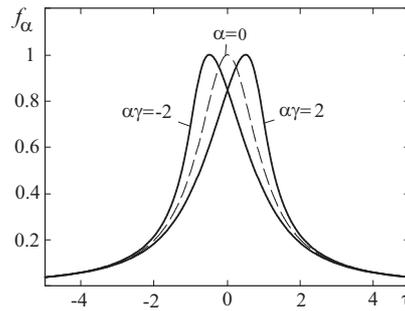


Рис. 1. Графики $f_\alpha(\tau)$ при $\beta = 0$ и $\alpha\gamma = \pm 2$ (сплошные кривые). Штриховая кривая отвечает случаю $\alpha = 0$

Энергетические характеристики

Из уравнений (2) можно получить закон сохранения энергии в виде

$$\partial w / \partial t + \text{div } \mathbf{S} = -JE. \quad (8)$$

Здесь $\mathbf{S} = \mathbf{r}_0 S = -\mathbf{r}_0 E H$ — вектор Пойнтинга, а плотность энергии w дается выражением

$$w = \epsilon_0 \varepsilon_1 \alpha^{-2} (r/R)^\beta [(\alpha E - 1) \exp(\alpha E) + 1] + \mu_0 H^2 / 2. \quad (9)$$

В предельном случае слабых полей ($|\alpha E| \ll 1$) в однородной среде ($\beta = 0$) это выражение сводится к $w = \epsilon_0 \varepsilon_1 E^2 / 2 + \mu_0 H^2 / 2$. Определим локальную групповую скорость сигнала V_g как отношение радиальной компоненты вектора плотности потока энергии к плотности энергии в некоторой точке пространства-времени: $V_g = S/w$. Понятие локальной групповой скорости удобно использовать как меру скорости распространения сигнала в рассматриваемой среде со сложными электромагнитными свойствами.

Распространение сигналов

На рис. 2 показаны распределения электрического поля сигнала, излучаемого током с $f(\tau) = (1 + \tau^2)^{-1}$, по поперечной координате ρ в разные моменты времени для разных параметров нелинейности и неоднородности среды α и β .

Распространение в нелинейной недиспергирующей среде цилиндрически-симметричного сигнала, генерируемого нитевидным током, сопровождается формированием поверхности (или поверхностей) разрыва компонент электромагнитного поля — одной или нескольких цилиндрических ударных электромагнитных волн. Так, при $\alpha\gamma > 0$ с течением времени увеличивается крутизна участка профиля, на котором E/γ возрастает в направлении распространения волны, и в момент времени $\tau = \tau^*$ возникает ударная волна (см. рис. 2а).

Другой интересной особенностью распространения нестационарных цилиндрически-симметричных сигналов является смена знака радиальной компоненты вектора плотности потока

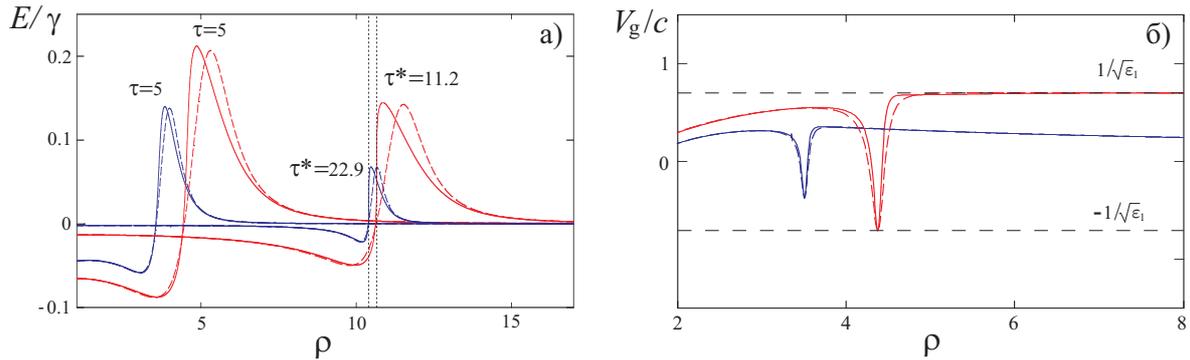


Рис. 2. а) Распределения электрического поля по поперечной координате ρ в разные моменты времени. Красная и синяя сплошные кривые отвечают случаям $\alpha\gamma = 0.4$, $\beta = 0$ и $\alpha\gamma = 0.4$, $\beta = 1$ соответственно. Красная и синяя штриховые кривые отвечают случаям $\alpha = 0$, $\beta = 0$ и $\alpha = 0$, $\beta = 1$ соответственно. Функция $f(\tau)$ выбрана в виде $f(\tau) = (1 + \tau^2)^{-1}$; б) зависимость локальной групповой скорости сигнала от координаты ρ в фиксированный момент времени $\tau = 5$ для $\epsilon_1 = 2$; обозначения линий те же, что и на рис. 2а

энергии при прохождении сигнала через фиксированную точку наблюдения в некоторые моменты времени. При этом локальная групповая скорость после изменения знака примерно совпадает по абсолютной величине с фазовой скоростью волн в среде с диэлектрической проницаемостью, отвечающей линейному пределу. Смена знака радиальной компоненты вектора плотности потока энергии и локальной групповой скорости отсутствует только при распространении сигналов, возбуждаемых нитевидным током с монотонно возрастающими или монотонно убывающими временными зависимостями. Во всех остальных случаях направление вектора плотности потока энергии и локальной групповой скорости изменяется при прохождении сигнала столько раз, сколько раз меняет знак производная функции, описывающей зависимость тока источника от времени. Смена направления вектора плотности потока энергии на противоположное может наблюдаться и при распространении цилиндрически-симметричного электромагнитного сигнала в вакууме. Этот интересный эффект, насколько известно авторам, не отмечен в имеющейся научной литературе.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № 3.1358.2017/4.6).

Список литературы

1. Кудрин А. В., Петров Е. Ю. О цилиндрических электромагнитных волнах в нелинейной среде без дисперсии. Точные решения уравнений Максвелла // ЖЭТФ. — 2010. — Т. 137. — С. 608–620.
2. Petrov E. Yu., Kudrin A. V. Exact axisymmetric solutions of the Maxwell equations in a nonlinear nondispersive medium // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Vol. 104. — P. 190404.

Том II, с. 405–408

УДК: 523.682.2

ИМИТАЦИОННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ FBS МЕТЕОРНЫХ СЛЕДОВ

И. Р. Лапшина, А. В. Карпов, А. И. Сулимов

*Казанский (Приволжский) федеральный университет,
420008, Российская Федерация, г. Казань, ул. Кремлевская, д. 18
E-mail: rica1991@mail.ru, arkadi.karpov@kpfu.ru, amir.sulimov@kpfu.ru*

Аннотация. Работа посвящена исследованию нового типа рассеяния радиоволн на метеорных следах. Впервые рассмотрены следы, обладающие свойством одновременного двустороннего рассеивания радиоволн вперед, к пункту приема и назад, к передатчику (FBS-следы). Дано геометрическое обоснование существования двусторонне-рассеивающих метеорных следов. На основе теоретических положений разработана имитационная модель FBS-следа. Проведено исследование по выявлению характеристик FBS-метеоров, отличных от характеристик обычных метеоров. На основе модельных данных получен суточный ход доли FBS-следов на метеорных радиотрассах различной длины.

Ключевые слова: метеорный радиоканал, метеорный след, рассеяние радиоволн, двусторонне рассеяние, компьютерная имитационная модель

COMPUTER SIMULATION OF THE FORWARD-BACKWARD SCATTERING METEOR TRAILS

I. R. Lapshina, A. V. Karpov, A. I. Sulimov

Abstract. The paper considers a new type of radio wave scattering from meteor trails. Specifically, it is the first known attempt to examine an existence of the forward-backward scattering meteor trails (FBS-trails). The paper presents a theoretical prove of the existence of such trails made both analytically and by computer simulation. Using the developed simulation model, a daily variation of share of such trails is modeled for radio links of different lengths and geographic latitudes. Some distinctive properties of the FBS-trails are revealed.

Keywords: meteor radio channel, meteor trail, radio wave scattering, forward-backward scattering, computer simulation model

Введение

Метеорными следами двустороннего рассеяния (FBS-следами) называются ионизированные следы, образующие от сгорания мелких метеорных частиц в верхних слоях атмосферы, которые обеспечивают одновременное рассеяние падающей на них радиоволны как в прямом (к удаленному приемному пункту R), так и в обратном (к приемнику пункта передачи T) направлениях. Назовем такие следы двусторонне-рассеивающими или forward-backward scattering meteor trails (далее – FBS-следы). При рассмотрении отечественной и зарубежной литературы не было найдено источников, в которых были бы описаны и исследованы такие следы.

Теоретически каждый метеорный след может оказаться FBS-следом. Если исходить только из геометрии, то для любой прямой с направляющими косинусами l, m, n , касательной к эллипсоиду вращения с фокусами в T и R , всегда можно из точки T опустить перпендикуляр на эту прямую (Рис. 1). Но учет двух физических факторов: метеоры сгорают на высотах 70-110 км (отражающие точки следа также должны находиться на этих высотах) и конечные размеры следа порядка 10-30 км, ставит под сомнение существование таких следов.

Целью работы является доказательство существования FBS-следов: средствами имитационного компьютерного моделирования получить надежные оценки количества FBS-следов на различных метеорных радиотрассах и показать отличия FBS-следов от обычных следов.

Геометрическое обоснование существования FBS-следов

При рассеянии радиоволн на FBS-следе образуются две разные точки рассеяния: $M_0(x_0, y_0, z_0)$ – точка обратного рассеяния и $M(x_M, y_M, z_M)$ – точка прямого рассеяния. Из теории метеорных наблюдений и метеорной связи известно, что геометрическое место точек прямого рассеяния M образует эллипсоид вращения, в фокусах которого размещаются передатчик T и приемник R [1]. При этом геометрическое место точек обратного рассеяния M_0 образует сферу. Обязательным условием является касание метеорного следа геометрического места в точке рассеяния. Так как координаты возникновения и ориентация метеорного следа случайны, то радиус сферы и полуоси эллипсоида нельзя определить заранее.

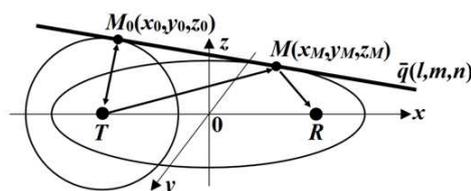


Рис. 1. Геометрия двустороннего рассеяния сигнала.

На рис. 1 представлена геометрия двустороннего рассеяния сигнала на метеорном следе. Задача рассматривается в декартовой системе координат, связанной с центром радиолинии TR и имеющей ось Ox , направленной вдоль оси радиолинии. Координаты передатчика $T(x_T, y_T, z_T)$ и приемника $R(x_R, y_R, z_R)$ считаются известными. Ориентация метеорного следа задается направляющим вектором $q(l, m, n)$. Неизвестными считаются координаты точек M и M_0 , для определения которых требуется решить систему из шести уравнений.

Исходя из геометрии задачи, показанной на рис. 1 можно записать следующую систему из семи уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} (x_M - x_T)(x_M - x_0) + (y_M - y_T)(y_M - y_0) + (z_M - z_T)(z_M - z_0) = 0; \\ \frac{x_0}{a^2}(x_0 - x_M) + \frac{y_0}{b^2}(y_0 - y_M) + \frac{z_0}{b^2}(z_0 - z_M) = 0; \\ \frac{(x_M - x_0)}{l} = \frac{(y_M - y_0)}{m}; \\ \frac{(x_M - x_0)}{l} = \frac{(z_M - z_0)}{n}; \\ \frac{x_M^2}{a^2} + \frac{y_M^2}{b^2} + \frac{z_M^2}{b^2} = 1; \\ (x_0 - x_T)^2 + (y_0 - y_T)^2 + (z_0 - z_T)^2 = d_0^2; \\ \sqrt{(x_M - x_T)^2 + (y_M - y_T)^2 + (z_M - z_T)^2} + \sqrt{(x_M - x_R)^2 + (y_M - y_R)^2 + (z_M - z_R)^2} = 2a \end{array} \right. \quad (1)$$

В системе (1) также введены обозначения большой a и малых b полуосей эллипсоида рассеяния вперед, найти которые можно, зная длину радиолинии L и координаты точки M . Малая полуось b выражается через большую полуось a с помощью эксцентриситета e :

$$b = a \cdot \sqrt{1 - e^2}. \quad (2)$$

В свою очередь эксцентриситет может быть найден с помощью выражения:

$$e = \frac{L}{\sqrt{4x_M^2(1 - e^2) + 4y_M^2 + 4z_M^2 - L^2}} \quad (3)$$

Кроме того, в пятом уравнении фигурирует радиус сферы d_0 , который может быть определён на практике путем измерений локационного времени задержки.

Поясним смысл уравнений, входящих в систему (1). Первое уравнение представляет собой условие касания метеорного следа сферы рассеяния назад. Аналогично, второе уравнение есть условие касания эллипсоида при рассеянии вперед. Третье и четвертое равенства представляют собой уравнение метеорного следа в канонической форме. Пятое и шестое уравнения представляют собой соответственно уравнения эллипсоида и сферы. Отметим, что шестое и седьмое уравнения, вообще говоря, не являются независимыми. В зависимости от имеющихся данных и решаемой задачи, в окончательную систему может быть включено любое из них.

Имитационная модель метеорного радиоканала

Инструментом исследования является компьютерная имитационная модель метеорного радиоканала «КАМЕТ» [2, 3]. В основу модели заложены экспериментальные данные по притоку метеорного вещества, полученные в результате многолетних радиолокационных наблюдений на азимутальном радаре в КПФУ. В модели «КАМЕТ» имитируются процессы образования метеорного следа, отражения радиоволн от метеорного следа с учетом характеристик приемопередающей аппаратуры (диаграмма направленности и поляризация антенн, мощность передатчика, частота несущей, вид модуляции, порог регистрации и т.д.). Расчеты проводятся для заданного месяца и часа проведения сеанса связи. Рассчитываются основные характеристики метеорного распространения радиоволн: часовое число регистраций, рабочий цикл, АВХ и ФВХ конкретного радиоотражения от метеорного следа. Точность моделирования неоднократно проверялась путем сравнения с результатами натуральных экспериментов. Здесь можно выделить работу [4]. В этой работе приведены сопоставления с экспериментальными данными на радиолиниях, а также с результатами моделирования, выполненными в США и Великобритании. Сопоставление с экспериментом по численности метеорных радиоотражений дало следующие результаты. По среднесуточному часовому числу отклонения составляют 0.2 дБ - 1.5 дБ. Максимальные отклонения часовой численности не превышают 3.5 дБ. Хорошо прогнозируется и форма суточных вариаций. Коэффициент корреляции результатов моделирования с данными натурального эксперимента $R=0.803 \pm 0.17$. Сопоставление с моделями "SAICMETEOR - LINK "CSCMETEOR" и «АК» показало, что «КАМЕТ» осуществляет более точный прогноз.

Результаты моделирования

Первая часть исследования была посвящена определению доли FBS-следов в общем количестве метеорных регистраций $N: \chi = N_{FBS}/N$.

Было установлено, что доля FBS следов меняется в большом диапазоне 0,3% – 10,7% и зависит от различных характеристик радиотрассы: длина линии связи, время проведения эксперимента и т.п. Даже в худших случаях, когда доля FBS-следов составляет порядка 0,3% – 0,5%, за сутки будет зарегистрировано достаточное число FBS-следов. Если учитывать, что на усредненной метеорной трассе за сутки регистрируется порядка 10 000 метеоров, то суточное число FBS-метеоров составит порядка пятидесяти, что вполне достаточно, например, для целей пассивной синхронизации.

На рис. 2а представлен суточный ход численности доли FBS-следов на трассе длиной 900 км для экваториальной, полярной и средней широты. Как видно из рисунка, на всех перечисленных широтах суточный ход χ имеет одинаковый вид с максимумом в вечерние часы, в отличие от суточного хода для выборки всех метеорных следов с вечерним минимумом численности [1]. Причем при переходе от полярных широт к экваториальным наблюдается незначительное смещение суточного хода на два часа при разнице между широтами в 60 градусов. Следовательно, суточный ход доли численности FBS-следов для широтных трасс не зависит от широты ведущего и ведомого пунктов.

Выясним, отличается ли суточный ход доли двусторонне рассеивающих метеоров на разных по длине радиотрассах. Моделирование проводилось для четырех широтных трасс длиной 300, 600, 900 и 1200 км, расположенных на 68° с.ш. На рис. 2б представлены результаты моделирования. Видно, что суточный ход на всех трассах имеет одинаковый вид, и доля FBS-метеоров будет уменьшаться с ростом длины радиотрассы. На трассах свыше 1500 км процент FBS-метеоров бу-

дет уже крайне мал вне зависимости от времени суток. На коротких трассах суточный ход доли FBS-метеоров будет иметь локальные максимумы и минимумы с интервалом в 7-9 часов.

Вторая часть исследования была посвящена выявлению характеристик FBS-метеоров, отличных от характеристик обычных метеоров. После проведения сравнения различных параметров двух типов следов, выяснилось, что самые существенные различия для выборок FBS-следов и общей выборки наблюдаются для значений направляющего косинуса l (направлению вдоль радиолинии). На Рис. 3 показано, что ориентация траекторий всех следов достаточно разнообразна, а практически все FBS-следы являются ортогональными оси радиолинии. Это отличие FBS-следов может быть использовано в некоторых практических приложениях, где важно знать ориентацию следа.



Рис. 2. Суточный ход доли FBS-следов от общей выборки метеоров.



Рис. 3. Гистограмма распределения направляющего косинуса l метеорого следа.

Заключение

В данной работе как геометрически, так и с помощью имитационного моделирования доказано наличие FBS-следов на любой исследуемой радиотрассе вне зависимости от ее географического расположения, длины трассы и времени суток. Доля FBS-следов от общей выборки составляет до 10% и имеет выраженный суточный ход. Отличительным параметром FBS-следов является значение направляющего косинуса l , среднее значение которого близко к 0, а разброс значений – меньше 0.1.

Список литературы

1. McKinley D.W.R. Meteor Science and Engineering // McGRAW-HILL Book Company, Inc., New York, 1961. – p. 390.
2. Karpov A.V. The computer model «KAMET»: The new generation version // Proc. Meteoroids 2001 Conf., 6-10 Aug, Kiruna (Sweden). – 2001. – P.367-370.
3. Hubbard, Douglas; Samuelson, Douglas A. Modeling Without Measurements // OR/MS. – 2009. – P. 28–33.
4. Desourdis R.J., Sidorov V.V., Karpov A.V., Huziashev R.G., Epiktetov L.A., Brown D.W. A Russian burst communication experiment and measurement prediction comparison // IEEE MILCOM 1993 Conference Proceedings. – 1993. – P. 32-36.

Том II, с. 409–412
УДК: 519.2

ЭФФЕКТ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН В ПОГЛОЩАЮЩИХ ОДНОРОДНЫХ ГРАНИЧАЩИХ СРЕДАХ

Ю. Л. Ломухин

*Институт физического материаловедения СО РАН, 670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6
E-mail: Lomukhin_Yuriy@mail.ru*

Аннотация. Установлено, что при облучении границы раздела сред образуется приповерхностный слой. Отражение волн на нижней границе слоя определяет встречное излучение в сторону источника и волну с отрицательным углом преломления.

Ключевые слова: обратная встречная волна; волна с отрицательным углом преломления; тепловое излучение; глубина проникновения

EXCITATION EFFECT OF COUNTER PROPAGATING WAVES IN ABSORBING HOMOGENEOUS BORDERING MEDIUM

Yu. L. Lomukhin

Abstract. Established by irradiating the interface of media, a near-surface layer is formed. The reflection of waves at the lower boundary of the layer determines the counter-radiation towards the source and the wave with a negative angle of refraction.

Keywords: backward counter propagating wave; wave with a negative angle of refraction; thermal radiation; penetration depth

Введение

Законы отражения и преломления света известны со времен Платона (930 г. до н.э.). Однако интерес исследователей к этому фундаментальному явлению не утихает до настоящего времени. Вызвано это тем, что появляются экспериментальные результаты, которые указывают на существование физических механизмов, вскрывающих новые стороны отражения и преломления. В частности, известно, что в теории Френеля необходимо учитывать переходные слои [1, 2], которые могут появляться из-за особенностей молекулярного строения среды вблизи границы, либо возникающие в результате обработки, окисления, эрозии, загрязнения и т.д. поверхности раздела. Другим интересным эффектом является возбуждение в граничащих средах так называемых обратных волн [3] и волн с отрицательным углом преломления [4]. Версий, объясняющих появление мод дополнительных к френелевским довольно много [5–7]. В данном сообщении покажем, что образование приповерхностных слоев и возбуждение обратных волн и волн с отрицательным углом преломления — это следствие известных законов отражения и преломления.

Нормальное падение плоских волн на границу раздела «воздух-поглощающая среда»
Пусть на границу «воздух-среда» падает плоская гармоническая волна

$$E_1 = E_0 \exp[-i(k_1 r - \omega t)], \quad (1)$$

$$k_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_1}, \text{ рис. 1}$$

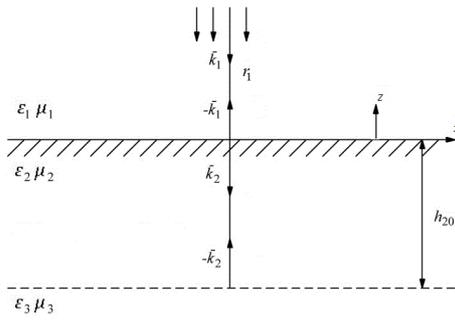


Рис. 1

Среды характеризуются параметрами $\varepsilon_1 = \varepsilon'_1 - i\varepsilon''_1$, $\varepsilon''_1 \ll \varepsilon'_1$, $\varepsilon'_1 \approx 1$, $\varepsilon_2 = \varepsilon'_2 - i\varepsilon''_2$, $\mu_1 = \mu_2 = 1$, ε_1 и ε_2 зависят только от частоты. Прошедшая через границу падающая волна своим полем вызывает колебательное движение зарядов, которые излучают вторичные волны. В результате в среде возбуждаются преломленные волны [8, 9]. Кроме этого в реальных средах существует собственное тепловое излучение. Рассмотрим влияние теплового излучения на структуру волн в граничащих средах. Волну, прошедшую через границу раздела сред, запишем в виде [8]

$$E_2 = E_1 \exp[-i(k_2 r_2)] \left[1 - V_{1,2}^{p,s}(\Delta)\right], \quad (2)$$

$$k_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_2}, \quad k_2 = k'_2 - ik''_2, \quad k'_2 = \pm \frac{\omega}{A} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\sqrt{\varepsilon_2'^2 + \varepsilon_2''^2} + \varepsilon_2' \right)}, \quad k''_2 = \pm \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\sqrt{\varepsilon_2'^2 + \varepsilon_2''^2} - \varepsilon_2' \right)}.$$

$Im(k_2) > 0$. $V_{1,2}^{p,s}(\Delta)$ - коэффициент отражения Френеля.

По мере распространения вглубь среды интенсивность волны (2) уменьшается. При некоторой глубине h_{20} она сравнивается со средней интенсивностью теплового излучения. Тогда используя теорему ФДТ [10] имеем:

$$\left| \left(1 - V_{1,2}^{p,s}(\Delta, 0)\right) \right|^2 \exp[-2Im(k_2) h_{20}] = \left| n_1^2 \left(1 - V_{1,2}^{p,s}(\Delta, 0)\right)^2 \right|, \quad (3)$$

$$n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}.$$

Из (3) определяем глубину проникновения

$$h_{20} = \frac{1}{2Im(k_2)} \ln \left[\frac{n_1^2 \left(1 - V_{1,2}(\Delta, 0)\right)^2}{\left(1 - |V_{1,2}(\Delta, 0)|\right)^2} \right]. \quad (4)$$

После перехода глубины h_{20} преломленная волна трансформируется в волну со случайным направлением поляризации. Интенсивность ее при этом уменьшается. Учитывая данный эффект и ФДТ, можно записать равенство:

$$\left[1 - |V_{1,2}(\Delta, 0)|\right]^2 \exp[-2Im(k_2) h_{20}] \left[1 - |V_{2,3}(0)|\right]^2 = kT n_1^2 \left(1 - V_{1,2}(0)\right)^2 \approx \exp(2) \sqrt{kT}. \quad (5)$$

Откуда $V_{2,3}(0) = 1 - \exp(2) \sqrt{kT} \approx 1$, где k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура.

Из (5) определяем $V_{2,3}(\Delta, 0) \approx 1$, $V_{2,3}(\Delta, 0)$ - коэффициент отражения от границы 2,3, рис. 1. Таким образом, от границы на глубине h_{20} отражается часть преломленной волны, образуя встречное излучение. Это излучение распространяется к границе раздела, где часть его отражается обратно в среду, затем снова к границе раздела и так далее. Этот механизм соответствует отражению от слоя [11], который ограничен поверхностью раздела сред и границей на глубине h_{20} . Поскольку тепловое излучение – случайная в пространстве и во времени величина, то граница h_{20} имеет случайные неровности. Границу раздела сред следует также считать неровной, поскольку реальные поверхности всегда шероховатые. Очевидно, что выражения отраженной и преломленной волны могут быть записаны как

$$E_3 = E_1 [-i(k_1 r_1)] \frac{V_{1,2}(\Delta, 0) - V_{2,3}(\Delta, 0) \exp[-2ik_2 h_{20}(\Delta, 0)]}{1 - V_{1,2}(\Delta, 0) V_{2,3}(\Delta, 0) \exp[-2ik_2 h_{20}(\Delta, 0)]} = E_1 [-i(k_2 r_2)] \tilde{V}(\Delta, 0), \quad (6)$$

$$E_4 = E_1 \left[-i(k_1 r_1) \left(1 - \tilde{V}_{1,2}(\Delta, 0) \right) \right]. \quad (7)$$

Формулы (2) – (7) записаны с учетом неровных границ слоя, т.е. введено представление $V_{1,2}^{p,s}(\Delta, 0) = V_{1,2}(0) \exp[-2(k_1 \Delta)^2]$ и $V_{2,3}(\Delta, 0) = V_{2,3}(0) \exp[-2(k_2 \Delta)^2]$, $V_{1,2}(0)$ и $V_{2,3}(0)$ коэффициенты отражения Френеля, $\exp[-2(k_1 \Delta)^2]$ и $\exp[-2(k_2 \Delta)^2]$ - факторы Рэля [12], Δ - среднеквадратическое отклонение неровностей.

Отметим, что если $\varepsilon_2'' \rightarrow 0$, т.е. исчезают потери в среде и, следовательно, исчезнут тепловые флуктуации, то (6) и (7) переходят в формулы Френеля.

Облучение границы раздела плоской волной с произвольным углом падения

Пусть плоская монохроматическая волна

$$E_5 = E_0 \exp[-i(k_1 r_1) - \omega t] \quad (8)$$

падает на границу раздела сред «воздух-поглощающая среда» под углом φ_1 , рис. 2

В работе [3] показано, что во второй среде в данном случае возбуждаются преломленная с вектором k_2 и встречная ей с вектором $-k_2$ волны. Встречная волна на границе раздела претерпевает отражение и преломление. При этом, в следствии закона отражения и преломления, отраженная встречная волна распространяется под углом $-\varphi_2$. Это и есть мода с отрицательным углом преломления. Преломленная встречная волна согласно закону Снелиуса распространяется в направлении вектора $-k_1$, т.е. в направлении строго противоположном, падающей моде. Эта волна в [3] названа обратной. Используем результаты работы [3], учтем эффект образования приповерхностного слоя, а также условие перехода искомым решений при $\varphi_1 = 0$ к формулам (6), (7), получим систему волн в граничащих средах.

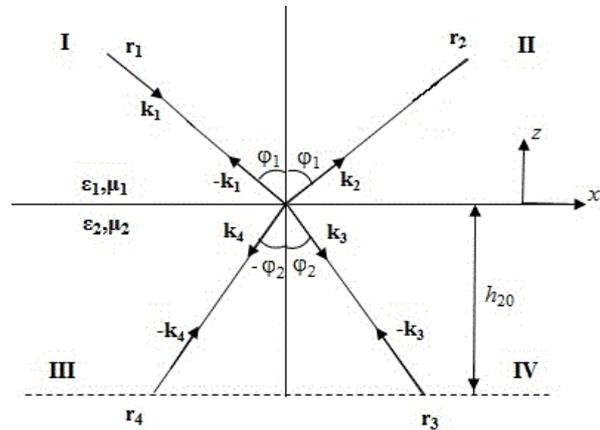


Рис. 2

В первой среде имеем падающую волну (8), отражённую $E_6(r_2)$ и обратную $E_7(r_1)$:

$$E_6(r_2) = E_5 \exp[-i(k_2 r_2)] V_{1,2}^{p,s}(\Delta, \varphi_1) b^{p,s} \tilde{V}_{1,2}^{p,s}(\Delta, \varphi_1), \quad (9)$$

$$\begin{aligned} E_7(r_1) &= E_5 \exp[-i(k_2 r_2)] a^{p,s} \left[1 - \left(\frac{V_{1,2}^{p,s}(\Delta, \varphi_1)}{V_{1,2}^{p,s}(\Delta_m, 0)} \right)^2 \right] \exp[-2ik_3 h_2^{p,s}(\Delta, \varphi_1)] = \\ &= E_5 \exp[-i(k_2 r_2)] a^{p,s} W_{1,2}^{p,s}(\Delta, \varphi_1). \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь обозначено: $\tilde{V}_{1,2}^{p,s}(\Delta, \varphi_1) = \frac{V_{1,2}^{p,s}(\Delta, \varphi_1) - V_{2,3}^{p,s}(\Delta, \varphi_1) \exp[-2ik_3 h_2^{p,s}(\Delta, \varphi_1)]}{1 - V_{1,2}^{p,s}(\Delta, \varphi_1) V_{2,3}^{p,s}(\Delta, \varphi_1) \exp[-2ik_3 h_2^{p,s}(\Delta, \varphi_1)]}$, $a^{p,s} = \frac{\tilde{V}_{1,2}^{p,s}(\Delta, 0)}{W_{1,2}^{p,s}(\Delta, 0)}$,

$$b^{p,s} = \frac{\tilde{V}_{1,2}^{p,s}(\Delta, 0)}{V_{1,2}^{p,s}(\Delta, 0) \tilde{V}_{1,2}^{p,s}(\Delta, 0)}, \quad \tilde{V}_{1,2}^{p,s}(\Delta, \varphi_1) = 1 - \left(1 - V_{1,2}^{p,s}(\Delta, \varphi_1)^2 \right) \exp[-4ik_3 h_2^{p,s}(\Delta, \varphi_1)],$$

$h_2^{p,s}(\Delta, \varphi_1) = \frac{1}{2Im(k_3)} \ln \frac{1 + |V_{1,2}^{p,s}(\Delta, \varphi_1)|}{1 - |V_{1,2}^{p,s}(\Delta, \varphi_1)|}$, $V_{1,2}^{p,s}(\Delta, \varphi) = V_{1,2}^{p,s}(\varphi) \exp[-2(k_1 \Delta)^2 \cos^2 \varphi]$, Δ - среднеквадратическое отклонение (СКО) неровностей [12], Δ_m - минимально возможное СКО, $\Delta_m \rightarrow$

0, но не равно 0, $V_{1,2}^{p,s}(\varphi)$ - коэффициент отражения Френеля. Значки “p” и “s” соответствуют ТМ и ТЕ поляризациям.

Во второй среде имеем преломленную $E_8(r_3)$ и волну с отрицательным углом преломления $E_9(r_4)$:

$$E_8(r_3) = E_5 \exp[-i(k_2 r_3)] \left(1 - V_{1,2}^{p,s}(\Delta, \varphi_1)\right), \quad (11)$$

$$E_9(r_4) = E_5 \exp[-i(k_2 r_4)] \frac{V_{1,2}^{p,s}(\Delta, \varphi_1)}{V_{1,2}^{p,s}(\Delta, 0)} \left(1 - V_{1,2}^{p,s}(\Delta, \varphi_1)\right) \exp[-2ik_2(h_2^{p,s}(\Delta, \varphi) - h_2^{p,s}(\Delta, 0))]. \quad (12)$$

Отметим, что если во второй среде потери минимальные, то обратная волна исчезает, волны (8), (10) переходят во френелевские, и остаётся только волна с отрицательным углом преломления.

Заключение

Таким образом, на глубине $h_2^{p,s}(\Delta, \varphi)$ образуется граница, от которой отражается преломленная волна, образуя встречное излучение. В свою очередь это излучение образует волну с отрицательным углом преломления и обратную волну в направлении строго противоположном падающей. Экспериментальное подтверждение существования, в частности, обратной волны приводится в [3, 13, 14].

Список литературы

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. IV. Оптика. – М.: Наука, 1980. – 752 с.
2. Кизель В.А. Отражение света. – М.: Наука. 1973. – 351 с.
3. Lomukhin Yu. L., Atutov E. B., Butukhanov V.P. Backward Reflection in the Fresnel Problem // IEEE Transaction on Antennas and Propagation. - 2018. - V. 66, No. 4. - P. 1838-1845.
4. Вольпян О.Д., Кузьмичев Л.М. Отрицательное преломление волн. – М.: Изд-во «Аверс». 2012. – 359 с.
5. Веселаго В.Г. Электродинамика вещества с отрицательными значениями ϵ и μ // УФН. – 1967. – Т. 92. – Вып. 3.
6. Мандельштам Л. И. Полное собрание трудов. – Л.: Изд-во АН СССР. 1947-1955. – Т. 5. – 468 с.
7. Раутиан С.Г. Об отражении и преломлении на границе среды с отрицательной групповой скоростью // УФН. – 2008. – Т. 178. - № 10. – С. 1017-1024.
8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука. 1973. – 855с.
9. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. – М.: Мир, 1976. – Т.3. – 495 с.
10. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Часть 2: Случайные поля. - М.: Наука, 1978. - 464 с.
11. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука. 1973. – 341 с.
12. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука. 1972. - 191 с.
13. DiGiovanni D. A., Gatesman A. J., Goyette T. M., and Giles R. H. Surface and Volumetric Backscattering Between 100 GHz and 1.6 THz // Proc. SPIE. - 2014. - Vol. 9078 90780A-15.
14. D. A. DiGiovanni, A. J. Gatesman, R. H. Giles, T. M. Goyette, W. E. Nixon. Electromagnetic scattering from dielectric surfaces at millimeter wave and terahertz frequencies // Proc. SPIE. - 2015. - Vol. 9462. - P. 94620H.

Том II, с. 413–417

УДК: 51.37

ПРИМЕНЕНИЕ ГЛУБОКОГО ОБУЧЕНИЯ ДЛЯ РАСПОЗНАВАНИЯ ИОНОГРАММ

В. А. Мочалов, А. В. Мочалова

*Институт космических исследований и распространения радиоволн,
684034, с. Паратунка, ул. Мирная, 7
E-mail: vmochalov@ikir.ru*

Аннотация. В настоящее время учеными разработаны различные программы и алгоритмы распознавания ионограмм, выделяющие по различным признакам те или иные параметры ионосферы. Отличительной особенностью предлагаемого в работе метода является применение глубокого обучения для распознавания следов отражений от различных слоев ионосферы. Обучение глубокой нейронной сети происходит на основе эталонных разметок, созданных операторами. Приводятся демонстрационные примеры программно реализованной системы распознавания изображений ионограмм с помощью глубокого обучения.

Ключевые слова: глубокое обучение; ионограммы; ионосфера; нейронные сети; программа

APPLICATION OF DEEP LEARNING TO RECOGNIZE IONOGRAMS

V. A. Mochalov, A. V. Mochalova

Abstract. At present, scientists have developed various programs and algorithms for the recognition of ionograms, which recognize and highlight various parameters of the ionosphere. A distinctive feature of the method proposed in the work is the use of deep learning to recognize traces of reflections from different layers of the ionosphere. We train deep neural network with a reference markup dataset created by operators. Demonstration examples of software-implemented system of ionograms recognition are given.

Keywords: deep learning; ionograms; ionosphere; neural networks; program

Введение

Ионосфера подразделяется на области D, E и F, внутри которых могут существовать «слои» электронов [1]. Область D – самая низкая область. Обычно ей приписывают высоты 60-95 км. Максимум электронов (электронной концентрации) в области D находится вблизи 80 км. Ночью зачастую область D совсем исчезает. Область E – область ионосферы приблизительно между 95 и 150 км над поверхностью Земли. Максимальная электронная концентрация слоя E в течение дневного времени непосредственно связана с высотой Солнца над горизонтом, имеет наибольшую величину около полудня и уменьшается со временем симметрично в обе стороны от него. Область F – область ионосферы выше 150 км. Концентрация электронов растет до высот 300-350 км и затем монотонно уменьшается вплоть до расстояния в несколько земных радиусов. В дневное время весной-летом-осенью область F расслаивается на две части – слои F1 и F2. Ночью слои F1 и F2 сливаются, и образуется только одна область F [2-4].

Основным методом для большинства ионосферных исследований является импульсный метод. Было установлено, что если посылать вертикально вверх короткие импульсы с помощью передатчика и затем принимать их на земле с помощью приемника, то время распространения их до точки отражения от ионосферы и обратно может быть измерено. Метод получил название вертикального зондирования ионосферы. Современные ионозонды (ионосферные станции) дают панорамную картинку отраженных от ионосферы сигналов, известную под названием ионограмма. Ионограммы содержат много разных сведений об условиях в ионосфере. Поэтому возникает необходимость отбирать по ионограммам те характеристики ионосферы, которые особенно важны для научных и оперативных исследований, и выработать методику оценки этих характеристик [4].

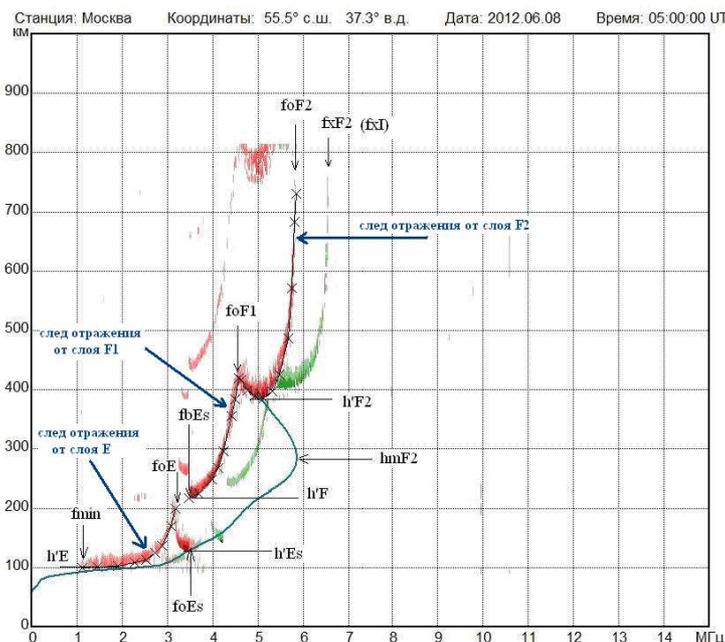


Рис. 1. Пример ионограммы вертикального зондирования с отмеченными основными измеряемыми параметрами [3].

На рисунке 1 показана ионограмма вертикального зондирования ионосферы с отмеченными основными измеряемыми параметрами [3], а также следами отражений от слоев E, F1 и F2 ионосферы (следы отражений отмечены линиями с крестиками).

Распознавание ионограмм

Одной из самых важных задач в распознавании ионограмм является выделение следов отражений от различных слоев ионосферы. В настоящее время разработаны различные программы и алгоритмы распознавания ионограмм [3–16] и др., выделяющие по различным признакам те или иные параметры ионосферы.

Отличительной особенностью предложенного в данной работе метода является применение глубокого обучения для распознавания следов отражений от различных слоев ионосферы. Обучение глубокой нейронной сети происходит на основе эталонных разметок, созданных операторами. Так, в Институте космических исследований и распространения радиоволн с августа 2015 года функционирует ионозонд «Парус-А» [5], который регистрирует ионограммы каждые 15 минут. При этом операторы, осуществляющие интерпретацию и обработку ионограмм, выполняют разметку ионограмм в начале каждого часа, то есть в среднем три из четырех ионограмм каждого часа остаются необработанными операторами. За время функционирования ионозонда «Парус-А» операторы обработали около 40000 ионограмм, которые и послужили основой для обучения глубокой нейронной сети. Операторы отмечают на ионограммах параметры ионосферы и выделяют при возможности следы отражений от E, F1 и F2 слоев ионосферы.

Задача распознавания следов отражений от различных слоев ионосферы может быть отнесена к классу сегментации объектов на изображениях. В настоящее время учеными разработаны различные архитектуры глубоких нейронных сетей, используемых для сегментации объектов на изображениях (например, U-Net [17], Mask R-CNN [18], Deep Watershed Transform [19] и др.). На текущий момент для распознавания следов отражений от различных слоев ионосферы была выбрана для обучения архитектура глубокой нейронной сети U-Net. Для распознавания следов отражений от каждого из слоев E, F1 и F2 ионосферы была обучена отдельная глубокая нейронная сеть для каждого слоя.

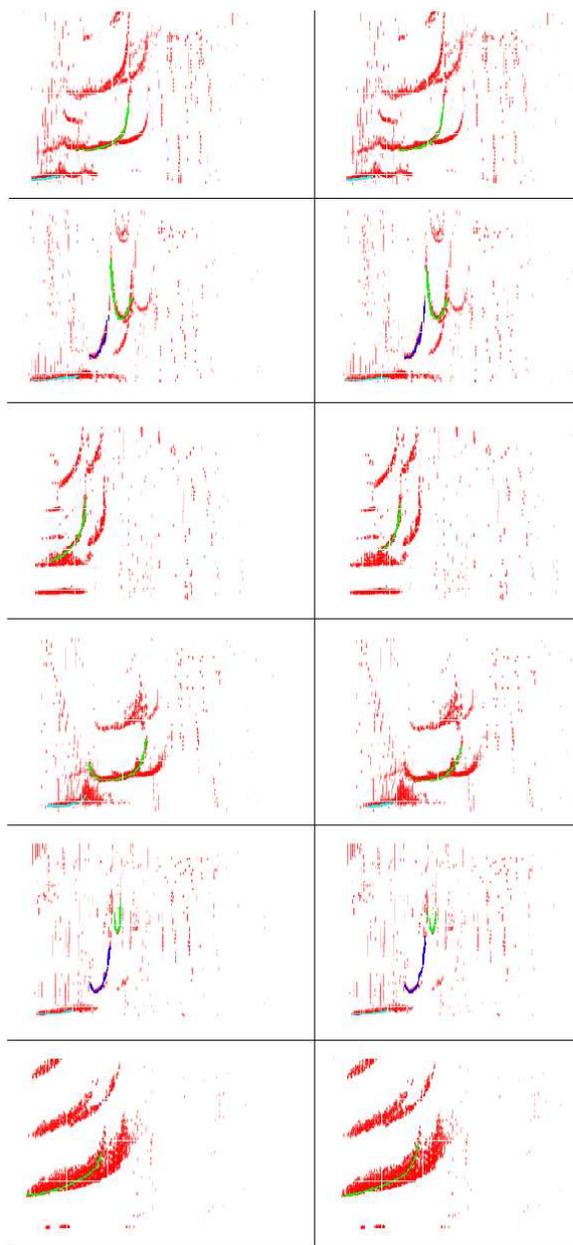


Рис. 2. Примеры распознавания ионограмм.

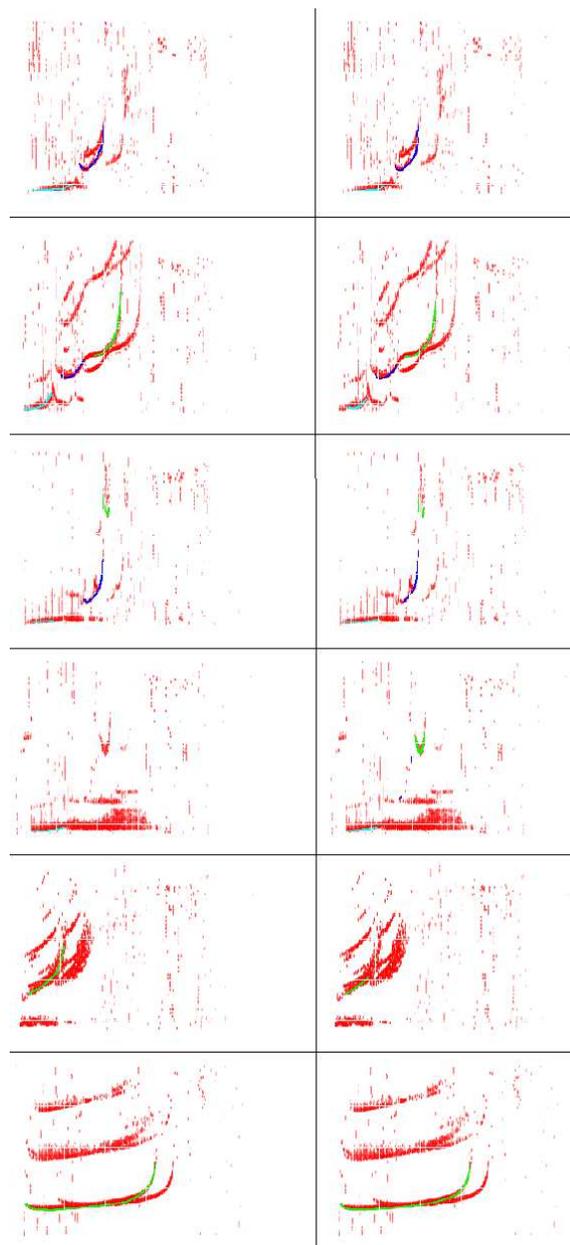


Рис. 3. Примеры распознавания ионограмм.

В качестве одного из вариантов решения задачи сегментации объектов на изображениях упрощенно можно выделить следующие основные этапы:

1. создать обучающую и валидационную выборку для обучения и проверки результатов обучения на примерах, не используемых на этапе обучения. Каждый обучающий и валидационный пример состоит из исходного изображения (в нашем случае ионограммы) и черно-белых масок, в каждой из которых белым цветом выделен искомый объект (в нашем случае это след отражения от требуемого слоя ионосферы);
2. определить архитектуру глубокой нейронной сети для обучения;
3. определить функцию потерь (целевую функцию);
4. выбрать оптимизатор, определяющий, как будет изменяться глубокая нейронная сеть под воздействие функции потерь;
5. определить скорость обучения;
6. установить количество эпох обучения, скорость обучения и критерий останова;

7. выполнить обучение глубокой нейронной сети;
8. сохранить обученную модель глубокой нейронной сети.

На базе применения библиотеки Keras [20] была написана программа, с помощью которой на видеокарте Tesla K80 были обучены три глубокие нейронные сети для распознавания следов отражений от слоев E, F1 и F2 ионосферы. Время обучения заняло около трех часов. На рисунках 2–3 показаны примеры распознавания некоторых тестовых ионограмм, не входящих ни в обучающую, ни в валидационную выборки. В каждом из примеров левое изображение – это ионограмма, размеченная экспертами-операторами, а правое изображение – это ионограмма, размеченная последовательно тремя глубокими нейронными сетями. Используемые цвета в примерах: зеленый цвет – это след отражения от слоя F2; синий цвет – это след отражения от слоя F1; цвет морской волны – это след отражения от слоя E. На рисунке 4 показана текущая Web-реализация системы поддержки анализа ионограмм.

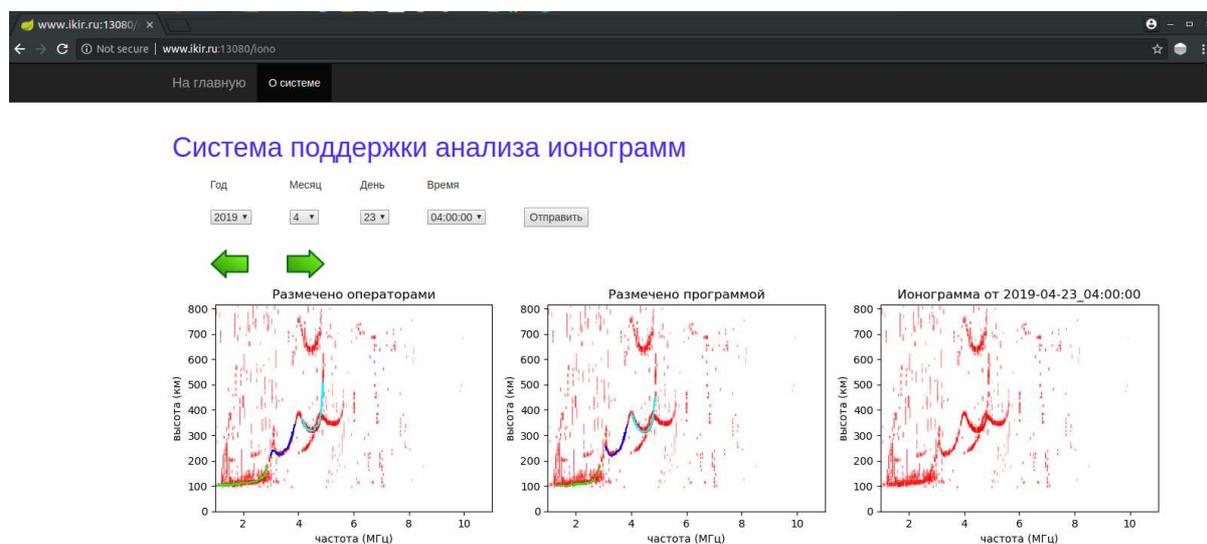


Рис. 4. Текущая Web-реализация системы поддержки анализа ионограмм..

Заключение

Операторы, осуществляющие обработку ионограмм, также используют экспертные знания о состоянии ионосферы до или после анализируемой ионограммы, а также экстраполируют следы отражения от слоев. Улучшение результатов распознавания в будущем ожидается за счет: добавления экспертных знаний, механизма экстраполяции, фильтрации и объединения различных частей распознанных следов отражения от одного слоя; выбора новых архитектур глубокого обучения и ее параметров; фильтрации исходных изображений ионограмм; объединение результатов распознавания с другими алгоритмами распознавания ионограмм и др.

Список литературы

1. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере // М.: Мир, 1973. – 502 с.
2. Piggott W.R., K. Rawer. URSI handbook of Ionogram Interpretation and Reduction // INAG (Ionospheric Network Advisory Group) WORLD DATA CENTER A. National Academy of Sciences. – 2-d edition, 1972. – 145 p.
3. Руководство по ионосферным, магнитным и гелиофизическим наблюдениям. Часть I. Ионосферные наблюдения. Выпуск 1 // Обнинск.: ФГБУ «ВНИИГМИ-МЦД», 2015. – 209 с.
4. Лещенко Л.Н. Пособие для операторов, обслуживающих ионозонд «ПАРУС-А» // 39 с.
5. Гивишвили Г.В., Крашенинников И.В., Лещенко Л.Н., Власов Ю.М., Кузьмин А.В. Ионозонд «Парус-а»: функциональные возможности и перспективы развития // Гелиогеофизические исследования. Выпуск 4, с. 68-74, 2013.

6. Иванов В.А., Иванов Д.В., Рябова Н.В., Егошин А.Б., Лащевский А.Р., Мальцев А.В. Комплексный адаптивный алгоритм обработки ионограмм вертикально-наклонного зондирования ионосферы // Гелиогеофизические исследования. Выпуск 4, с. 11–23, 2013.
7. Зыков Е.Ю., Шерстюков О.Н., Акчурина А.Д. Исследовательский ионозонд «Циклон» Казанского университета и программное обеспечение автоматической обработки ионограмм // Гелиогеофизические исследования. Выпуск 4, с. 39–46, 2013.
8. Пономарчук С.Н., Грозов В.П., Котович Г.В., Михайлов С.Я. Обработка и интерпретация ионограмм вертикального и наклонного зондирования для диагностики ионосферы на базе ЛЧМ-ионозонда // Вестник СибГАУ. No 5(51), с.163-166, 2013.
9. Николаева В.Д., Рыбаков М.В., Котиков А.Л., Кошелевский В.К. Оценка применимости модели IRI-2012 для автоматизированной обработки ионограмм вертикального зондирования // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. No 1 (89), с.82-86, 2014.
10. M. Pezzopane, C. Scotto. Highlighting the F2 trace on an ionogram to improve Autoscala performance // Computers & Geosciences. Vol. 36, pp.1168–1177, 2010.
11. Song H., Zou X., Han Z., Tang X. Automatic Recognition Method of Layer Paths in the Ionogram Based on Mathematical Morphology Method and Inversion Technology // 2016 International Conference on Computer, Mechatronics and Electronic Engineering (CMEE 2016), 7 pages, 2016.
12. Ghosh, P., Berkey F. T. Autonomous identification and classification of ionospheric sporadic E in digital ionograms. Vol. 2, pp. 244–261, 2015.
13. Tsai L., Berkey F.T. Ionogram analysis using fuzzy segmentation and connectedness techniques // Radio Science. Vol. 35, issue 5, pp. 1173-1186, 2000.
14. Chunhua J., Guobin Y., Zhengyu Z., Yuannong Z., Peng Z., Hengqing S. An automatic scaling technique for obtaining F2 parameters and F1 critical frequency from vertical incidence ionograms // Radio Science. Vol. 48, issue 5, pp. 739–751, 2013.
15. Stankov S, Jodogne J., Kutiev I., Stegen K., Warnant R. Evaluation of automatic ionogram scaling for use in real-time ionospheric density profile specification: Dourbes DGS-256/ARTIST-4 performance // Annals of Geophysics. Vol. 55, pp.283-291, 2012.
16. Roughan M. Trace Extraction From Oblique Ionograms // Applied Machine Vision, 21 pages, 2003.
17. Ronneberger O., Fischer P., Brox T. U-Net: Convolutional Networks for Biomedical Image Segmentation // URL: <https://arxiv.org/abs/1505.04597> (Дата обращения: 20.03.2019).
18. He K., Gkioxari G., Dollár P., Girshick R. Mask R-CNN // URL: <https://arxiv.org/abs/1703.06870> (Дата обращения: 20.03.2019).
19. Bai M., Urtasun R. Deep Watershed Transform for Instance Segmentation // URL: <https://arxiv.org/abs/1611.08303> (дата обращения: 20.03.2019).
20. Keras – Python Deep Learning library // URL: <https://keras.io> (Дата обращения: 20.03.2019).

Том II, с. 418–421

УДК: 612.084

АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ ВЕЙВЛЕТ-СПЕКТРОВ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ КНЧ ДИАПАЗОНА ПРИРОДНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

И. В. Нагуслева, В. В. Бороноев

*Институт физического материаловедения СО РАН, 670047, г. Улан-Удэ, Сахьяновой, 6
E-mail: ira.lebedi@gmail.com*

Аннотация. В работе предлагается метод анализа вейвлет-спектра квазипериодических сигналов КНЧ диапазона природного происхождения с помощью коэффициента вариации (КВ) вейвлет-коэффициентов. Исследована информативная значимость вейвлет-коэффициентов биомедицинских сигналов. Показано, что для классификации сфигмографических сигналов на группы по схожей динамике изменения спектральных компонент, необходимо использовать вейвлет-коэффициенты на частотах 12.5, 17.2, 23.7 Гц.

Ключевые слова: вейвлет-преобразование, квазипериодические сигналы КНЧ диапазона природного происхождения

STRUCTURE ANALYSIS OF THE WAVELET SPECTRUM OF QUASI-PERIODIC ELF SIGNALS OF NATURAL ORIGIN

I. V. Naguslaeva, V. V. Boronoev

Abstract. The paper proposes a method for analyzing wavelet spectrum of quasi-periodic signals using the coefficient of variation (CV) of the wavelet coefficients. The informative significance of the wavelet coefficients of biomedical signals is investigated. It is shown that for the sphygmograms classification into groups according to similar dynamics of changes in spectral components, it is necessary to use wavelet coefficients at frequencies of 12.5, 17.5, 23.7 Hz.

Keywords: wavelet transform, quasi-periodic ELF signals of natural origin

Введение

Для исследования особенностей частотно-временной структуры сигналов различной природы используются методы нелинейного анализа данных, в том числе и вейвлет-преобразование, которое позволяет одновременно анализировать особенности структуры сигналов в разных диапазонах масштабов наблюдения.

Методы анализа структуры сигналов, основанные на вейвлет-преобразовании, могут применяться независимо от природы процесса и используются как в исследованиях радиофизических систем (задачи радиолокации, радиометрии и т.д.), так и при анализе сложной динамики объектов живой природы.

При анализе динамики сложных объектов живой природы, актуальной задачей является разделение их по группам схожих признаков с последующим анализом.

Целью работы является исследования структуры вейвлет-спектров квазипериодических сигналов КНЧ диапазона на примере сфигмографического сигнала и возможности их классификации по группам схожих признаков.

Решаемая задача состоит в разработке способа автоматического анализа вейвлет-спектров квазипериодических сигналов КНЧ диапазона природного происхождения для дальнейшей их классификации.

Методы анализа

Непрерывное вейвлет-преобразование вычисляется по формуле [1-4]:

$$W(a, b) = \langle f, \psi_{a,b} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} a^{-1/2} \overline{\psi(a^{-1}(t-b))} f(t) dt,$$

где $f(t) \in L^2(\mathbb{R})$ – анализируемая функция, $\psi_{a,b}$ – вейвлет-функция.

Для анализа квазипериодических сигналов КНЧ диапазона природного происхождения был выбран вейвлет Гаусса 2 порядка.

Результатом вейвлет-преобразования сигнала является двумерный массив амплитуд вейвлет-коэффициентов $W(a,b)$. Вейвлет-спектр представляет собой значения вейвлет-коэффициентов $W(a,b)$ в плоскости частота-время, значения которых определяют цвет соответствующей области вейвлет-спектра.

Сигналы природного происхождения КНЧ диапазона представляют собой квазипериодические сигналы с переходными составляющими, обусловленные сложностью протекающих в организме процессов. При изменении функциональных состояний живого объекта различаются структуры вейвлет-спектров сфигмографических сигналов [5-7]: появляются дополнительные локальные особенности в области 6-23 Гц вейвлет-спектра. В результате по характерным отличиям структуры вейвлет-спектров рассматриваемых сигналов природного происхождения можно судить о динамике изменения спектральных компонент.

Техника эксперимента и методика обработки

Разделение квазипериодических сигналов на группы по результатам непрерывного вейвлет-анализа может быть затруднено сложностью анализа получаемых вейвлет-спектров.

Для автоматизации процесса анализа вейвлет-коэффициентов на различных частотах предложено использовать коэффициенты вариации (КВ)

$$KB = \frac{\sigma}{\bar{W}(a)} * 100\%,$$

где σ – среднее квадратичное отклонение, $\bar{W}(a)$ – среднее значение вейвлет-коэффициентов на частоте a .

На рис. 1 представлен сигнал природного происхождения КНЧ диапазона, вейвлет-спектр и график средних значений КВ.

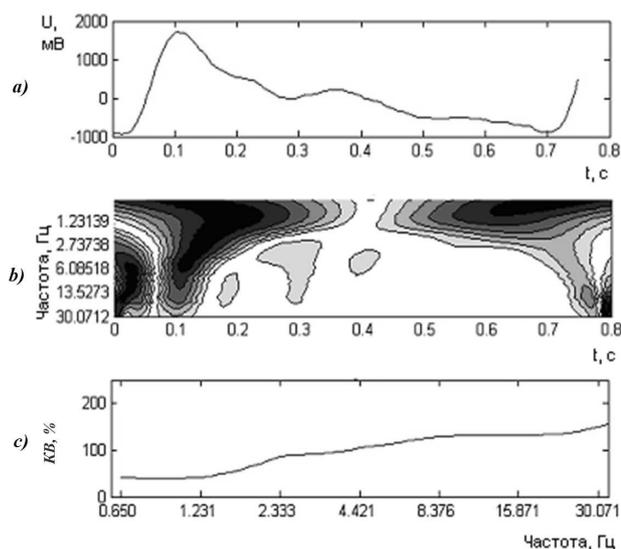


Рис. 1. Квазипериодический сигнал природного происхождения (a), b - вейвлет-спектр, c - график КВ вейвлет-коэффициентов.

Интерпретация результатов

Были просчитаны средние значения КВ вейвлет-коэффициентов сфигмографических сигналов, рис. 2.

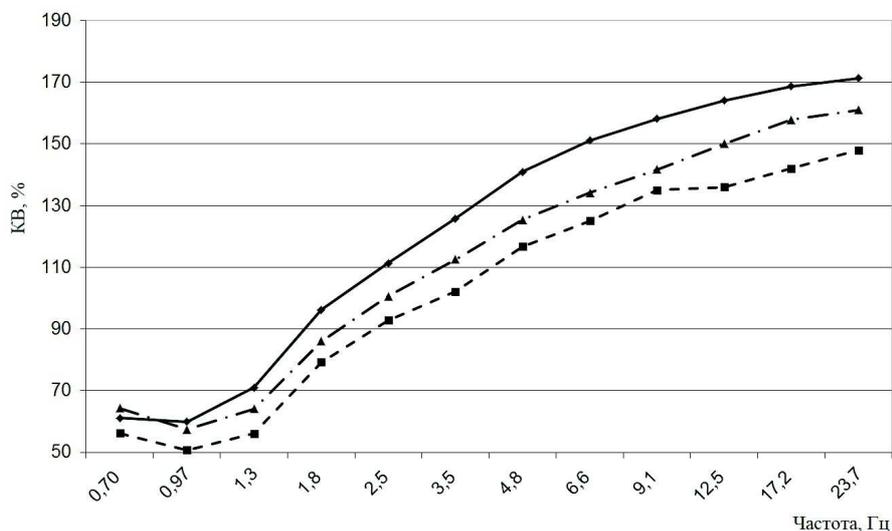


Рис. 2. Средние значения КВ вейвлет-коэффициентов различных сфигмографических сигналов.

Как видно из рис. 2 средние значения КВ вейвлет-коэффициентов сфигмографических сигналов на некоторых масштабах близки друг к другу, на других значительно различаются.

Информативность КВ вейвлет-коэффициентов на различных масштабах оценивалась по F-критерию Фишера (рис. 3). Информативными параметрами, значимо отличающимися друг от друга, являются те, для которых уровень значимости по F – критерию $p < 0,05$.

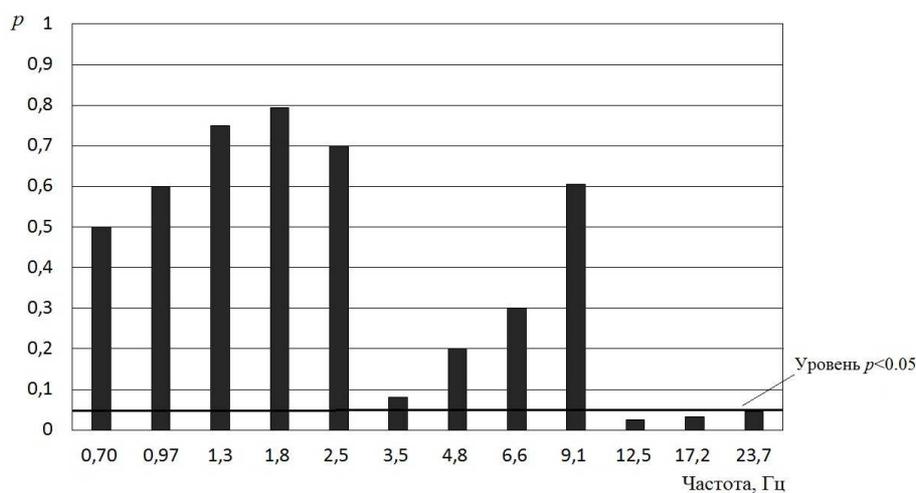


Рис. 3. Значения уровня значимости p КВ вейвлет-коэффициентов по F-критерию.

Из рис. 3 следует, что информативными являются КВ на следующих частотах вейвлет-преобразования: 12.5, 17.2, 23.7 Гц. Таким образом, для разделения сигналов на группы целесообразно использовать несколько параметров.

Выводы

Для исследования особенностей вейвлет-спектров квазипериодических сигналов КНЧ диапазона на разных масштабах наблюдения предложено использовать коэффициент вариации (КВ) вейвлет-коэффициентов. Впервые исследована информативная значимость вейвлет-коэффициентов сигмографических сигналов. Показано, что для разделения сигмографических сигналов на группы по схожей динамике изменения спектральных компонент, необходимо использовать КВ вейвлет-коэффициентов на частотах 12.5, 17.2, 23.7 Гц.

Список литературы

1. Астафьева Н.М.. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения. // УФН. Ноябрь 1996 г. Том 166, № 11.
2. Новиков Л.В. Основы вейвлет-анализа сигналов. Учеб. пособие. С.-П., 1999 г.
3. Витязев В.В. Вейвлет-анализ временных рядов. Учеб. пособие. – СПб.: Изд-во С.-Петерб. ун-та, 2001, 58 с.
4. Дьяконов В.П. Вейвлеты. От теории к практике. – М.: СОЛОН-Р, – 2002. 448 с.: ил.
5. Boronoyev, V. V., Garmaev, B. Z., & Lebedintseva, I. V. (2008). The features of continuous wavelet transform for physiological pressure signal. Paper presented at the Proceedings of SPIE – the International Society for Optical Engineering, , 6936 doi:10.1117/12.783357.
6. Naguslaeva, I. V., Boronoyev, V. V., Garmaev, B. Z., Pupysheva, N. V., & Ompokov, V. D. (2019). The classification potentialities of a pulse waveform based on its derivative. Paper presented at the 12th International Scientific and Technical Conference "Dynamics of Systems, Mechanisms and Machines Dynamics 2018, doi:10.1109/Dynamics.2018.8601418
7. Особенности вейвлет-образов пульсовых сигналов при нарушении функционирования регулирующих систем организма. Бороноев В.В., Лебединцева И.В. Успехи современной радиоэлектроники. Зарубежная радиоэлектроника. 2008. № 2. С. 45-53.

Том II, с. 422–425

УДК: 537.876.46

ОТРАЖЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ НА ГРАНИЦЕ НЕОДНОРОДНОГО КИРАЛЬНОГО СЛОЯ С ДИСПЕРСИЕЙ

Н. М. Моисеева, А. В. Моисеев

Волгоградский государственный университет, 400062, г. Волгоград, пр. Университетский, 100

E-mail: moiseeva@volsu.ru

Аннотация. Рассматривается наклонное падение электромагнитных импульсов специальной формы на плоский неоднородный киральный слой с дисперсией и поглощением. Частота несущей гармоники для импульсов специальной формы: гауссова, гигантского и треугольного равна собственной частоте среды с дисперсией. Для расчета волн в неоднородном киральном слое применяется решение в виде матрицы Коши 4x4, полученное с помощью приближения Вентцеля-Крамера-Бриллюэна. Показано влияние киральности на кросс-поляризацию при отражении. Показано влияние дисперсии оптических свойств, а также дисперсии параметра киральности среды на форму огибающей сигналов для различных углов падения.

Ключевые слова: распространение электромагнитных волн; планарные структуры; киральные материалы; метаматериалы; матрица отражения; метод ВКБ; кросс-поляризация света; дисперсия оптических свойств; спектр сигнала; форма огибающей сигнала

REFLECTION OF OPTICAL SIGNALS ON THE BORDER OF HETEROGENEOUS CHIRAL LAYER WITH DISPERSION

N. M. Moiseeva, A. V. Moiseev

Abstract. An oblique incidence of electromagnetic pulses of a special form on a flat inhomogeneous chiral layer with dispersion and absorption had considered. The frequency of the harmonic carrier for pulses of a special form: Gaussian, giant and triangular is equal to the natural frequency of the medium with dispersion. The solution in the form of the 4x4 Cauchy matrix, obtained using the Wentzel-Kramers-Brillouin approximation, is used to calculate the waves in an inhomogeneous chiral layer. The effect of chirality on cross-polarization upon reflection is shown. The effect of the dispersion of optical properties, as well as the dispersion of the chirality parameter of the medium on the shape of the envelope of the signals for different angles of incidence, is shown.

Keywords: electromagnetic wave propagation; planar structures; chiral materials; metamaterials; reflection matrix; WKB method; cross polarization of light; dispersion of optical properties; signal spectrum; signal envelope

Введение

В настоящее время растет интерес исследователей к киральным средам. Управление поляризацией электромагнитных волн (ЭМВ) является актуальной задачей для разработки новой элементной базы фотоники, а также для развития бесконтактных оптических методов исследования биологических тканей. Возможности для «избирательного отражения круговых поляризаций света» появляются при использовании киральных материалов [1]. Благодаря субволновым структурам, включенным в метаматериал, их ориентации, взаимного относительного расположения метаповерхностей, возможно проектирование и реализация новых поляризационных и фильтрующих устройств [2]. Задача о распространении света в киральных средах актуальна для оптической микроскопии биологических тканей. Биологические ткани содержат киральные органические молекулы; это свойство, используется поляризационной микроскопией для получения изображений label-free [3], развитие математических методов процесса распространения электромагнитных волн необходимо для анализа изображений. Применение киральных материалов в устройствах для двойных изображений имеет значение для 3D дисплеев, оптической памяти и

борьбы с контрафактом [4], для управления характеристиками лазерного излучения [5]. Первая макроскопическая модель взаимодействия света и киральной среды была создана в 1920 г. [6]. В диэлектрик помещались случайно ориентированные киральные проводники, вместо видимого света использовались микроволны. Современные киральные материалы строятся по тем же принципам, но был развит математический аппарат [7], расширились области применения [1–5, 7]. При распространении электромагнитного излучения в киральной среде происходит постоянное взаимодействие волн s- и p- поляризации, поэтому стандартные методы расчета для изотропных сред становятся неприменимыми. Для расчета многослойных структур, где наблюдается кросс-поляризация света, Берреманом был разработан метод дифференциальной матрицы 4×4 ; его целью было решение проблемы отражения и пропускания холестерическими жидкими кристаллами с непрерывно меняющимся плоским упорядочением [8]. Обзор матричных методов расчета современных оптических материалов, применяемых в настоящее время, а также используемых модификаций этих методов приведен в книге [9]. Применяемые методы обычно сводятся либо к нахождению эффективных значений параметров среды: в этом случае неоднородность не учитывается, либо к разбиению неоднородной среды на множество однородных слоев: в этом случае появляются искусственные разрывы полей на границах слоев.

Целью настоящей работы является математическое моделирование отражения оптических сигналов специальной формы от границы плоского неоднородного кирального слоя. Для расчета матриц отражения киральной неоднородной среды применяется матричная форма метода Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна [10]. Данная матрица решения имеет размерность 4×4 и учитывает неоднородность среды.

Математическая модель

Будем рассматривать наклонное падение на плоский неоднородный киральный слой с дисперсией оптического сигнала в виде:

$$E^{(i)}(r, t) = \begin{pmatrix} E_p^{(i)}(r) & E_s^{(i)}(r) \end{pmatrix}^T A_t(t) \cdot \exp(i\omega_c t). \quad (1)$$

Зависимость диэлектрической проницаемости среды от частоты для одиночного резонанса [11]:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon_b + \frac{\Omega_\varepsilon \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}, \\ \mu &= \mu_b + \frac{\Omega_\mu \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}, \\ \chi(\omega, z) &= \frac{\Omega_\chi \omega_0 \omega}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} \cdot f(z). \end{aligned} \quad (2)$$

Параметры киральной среды [11], принимают следующие значения: $\varepsilon_b = 3,1738$, $\mu_b = 0,9799$, $\omega_0 = 2\pi \cdot 1,8651 \cdot 10^{12} \text{ A}^{-1}$, $\gamma = 0,05519\omega_0$, $\Omega_\varepsilon = 0,1537$, $\Omega_\mu = 0,0627$, $\Omega_\chi = 0,0986$. Толщина слоя $d = \frac{2\pi c}{\omega_c \sqrt{\varepsilon_b \mu_b}}$. Пусть $\omega_c = \omega_0$. Параметр киральности зависит от частоты и от координаты, $f(z) = \cos(\kappa z)$. Известно, что свойства среды зависят от частоты, поэтому матричные коэффициенты отражения для слоя с заданными параметрами будут функциями частоты и угла падения:

$$R(\omega, \theta_i) = \begin{pmatrix} R_{pp}(\omega, \theta_i) & R_{ps}(\omega, \theta_i) \\ R_{sp}(\omega, \theta_i) & R_{ss}(\omega, \theta_i) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Коэффициенты матрицы отражения рассчитывались с помощью матрицы Коши [10] найденной методом ВКБ. Зависимости модулей коэффициентов матрицы отражения от угла падения и $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ представлены на рис. 1. Сигнал (1) имеет огибающую $A(t)$ и спектр $S(\omega)$; спектр отраженного сигнала рассчитывается по формуле:

$$\begin{pmatrix} E_p^{(r)}(\omega, \theta_i) \\ E_s^{(r)}(\omega, \theta_i) \end{pmatrix} = R(\omega, \theta_i) \begin{pmatrix} E_p^{(i)} \cdot S(\omega) \\ E_s^{(i)} \cdot S(\omega) \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Выполнив обратное преобразование Фурье, получаем s- и p- поляризованные компоненты для отраженного сигнала. Если для падающей волны $|E_p^{(i)}| = |E_s^{(i)}| = 1$ (отн. ед.), то отраженные

сигналы в форме гигантского лазерного импульса и в виде Гауссова импульса будут иметь вид, представленный на графиках рис. 2 а - б (в случае импульса в форме гигантского лазерного) и рис. 3 а - б (в случае импульса гауссовой формы).

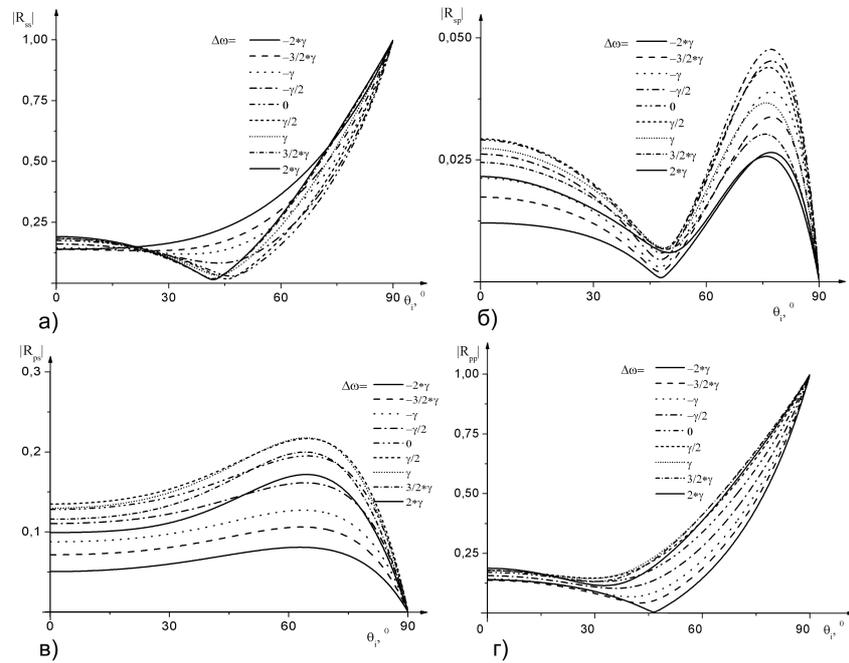


Рис. 1. Зависимость модулей коэффициентов матрицы отражения кирального неоднородного слоя с дисперсией от угла падения θ_i и $\Delta\omega$.

Расчет матричных коэффициентов отражения показал, что при отражении света от киральной среды с дисперсией происходит кросс- поляризация света, угловые спектры амплитудных коэффициентов отражения зависят от частоты ЭМВ.

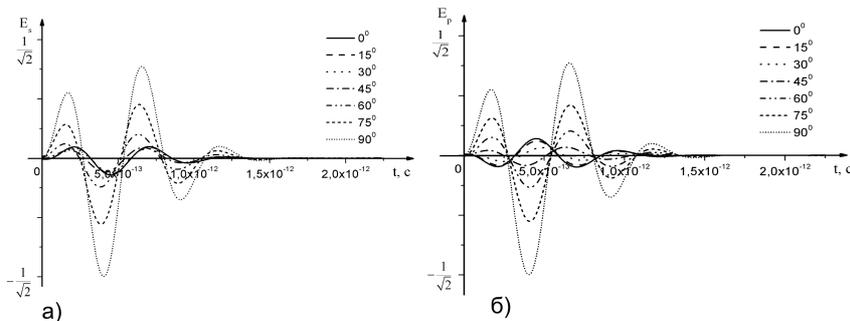


Рис. 2. Отраженный импульс, в форме гигантского лазерного, при различных углах падения для волн: а) s- поляризации, б) p- поляризации.

Расчет показал, что при отражении сигналов специальной формы от кирального неоднородного слоя с дисперсией изменяется не только амплитуда, но также фаза и длительность сигнала.

Заключение

При помощи матричного ВКБ-решения 4×4 для кирального неоднородного слоя с дисперсией получены угловые и частотные спектры коэффициентов матрицы отражения. Матричный метод ВКБ применен для расчета сигналов специальной формы отраженных на границе кирального неоднородного слоя с дисперсией.

Список литературы

1. Semnani B., Flannery J., Ding Z., Maruf R. A., Bajcsy M. Spin-Preserving Chiral Photonic Crystal Mirror // Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest. – 2019. P. FM1B.1.

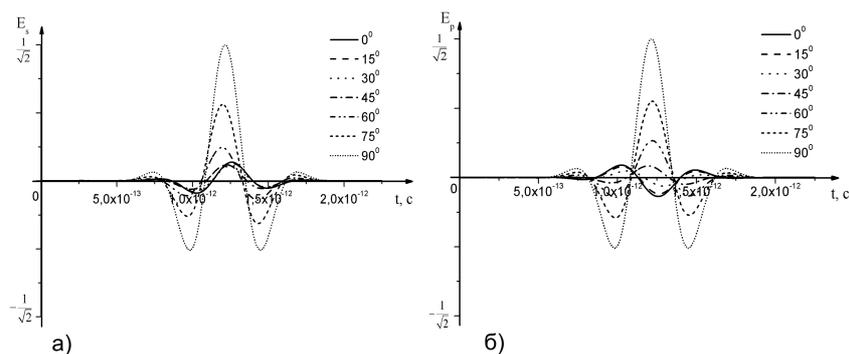


Рис. 3. Отраженный импульс гауссовой формы при различных углах падения для волн: а) s-поляризации, б) р- поляризации.

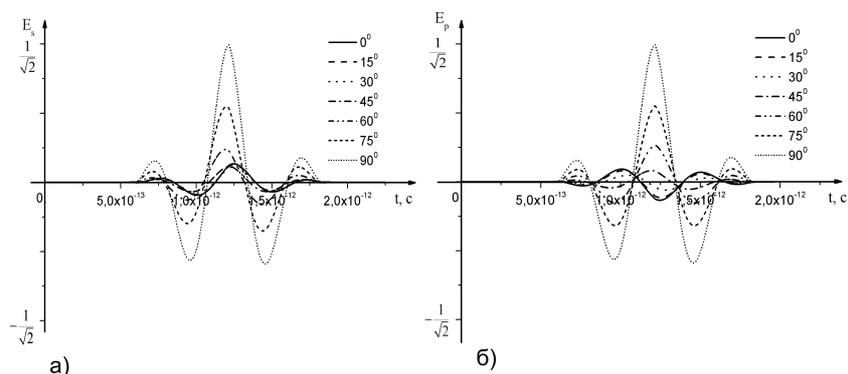


Рис. 4. Отраженный импульс треугольной формы при различных углах падения для волн: а) s-поляризации, б) р- поляризации.

2. Sperrhake J., Decker M., Falkner M., Fasold S., Kaiser T., Staude I., Pertsch T. Semi-analytic modeling of chiral metasurface stacks // Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest. – 2019. P. JTh2A.24.
3. Vettenburg T., Horsley S. A. R., Bertolotti J. Calculating coherent light-wave propagation in large heterogeneous media // Opt. Express. – 2019. – Vol. 27, P. 11946-11967.
4. Lee Sang. H., Lee Sin-H., Kim S.-U., Kang S., Lee Sin-D., Concept of chiral image storage and selection based on liquid crystals by circular polarization // Opt. Express. – 2019. – Vol. 27, P. 11661-11672.
5. Neyts K., Dadalyan T., Acker F. V., Nys I., Beeckman J. Mode coupling by scattering in chiral nematic liquid crystal ring lasing // Opt. Express. – 2019. – Vol. 27, P. 8081-8091.
6. Lindman K.F. Über eine durch ein isotropes System von Spiralförmigen Resonatoren erzeugte Rotationspolarisation der elektromagnetischen Wellen // Annalen der Physik. – 1920. – V. 63. – P. 621-644.
7. Неганов В.А. Отражающие, волноведущие и излучающие структуры с киральными элементами. – М.: Радио и связь, 2006. – 280 с.
8. Berreman D.W. Optics in stratified and anisotropic media: 4×4-matrix formulation // Journal of the Optical Society of America. – 1972. – V. 62(4). – P. 502-510.
9. Yakovlev D.A. Modeling and optimization of LCD optical performance. – New Delhi: John Wiley & Sons Ltd., 2015. – 555 p.
10. Moiseeva N.M., Moiseev A. V., Rudenok I. P. Matrix solution 4x4 by the Wentzel-Kramers-Brillouin method for electromagnetic waves reflected on the boundary of inhomogeneous chiral layer // Journal of Physics: Conference Series. – V. 1096. – P. 012146.
11. Zhao R., Koschny T., Soukoulis C.M. Chiral metamaterials: Retrieval of the effective parameters with and without substrate // Opt. Express. 2010; - V. 18(14). P. - 14553-67.

Том II, с. 426–429

УДК: 537.87

ГЛОБАЛЬНАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ КАК СПОСОБ ИСКЛЮЧЕНИЯ ПРОБЛЕМЫ ЗАДАНИЯ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ ПРИ МОДЕЛЬНОМ РАСЧЕТЕ РАДИОТРАСС

И. А. Носиков¹, М. В. Клименко¹, П. Ф. Бессараб²

¹Калининградский филиал ИЗМИРАН, 420008, г. Калининград, ул. Пионерская, 61
E-mail: igor.nosikov@gmail.com, maksim.klimenko@mail.ru

²Научный институт университета Исландии, 420111, г. Рейкьявик, Баумана, 20
E-mail: bessarab@hi.is

Аннотация. В работе представлена методика определения полного числа лучевых траекторий с заданными граничными условиями, получившее название глобальной оптимизации. В основе глобальной оптимизации лежит вариант прямого вариационного метода, позволяющего определять как верхние, так и нижние лучи. Предложенный вариант глобальной оптимизации обладает рядом преимуществ: решена проблема задания начальных приближений посредством систематического поиска лучей, алгоритм позволяет находить полное число решений граничной задачи. Методика апробирована на различных модельных средах в том числе с учетом неоднородностей.

Ключевые слова: принцип Ферма, геометрическая оптика, оптимизация, граничная задача.

GLOBAL OPTIMIZATION OF THE POINT-TO-POINT IONOSPHERIC RAY TRACING PROBLEM

I. A. Nosikov, M. V. Klimenko, P. F. Bessarab

Abstract. This paper devoted to the problem of all rays identification by a global optimization approach in term of ionospheric ray tracing. Global optimization is based on the generalized force approach, identifying both high and low rays. Proposed optimization approach has a several advantages: the endpoints of the trajectory are kept fixed according to the boundary conditions; the problem of specifying initial approximations is solved by systematic search for rays. The technique was applied on various ionospheric models, taking into account inhomogeneities.

Keywords: Fermat's principle, geometric optics, optimization, boundary problem.

Введение

Метод геометрической оптики, получивший широкое распространение для приближенного описания волновых полей в различных областях науки, активно используется в численном моделировании распространении коротких радиоволн. В настоящее время построено и успешно применяется множество моделей построено на численном решении уравнения эйконала методом характеристик. Данный подход позволяет эффективно решать задачу Коши с заданными угловыми параметрами. В случае граничной задачи, когда положения точек передатчика и приемника зафиксированы, а углы излучения неизвестны, дополнительно применяется метод пристрелки.

В последнее время разрабатываются новые методы решения граничной задачи. Так Coleman [1] предложил альтернативный подход к задаче трассировки лучей с заданными граничными условиями. Подход непосредственно использует вариационный принцип Ферма и заключается в преобразовании некоторой первоначальной траектории к оптимальной форме. Однако существует проблема, обусловленная различным характером экстремумов. В то время как верхние лучи соответствуют минимумам функционала оптической длины пути и, следовательно, могут быть обнаружены прямой минимизацией, нижние лучи соответствуют седловым точкам, которые трудно определить. Coleman [1] решает проблему нижних лучей, применяя метод Ньютона-Рафсона,

который однако чувствителен к выбору начального приближения. Однако подбор начального приближения является сложной задачей, особенно для сильно возмущенной ионосферы. В то же время многолучевость создает дополнительные трудности, поскольку необходимо проводить выборку начальных приближений, чтобы итерационная процедура сходилась к различным экстремумам.

В данной работе рассматривается вариант прямого вариационного метода, в котором определение как верхних, так и нижних лучей осуществляется в результате одной и той же процедуры оптимизации, управляемой обобщенной силой. Определение обобщенной силы зависит от характера экстремальных лучей. Информация об экстремумах функционала Ферма позволила разработать эффективную численную схему глобальной оптимизации, где все лучевые траектории между заданными положениями передатчика и приемника последовательно обнаруживаются один за другим, без необходимости подбора начальных приближений.

Метод обобщенной силы

Функционал оптической длины пути радиолуча в изотропной среде имеет следующий вид:

$$S(\mathbf{r}) = \int_A^B n(\mathbf{r}) dl. \quad (1)$$

Интегрирование производится вдоль кривой, задающей траекторию луча, которая соединяет точки A и B , $n(\mathbf{r})$ — показатель преломления в точке $\mathbf{r} = (x, y, z)$ и dl — элемент длины. Задача о расчете лучевых траекторий сводится к поиску стационарных точек в многомерном пространстве функционала $S(\mathbf{r})$.

Верхние лучи могут быть определены прямой минимизацией функционала оптической длины радиолуча $S(\mathbf{r})$ (см. формулу 1). В этом случае обобщенная сила действует на каждую точку траектории. Минимизация основана на обобщенной силе, задаваемой как отрицательный градиент функционала $S(\mathbf{r})$, продольная компонента которой заменена силой упругости:

$$\mathbf{F}^h = -\nabla S(\mathbf{r})|_{\perp} + \mathbf{F}^s, \quad (2)$$

где \mathbf{F}^h — обобщенная сила для определения верхних лучей, \mathbf{F}^s — сила упругости, задающая связь между точками траектории. Подробное описание процедуры минимизации представлено в [2].

Нижние лучи соответствуют седловым точкам функционала оптического пути, которые сложно найти. Основная идея метода поиска седловых точек заключается в последовательном выходе из окрестности локального минимума функционала $S(\mathbf{r})$ в область притяжения седловой точки. Для этого осуществляется оценка матрицы Гессе функционала $S(\mathbf{r})$. Запишем выражение обобщенной силы \mathbf{F}^l для определения нижних лучей:

$$\mathbf{F}^l = \begin{cases} \nabla S(\mathbf{r})|_{\perp} + \mathbf{F}^s & (\nabla S(\mathbf{r})|_{\perp} \cdot \mathbf{Q}_{\lambda}) \mathbf{Q}_{\lambda} + \mathbf{F}^s, \lambda \geq 0, \\ -\nabla S(\mathbf{r})|_{\perp} + 2(\nabla S(\mathbf{r})|_{\perp} \cdot \mathbf{Q}_{\lambda}) \mathbf{Q}_{\lambda} + \mathbf{F}^s, \lambda < 0. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь λ — минимальное собственное значение Гессеана функционала $S(\mathbf{r})$ и \mathbf{Q}_{λ} — минимальный собственный вектор или минимальная мода. Детальное описание метода поиска седловых точек представлено в [3].

Таким образом, формулы (2) и (3) составляют основу определения обобщенной силы, использование которой в итерационном процедуре сходимости приводит набор точек к решениям граничной задачи о расчете радиолучей.

Глобальная оптимизация

На основе взаимосвязи минимумов и седловых точек в пространстве функционала $S(\mathbf{r})$ создана процедура поиска всех решений, используя метод глобальной оптимизации. Искомое решение может быть найдено в результате систематического перехода между локальными минимумами через седловую точку. Приведем алгоритм глобальной оптимизации:

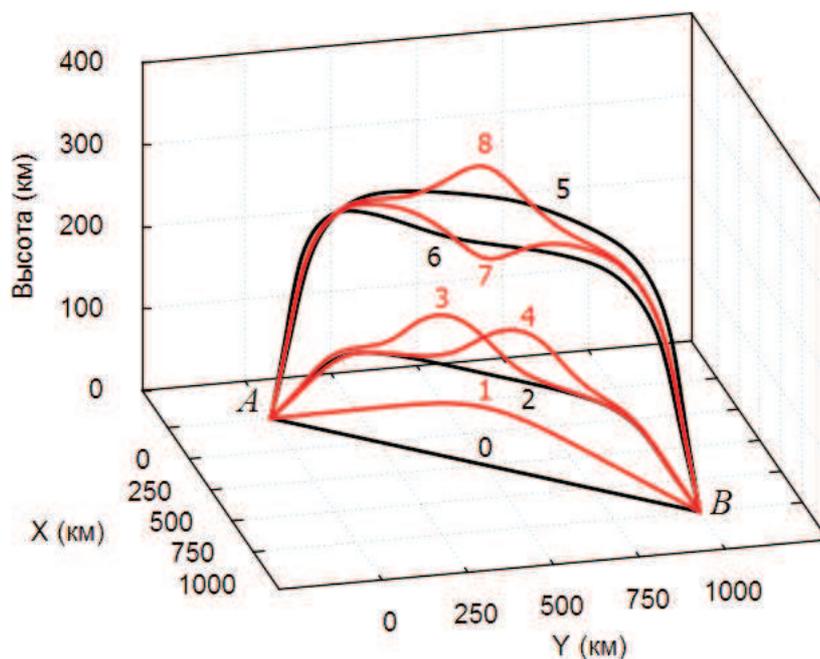


Рис. 1. Результаты численных расчетов лучевых траекторий радиоволны частоты 10 МГц методом глобальной оптимизацией в трехмерной неоднородной среде с заданными граничными условиями. Полное число решений представлено в виде верхних (черные линии) и нижних (красные линии) лучей. Очередность определения лучей глобальной оптимизацией представлена цифрами.

1. Для заданных положений передатчика и приемника, задаем начальное приближение в виде прямой линии соединяющей положения передатчика и приемника.
2. Находим первый верхний луч, используя прямую минимизацию $S(\mathbf{r})$.
3. Задаем начальную конфигурацию для поиска нижнего луча в окрестности верхнего луча.
4. Осуществляем поиск нижнего луча, используя метод поиска седловых точек.
5. Повторяем пункты 3 и 4 до тех пор, пока число неуспешных попыток определения новых нижних лучей не превысит пороговые значение.
6. Для каждого найденного нижнего луча задается начальное приближение для поиска верхних лучей. Инициализация осуществляется в окрестности нижнего луча.
7. Находим соответствующие нижние лучи, используя метод минимизации $S(\mathbf{r})$.
8. Для каждого нового верхнего луча повторяем пункты 3 – 7 до тех пор, пока все лучевые траектории не будут найдены.

Результаты расчетов

Продemonстрируем работу глобальной оптимизации, используя метод обобщенной силы. Рассмотрим трехмерную аналитическую модель ионосферы. Профиль электронной $N_e(z)$ задается согласно [4]:

$$N_e(z) = N_1 \exp \left[- \left(\frac{z - z_1}{\Delta z_1} \right)^2 \right] + N_2 \exp \frac{1}{2} \left[1 - \frac{z - z_2}{\Delta z_2} - \exp \left(- \frac{z - z_2}{\Delta z_2} \right) \right]. \quad (4)$$

Здесь параметры N_β , z_β и Δz_β соответствуют максимуму электронной концентрации, высоте и полуширине слоя β ; $\beta = 1$ соответствует E -слою и $\beta = 2$ – $F2$ -слою. Выбранные значения параметров: $N_1 = 0.2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, $N_2 = 1.0 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, $z_1 = 110 \text{ км}$, $z_2 = 300 \text{ км}$, $\Delta z_1 = 30 \text{ км}$ и $\Delta z_2 = 150 \text{ км}$.

Расчет лучевых траекторий выполнялся между положениями точек A и B с радиус векторами $r_A = (0, 0, 0) \text{ км}$ и $r_B = (1000, 1000, 0) \text{ км}$ соответственно для рабочей частоты 10 МГц. В каждом локальном определении луча обобщенная сила итерационно сходилась к нулю с использованием метода проецирования скорости (англ. Velocity Projection Optimization) [2].

В результате восемь лучей было найдено процедурой систематического перехода от одного минимума к другому через седловые точки, из них три верхних луча (лучи 2, 5 и 6) и пять нижних лучей (лучи 1, 3, 4, 7 и 8) (см. рис. 1). Ионосферная неоднородность оказала значительное влияние на формирование лучевой структуры. Последняя пара верхних лучей (лучи 5 и 6) демонстрируют трехмерный характер распространения радиоволны: лучи огибают ионосферную неоднородность по наиболее короткому оптическому пути и как следствие отклоняются от вертикальной плоскости распространения.

Заключение

Представленный выше пример показывает важнейшие аспекты разрабатываемого вариационного метода. В частности информация о характере экстремалей радиолучей позволила построить глобальную процедуру поиска всех лучей, основной идеей которой является систематический поиск решений. При этом каждое найденное решение является отправной точкой для определения последующих лучей, то автоматически решает проблему подбора начальных приближений для каждого луча.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 17-77-20009).

Список литературы

1. Coleman C. J. Point-to-point ionospheric ray tracing by a direct variational method // *Radio Science*. — 2011. — Vol. 46, no. 5.
2. Application of the nudged elastic band method to the point-to-point radio wave ray tracing in IRI modeled ionosphere / Nosikov I.A., Klimenko M. V., Bessarab P. F., Zhbankov G.A. // *Advances in Space Research*. — 2017. — Vol. 60, no. 2. — P. 491–497.
3. I.A. Nosikov, M.V. Klimenko, P.F. Bessarab. Identification of Low and High Ionospheric Rays by a Direct Variational Method <http://dx.doi.org/10.23919/URSI-AT-RASC.2018.8471460> // 2018 2nd URSI Atlantic Radio Science Meeting (AT-RASC). — 2018. — May. — P. 1–4.
4. Kiryanova K.S., Krukovsky A.S. The features of radiowaves propagation in the Earth's ionosphere // *T-Comm-Telecommunications and Transportaion*. — 2012. — Vol. 11. — P. 25–28.

Том II, с. 430–434

УДК: 537.87

ДИФРАКЦИОННО-ЛУЧЕВАЯ ТЕОРИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КОРОТКИХ РАДИОВОЛН В ОПИСАНИИ ЭФФЕКТА ПОЛУПРОЗРАЧНОСТИ ИОНОСФЕРНЫХ СЛОЁВ

Е. А. Палкин^{1,2}, А. А. Петрович²

¹ АНО ВО «Российский Новый Университет», Москва, ул. Радио, д.22
E-mail: palkin@rosnou.ru

² Московский физико-технический институт (ГУ МФТИ),
141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9
E-mail: aapetrovich@bk.ru

Аннотация. Предложены формулы для равномерного асимптотического описания волнового поля, формирующегося при падении квазиплоской радиоволны на плавнонеоднородный плазменный слой в случае, когда в геометрикооптическом приближении выполнены условия критического отражения от слоя. Эти формулы позволяют описать эффект полупрозрачности плазменного слоя и оценить диапазоны изменений параметров модельной задачи, где данный эффект существенно влияет на структуру волнового поля. Рассмотрен алгоритм учета эффекта полупрозрачности ионосферных слоёв в рамках дифракционно-лучевой теории распространения коротких радиоволн, использующей наряду с геометрикооптическим приближением эталонные специальные функции для описания поля волны в особых областях. Показано, что при использовании равномерных асимптотических формул для эффективных коэффициентов отражения и прохождения квазиплоской волны эффект полупрозрачности ионосферного слоя удастся описать как суперпозицию эффективных отраженных и падающих (прошедших) волн.

DIFFRACTION-BEAM THEORY OF HF RADIO WAVES PROPAGATION IN THE DESCRIPTION OF IONOSPHERIC LAYERS TRANSLUCENCY EFFECT

E. A. Palkin, A. A. Petrovich

Abstract. The formulas for the wave field uniform asymptotic description are proposed in the case when a quasi-plane radio wave falls on a smooth-uniform plasma layer and the conditions of critical reflection from the layer in the geometric-optical approximation are met. These formulas allow us to describe the effect of translucency of the plasma layer and to estimate the ranges of the model problem parameters changes, when this effect is significant for the wave field structure determination. The algorithm of accounting for the effect of the ionospheric layers translucency is considered in the framework of diffraction-beam theory of short radio waves propagation, using the reference special functions to describe the wave field in special areas along with simple formulas of the geometric optical approximation. It is shown that the effect of the ionospheric layer translucency can be described as a superposition of effective reflected and incident (transmitted) waves when the uniform asymptotic formulas for effective reflection and transmission coefficients for the quasi-plane wave are used.

В рамках дифракционно-лучевой теории (ДЛТ) распространения коротких радиоволн (КВ) в ионосфере Земли влияние ионосферных слоев описывается как рефракция лучей в неоднородной среде. При этом, в областях интерференции поле определяется как суперпозиция геометрикооптических (ГО) волновых полей, а в областях формирования особенностей лучевых траекторий (каустики) расчет структуры волнового поля ведется с использованием асимптотических формул, использующих канонический оператор Маслова и специальные функции (специальные функции волновых катастроф) [1–3]. Между тем, в областях максимумов электронной концентрации в ионосферных слоях с позиции ДЛТ появляются эффекты критического отражения ГО лучей: формирование луча Педерсена, «затягивание» лучевой траектории, расходимости фазы (эйконала). Расчет структуры поля в этих областях в рамках ДЛТ представляет определенную проблему.

Указанные трудности в расчете волнового поля можно связать с необходимостью учета эффектов частичного прохождения волн, отражающихся (в ГО приближении) от слоя (эффект подбарьерного просачивания), и частичного отражения проходящих (в ГО приближении) через слой волн (эффект надбарьерного отражения). То есть, для корректного описания волнового поля в таких областях требуется учет полупрозрачности ионосферного слоя для электромагнитной волны.

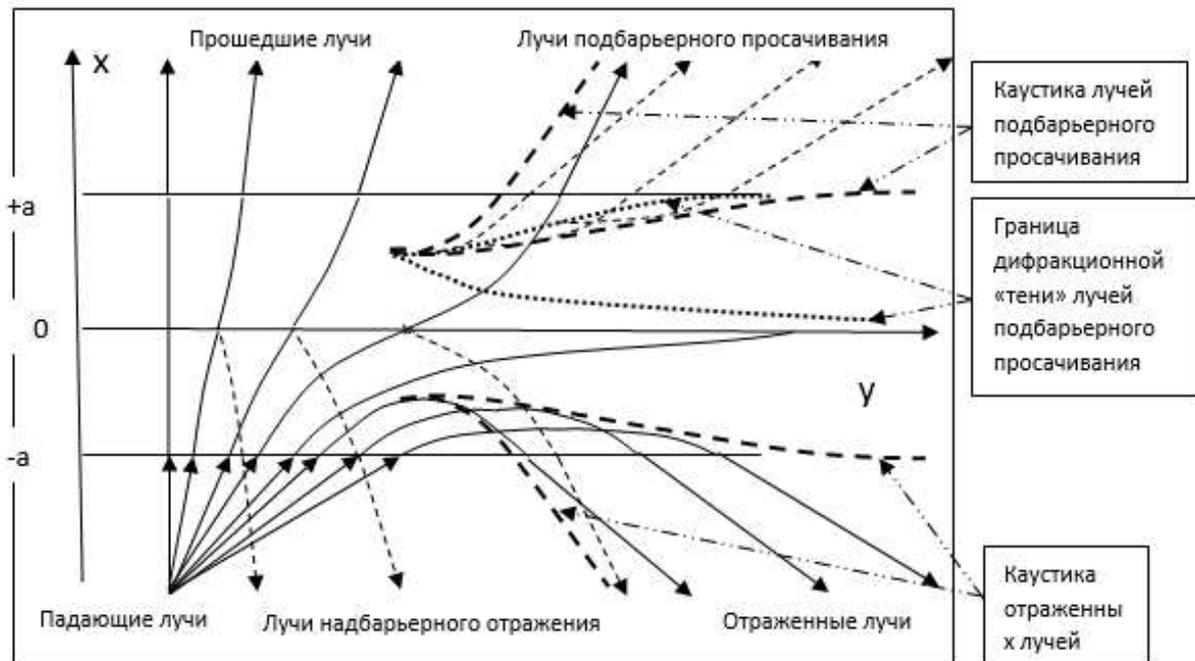


Рис. 1. Лучевая структура задачи о прохождении волны точечного источника через параболический плазменный слой $f_s > f_0$.

Общую лучевую структуры рассматриваемой проблемы иллюстрирует рисунок 1. Здесь изображено семейство лучевых траекторий для модельной задачи о падении волны, излучаемой точечным источником, работающим на частоте f_s , превышающей критическую частоту слоя f_0 . Сплошными линиями изображены ГО лучи, пунктирными – лучи надбарьерного отражения и подбарьерного просачивания (вторичные лучи, формирующиеся вследствие эффекта полупрозрачности, далее – ПП лучи). Причем первые начинаются в точках пересечения уровня максимума электронной концентрации слоя падающим лучом, проходящим слой, а вторые – в точке, симметричной относительно этого уровня к точке на лучевой траектории соответствующего отраженного ГО луча с минимальным расстоянием до максимума слоя. И отраженные ГО лучи, и вторичные лучи образуют каустики, соответственно, ниже и выше максимума слоя (жирный пунктир).

Для оценки диапазона углов падения волны на слой, для которых данный эффект существенен, воспользуемся равномерной асимптотикой точного решения задачи о падении плоской волны на плазменный слой с параболическим профилем электронной концентрации [4]. Общее решение задачи внутри слоя с профилем показателя преломления вида:

$$n^2(x) = 1 - \beta * (a^2 - x^2) \quad (1)$$

$$x \in [-a, +a]$$

(вне слоя $n^2(x) = 1$), выражается через функции параболического цилиндра $D_{\nu,k}^{\pm}(X)$ (функции Вебера – Эрмита [5]) с большим параметром:

$$\psi_{\pm}(x) = \exp\left(i k \left(\frac{1}{2}x^2\sqrt{\beta}\right)\right) * D_{\nu,k}^{\pm}(X), \quad (2)$$

$$D_{\nu,k}^{\pm}(X) = \int_{\gamma^{\pm}} \exp \{ ik (t^2 + tX + \nu \ln t) \} * t^{-1/2} dt. \quad (3)$$

Так что для двумерной задачи (см. систему координат рисунка 1)

$$\psi(x, y) = \psi_x(x) * \exp(iky * \sin\theta), \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \psi_x(x) &= C_+ \psi_+(x) + C_- \psi_-(x) \\ x &\in [-a, +a] \end{aligned} \quad (5)$$

Контуры γ^{\pm} в (3) проходят в комплексной плоскости переменной t из ∞ в третьем квадранте и уходят на ∞ в первом квадранте, огибая, соответственно, сверху (γ^+) или снизу (γ^-) начало координат и определяют два независимых решения уравнения Вебера, к решению которого сводится данная задача. Для такой модели параметры функций параболического цилиндра связаны с исходными переменными следующими соотношениями:

$$X = 2\beta^{1/4}x; \quad \nu = \frac{\beta a^2 - \cos^2\theta}{2\sqrt{\beta}}, \quad ka^2\sqrt{\beta} \gg 1. \quad (6)$$

В модели (1) – (6) координата $x=0$ соответствует уровню максимума слоя, θ – угол падения плоской волны на слой. При этом в качестве граничных условий мы берем нормировку по компонентам поля, соответствующим двум волнам: падающей на слой снизу и падающей на слой сверху (то есть отсутствие таковой волны),

$$\psi_{fallup} = e^{ik(x*\cos\theta+y*\sin\theta)} \Big|_{x=-a}, \quad \psi_{falldown} = 0 \Big|_{x=+a}. \quad (7)$$

При использовании равномерных по ν асимптотических разложений функций (3) на границах слоя (см. [6]), одновременно получаем как константы C_+ и C_- :

$$C_+ = \beta^{-1/8} \sqrt{\frac{k * \cos\theta}{\pi}} * \frac{e^{-i\pi/4}}{1 + e^{-2k\pi\nu}}, \quad C_- = \beta^{-1/8} \sqrt{\frac{k * \cos\theta}{\pi}} * \frac{e^{+i\pi/4} * e^{-2k\pi\nu}}{1 + e^{-2k\pi\nu}}, \quad (8)$$

так и равномерную оценку (в главном члене асимптотики) эффективных коэффициентов отражения и прохождения для данного модельного слоя:

$$\begin{aligned} R &= e^{-i\pi/4} * \frac{1}{\sqrt{2\pi}} * \frac{1}{1 + e^{-\frac{k\pi}{\sqrt{\beta}}(\beta a^2 - \cos^2\theta)}} *^{-} \left(\frac{k}{2\sqrt{\beta}} (\beta a^2 - \cos^2\theta) \right) = \\ &= e^{-i\pi/2} * \frac{1}{\sqrt{2\pi}} * e^{\frac{k\pi}{4\sqrt{\beta}}(\beta a^2 - \cos^2\theta)} * \Gamma \left(\frac{1}{2} + i \frac{k}{2\sqrt{\beta}} (\beta a^2 - \cos^2\theta) \right) \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} T &= e^{i\pi/4} * \frac{1}{\sqrt{2\pi}} * \frac{e^{-\frac{k\pi}{2\sqrt{\beta}}(\beta a^2 - \cos^2\theta)}}{1 + e^{-\frac{k\pi}{\sqrt{\beta}}(\beta a^2 - \cos^2\theta)}} *^{-} \left(\frac{k}{2\sqrt{\beta}} (\beta a^2 - \cos^2\theta) \right) = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} * e^{-\frac{k\pi}{4\sqrt{\beta}}(\beta a^2 - \cos^2\theta)} * \Gamma \left(\frac{1}{2} + i \frac{k}{2\sqrt{\beta}} (\beta a^2 - \cos^2\theta) \right) \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь, соответственно, R и T – коэффициенты отражения и прохождения плоской волны, падающей на плоский слой с параболическим профилем ионизации представлены (см. [4]) как через интегральные функции Бёмера [5], так и в эквивалентной записи через гамма-функцию комплексного аргумента. Формулы приводятся без учета суммарного набега фазы волны в слое, определяемого классической формулой ГО приближения.

Заметим, что аналогичный алгоритм был использован нами в [7] для построения неравномерных по ν оценок коэффициентов R и T . Формулы (8) для констант C_+ и C_- при этом, очевидно, не меняются. Воспользовавшись асимптотической оценкой гамма-функции при большом значении мнимой части аргумента, можно получить неравномерные оценки для этих коэффициентов непосредственно из (9) и (10). Их удобно применять вне области критического угла падения, определяемого условием:

$$\cos^2\theta_{cr} = \beta a^2. \quad (11)$$

Типичный график зависимости коэффициентов R и T от угла падения волны на слой, построенный в соответствии с формулами (8) и (9), приведен на рисунке 2 (параметры задачи таковы: $\theta_{cr} = 5^\circ$, $ka = 1000$). Оценим диапазон углов падения в окрестности критического угла, где вариации коэффициентов отражения и прохождения являются существенными. Поскольку эти вариации определяются комплексной частью аргумента гамма-функции в (9), (10), то, используя (11), можно записать:

$$\frac{k}{2\sqrt{\beta}} (\beta a^2 - \text{Cos}^2\theta) = \frac{ka}{2} \left(\frac{\text{Cos}^2\theta_{cr} - \text{Cos}^2\theta}{\text{Cos}\theta_{cr}} \right). \quad (12)$$

Из (12) непосредственно следует оценка:

$$\delta\theta_{cr} \sim \frac{1}{ka * \text{Sin}\theta_{cr}}, \quad (13)$$

которая характеризует диапазон углов падения волны на слой, в котором существенно меняются коэффициенты отражения и прохождения вследствие эффекта полупрозрачности. Из оценки (13), в частности, следует, что рассматриваемые эффекты наиболее существенны при малых углах падения (при излучении волны, близком к вертикальному) и в тонких ионосферных слоях.

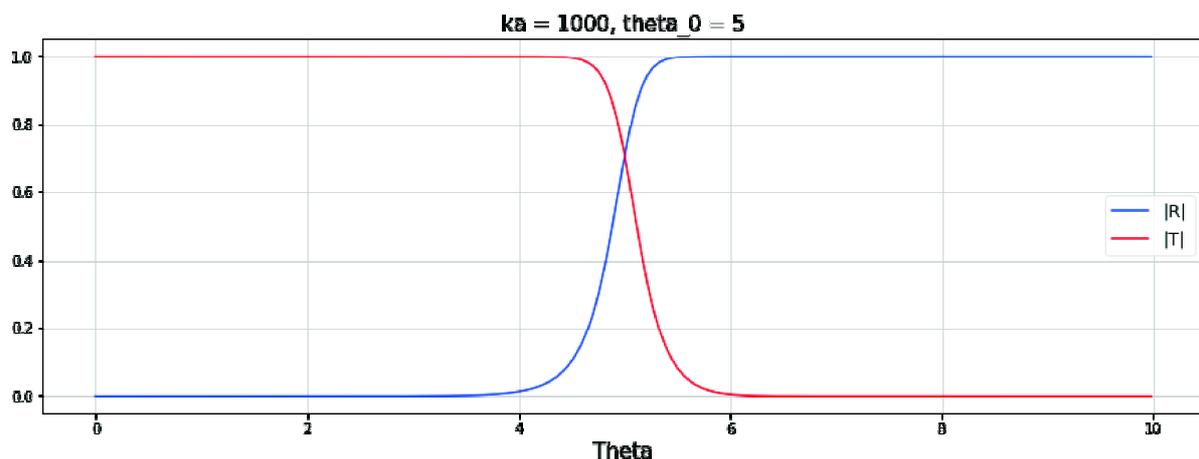


Рис. 2. Зависимость коэффициентов отражения R и прохождения T плоской волны через плазменный слой с параболическим профилем электронной концентрации от угла падения $f_s > f_0$.

Таким образом, можно предложить следующий алгоритм учета эффекта полупрозрачности ионосферных слоев в рамках ДЛГ распространения КВ:

- определить критический угол падения квазиплоской волны, он соответствует предельному лучу Педерсена;
- оценить диапазон углов падения волн из заданного пространственного спектра источника, в котором эффект полупрозрачности слоя существенен;
- учесть с формулах ДЛГ дополнительное ослабление волнового поля лучей, отражающихся (в приближении ГО) от слоя, введя множитель R , а также для лучей, проходящих через слой (в приближении ГО), введя множитель T в соответствии с формулами (9), (10); при этом параметры слоя можно получить путем квадратичной аппроксимации реального профиля в области максимума электронной концентрации;
- учесть формирование ПП лучей, определив амплитуды и фазы соответствующих им квазиплоских волн воспользовавшись приведенными выше формулами;
- определить суммарное поле как суперпозицию поля семейства ГО лучей (включая каустические особенности этого семейства) и поля семейства ПП лучей (также включая каустические особенности).

Следует отметить, что непосредственно в окрестности максимума электронной концентрации ионосферного слоя для корректного описания структуры поля при условии падения волны под углами, близкими к критическому, требуется использование специальных функций Вебера-Эрмита. Асимптотическое решение задачи в этой области имеет вид (5), где в общем случае:

$$\psi_{\pm}(x) = \exp(i k \Theta) * \left(D_{\nu, k}^{\pm}(X) + l^{\pm} \frac{\partial D_{\nu, k}^{\pm}(X)}{\partial X} \right). \quad (14)$$

Расчет параметров Θ , X , ν и коэффициентов l^{\pm} (они имеют следующий порядок малости $\sim k^{-1/2}$ по отношению к главному члену в асимптотическом представлении решения) можно осуществить, используя методы ДЛТ (см. [1, 3] и цитируемую там литературу).

Список литературы

1. Ипатов Е.Б., Крюковский А.С., Лукин Д.С., Палкин Е.А., Растягаев Д.В. Методы моделирования распространения электромагнитных волн в ионосфере с учетом распределений электронной концентрации и магнитного поля Земли // Радиотехника и электроника, 2014, т.59, N12, С.1180-1187.
2. Ипатов Е.Б., Лукин Д.С., Палкин Е.А. Численные методы расчета специальных функций волновых катастроф // Журнал вычислительной математики и математической физики. 1985. т.25. N2. С.224 – 236.
3. Крюковский А.С., Лукин Д.С. Теория расчета эталонных фокальных и дифракционных электромагнитных полей на основе специальных функций волновых катастроф // Радиотехника и электроника, 2003, т.48, N8, С.912-921.
4. Палкин Е.А., А.А.Петрович. Специальные асимптотики функций Вебера-Эрмита и их применение в задачах распространения волн // VII Всероссийские Армандовские чтения. Всероссийская научная конференция «Современные проблемы дистанционного зондирования, дифракции и распространения радиоволн». Материалы конференции, Муром, 27 - 29 июня 2017 г. Секция 1. Теоретические и прикладные вопросы распространения и дифракции радиоволн. С. 55 – 59.
5. Oldham К.В., Myland J.C. Spanier J. An atlas of functions. Изд.2-е – Springer, 2008. – 748с.
6. Палкин Е.А., А.А.Петрович. Специальные асимптотики функций параболического цилиндра (функций Вебера-Эрмита) с большим параметром. //Вестник Российского нового университета. Серия: «Сложные системы: модели, анализ и управление». – 2018. – вып. 1. С.18 – 27.
7. Палкин Е.А., А.А.Петрович. Расчет коэффициентов отражения и прохождения плоской волны для параболического ионосферного слоя на основе асимптотик точного решения. //III Всероссийская научная конференция «Современные проблемы дистанционного зондирования, радиолокации, распространения и дифракции» - «Муром 2018». Материалы конференции, Муром, 26 - 28 июня 2018 г. Секция 1. Теоретические и прикладные вопросы распространения и дифракции волн. С. 54 – 61.

Том I, с. 435–438

УДК: 551.510.413.5 + 550.2(063)

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛИЧЕСТВА ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НЕЛИНЕЙНОЙ ПУАССОНОВСКОЙ РЕГРЕССИИ

А. Э. Пекина, Ю. С. Масленникова, В. В. Бочкарев

Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

E-mail: pekina.96@mail.com

Аннотация. В данной работе предложена модель прогнозирования динамики временного ряда количества геомагнитных бурь с использованием нелинейной пуассоновской регрессии. Исследуемый ряд количества геомагнитных бурь был сформирован на основе данных индекса Dst за период с 1964 г. по 2018 г. Для построения авторегрессионной модели была использована искусственная нейронная сеть, обучение которой было адаптировано с учетом статистических особенностей исследуемого ряда. В работе показано, что флуктуации ряда количества геомагнитных бурь близки к закону Пуассона, поэтому для оценки качества прогностической модели была предложена новая мера на основе анализа отношения среднеквадратичных отклонений оцененных параметров модели. В результате работы, построен прогноз числа геомагнитных бурь на 1 неделю вперед, при этом показано, точность прогноза выше на 20% по сравнению со стандартными подходами к обучению нейросетевых прогностических систем. Аналогичный подход может успешно применяться для прогнозирования динамики редких событий в задачах солнечно-земной физики.

Ключевые слова: геомагнитная активность; нелинейная пуассоновская регрессия; искусственные нейронные сети

MODELLING OF MAGNETIC STORMS COUNT DATA USING NONLINEAR POISSON REGRESSION

A. E. Pekina, Y. S. Maslennikova, V. V. Bochkarev

Abstract. The paper proposes a prediction model of magnetic storms counts data using nonlinear Poisson regression. The investigated time series were converted from Dst index data for the time interval from 1964 to 2018. An artificial neural network was used as a basis of the nonlinear autoregressive model, training procedures were adapted using statistical properties of the investigated time series. It is shown that the fluctuations of geomagnetic storms count data are close to the Poisson's distribution, a special measure of the quality was proposed for estimating the prediction efficiency. It bases on the analysis of the standard deviation ratio for the estimated model parameters. The prediction model was tested on the geomagnetic storms counts dynamics. It is shown that the prediction accuracy for the 1-week counts is higher on 20% in comparison with the standard approaches for the training of artificial neural network systems. A similar approach can be successfully applied for the forecasting of a count data dynamics in other applications of the atmospheric and solar-terrestrial physics.

Keywords: geomagnetic activity; nonlinear poisson regression; artificial neural networks

Введение

Геомагнитная активность является важной частью солнечно-земной физики и космической погоды. Основными проявлениями геомагнитной активности являются сильные возмущения — магнитные суббури и магнитные бури, а также слабые возмущения — разнообразные типы магнитных пульсаций [1]. Индекс геомагнитной активности Dst (Disturbance storm-time) является ключевым параметром, который характеризует возмущение геомагнитного поля в магнитных бурях. Он отражает среднечасовое возмущение горизонтальной составляющей напряженности магнитного поля Земли, величина возмущения определяется по четырем низкоширотным обсерваториям, равномерно распределенным по долготе, поэтому на индекс Dst слабо влияют суббури [2]. Таким образом, по индексу Dst можно однозначно сказать о наличии бури, поэтому он был выбран для прогнозирования динамики количества геомагнитных бурь.

Основная проблема прогнозирования индекса Dst состоит в малом количестве событий, соответствующих буре, и большом количестве магнитоспокойных дней. Пути решения данной проблемы предложены в работе [3], где прогнозирование уровня возмущений магнитного поля осуществляется с использованием дополнительных факторов таких как, например, солнечный ветер. Однако подобный подход не учитывает характер флуктуаций количества геомагнитных бурь от времени, который близок к распределению ряда редких событий. Поэтому для прогнозирования таких рядов эффективнее использовать подходы на основе пуассоновской авторегрессии. В настоящее время появился ряд моделей нелинейной пуассоновской авторегрессии на основе искусственных нейронных сетей, которые применялись для прогнозирования динамики редких событий [4, 5]. Целью настоящей работы являлась разработка нейросетевой модели прогнозирования динамики временного ряда количества геомагнитных бурь с использованием нелинейной пуассоновской регрессии. Для достижения поставленной цели была решена задача улучшения методов обучения нейронной сети с учетом статистических особенностей ряда, предложена оптимальная мера оценки качества прогноза, а также проведено сравнение результатов прогнозирования со стандартными подходами.

Предварительный анализ исследуемого ряда

Почасовой индекс Dst рассчитывается в Мировом центре данных по геомагнетизму и управляется при Центре анализа данных по геомагнетизму и космическому магнетизму при Киотском университете (Япония). Данные индекса были получены с интернет-ресурса [6] за период с 1964 по 2018 год через каждый час. Данные индекса представляют собой значения в диапазоне от +100 нТл до -600 нТл. Показано [2], что в магнитоспокойные дни значения индекса не превышают диапазона ± 20 нТл, а во время магнитных бурь они могут иметь большие отрицательные значения. Исходный ряд значений за выбранный временной период содержит 173400 отсчетов.

Предварительная обработка данных происходит в несколько этапов. Для выявления значимых геомагнитных бурь было выбрано пороговое значение, равное -60 нТл. Затем из дискретного ряда значений индекса был построен бинарный ряд с соответствующим порогом: значение заменялось на 0, если индекс Dst превышал порог, и на 1 – в противоположном случае. Все последовательности подряд идущих единичных значений принимались за бурю. Далее в интервале времени размером 7 дней вычислялось количество найденных бурь. Результирующий ряд представлен на рис. 1, он использовался для построения модели прогноза.

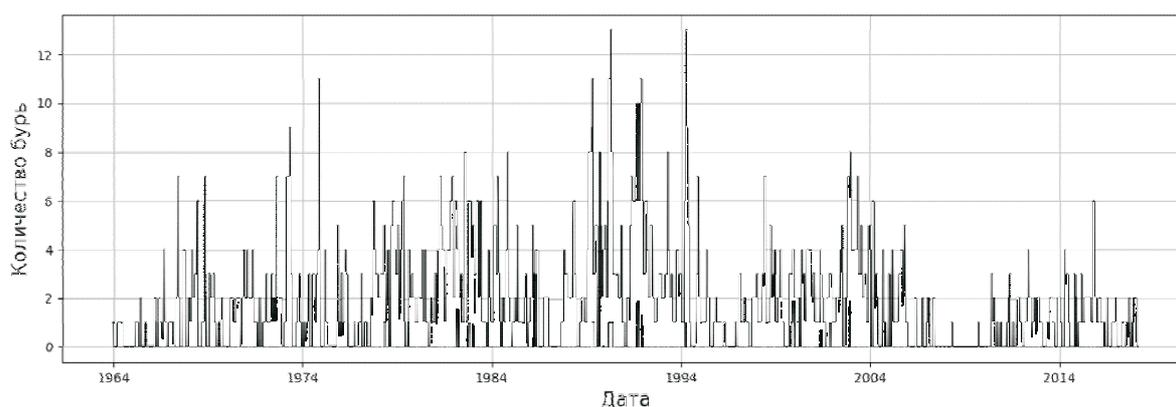


Рис. 1. Ряд количества бурь за неделю, сформированный на основе индекса Dst за период с 1964 г. по 2018 г.

Моделирование и результаты прогноза

Анализируемый ряд количества бурь, рассчитанный на основе индекса Dst, имеет размах значений в пределах 10, следовательно является хорошим примером временного ряда числа

редких событий. Поэтому для прогнозирования его динамики была предложена модель пуассоновской авторегрессии. Для получения наиболее точного значения параметра распределения λ предлагается использовать метод максимального правдоподобия. Более подробно данный метод с применением нейронных сетей описан в статье [5].

Для получения прогноза ряда количества бурь обучение нейронных сетей было адаптировано, помимо стандартной функции ошибки на основе минимизации средней квадратичной ошибки (mean squared error, далее MSE) было также реализовано обучение по методу максимального правдоподобия (maximum likelihood estimation, далее MLE). Модель прогнозирования была выполнена с использованием нейронной сети с архитектурой 14-10-5-1-1 (цифры соответствуют количеству нейронов в каждом слое сети). Обучение происходило с использованием оптимизатора Adadelta [7]. Результат прогнозирования ряда количества бурь на одну неделю вперед (на 1 шаг) представлен на рис. 2.

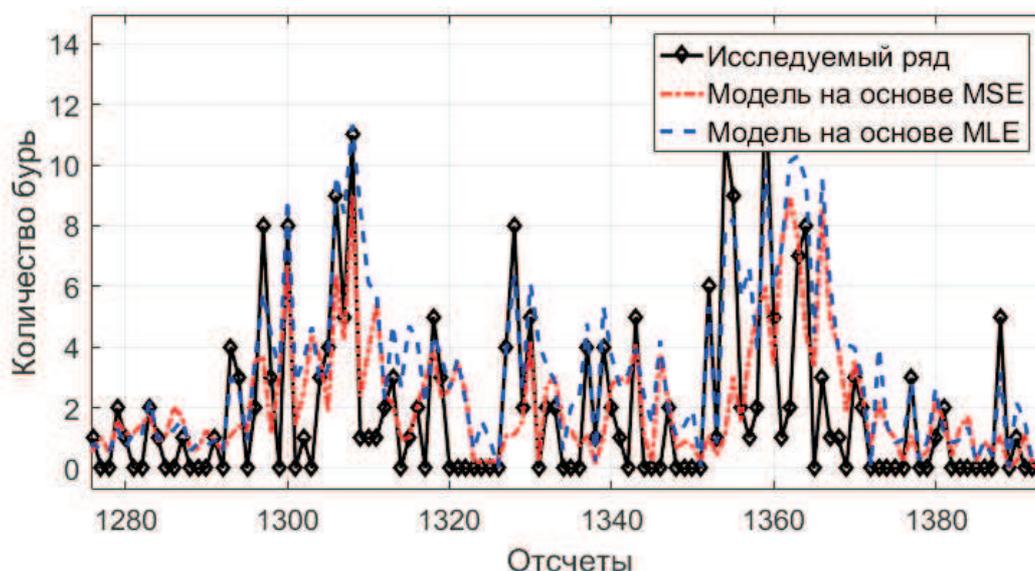


Рис. 2. Результат прогнозирования ряда количества бурь на одну неделю вперед (чёрный – исходный ряд, прерывистые цветные линии - ряды спрогнозированных значений двумя моделями)

Оценить точность полученных параметров с использованием стандартных подходов (например, по значениям среднеквадратичного отклонения) не представляется возможным. Поэтому для оценки эффективности работы модели был разработан метод сравнения двух временных рядов с учетом того, что ряды предположительно имеют распределение Пуассона. Основная идея алгоритма состоит в оценке условного разброса значений ряда, иными словами, в оценке дисперсии ряда при условии спрогнозированного значения параметра распределения: $D[x|\hat{\lambda}]$. Теоретическое СКО исходного ряда должно быть $\sim \sqrt{\lambda}$. Тогда оцениваемое условное СКО $\sim \sqrt{\hat{\lambda}}$.

Результаты оценки предложенной метрики изображены на рис. 3 (слева – результат прогнозирования модели с обучением по минимизации MSE, справа – результат модели с обучением по максимизации MLE). Чёрная прерывистая кривая – это целевая функция $\sim \sqrt{\lambda}$. Сплошная цветная кривая – это $A\sqrt{\hat{\lambda}}$, где A – коэффициент пропорциональности, равный $A = \text{mean}(\sqrt{\lambda}/\sqrt{\hat{\lambda}})$. При распределении ряда, соответствующего закону Пуассона, корректный прогноз будет иметь коэффициент пропорциональности, близкий к 1. Маркерами нанесены значения оценок $\sqrt{\hat{\lambda}_i}$. Значения должны находиться в допустимом диапазоне $A\sqrt{\hat{\lambda}_i} \pm (A\sqrt{\hat{\lambda}_i}/\sqrt{n_i})$, где n_i – количество значений в исследуемом ряду, близких к λ_i .

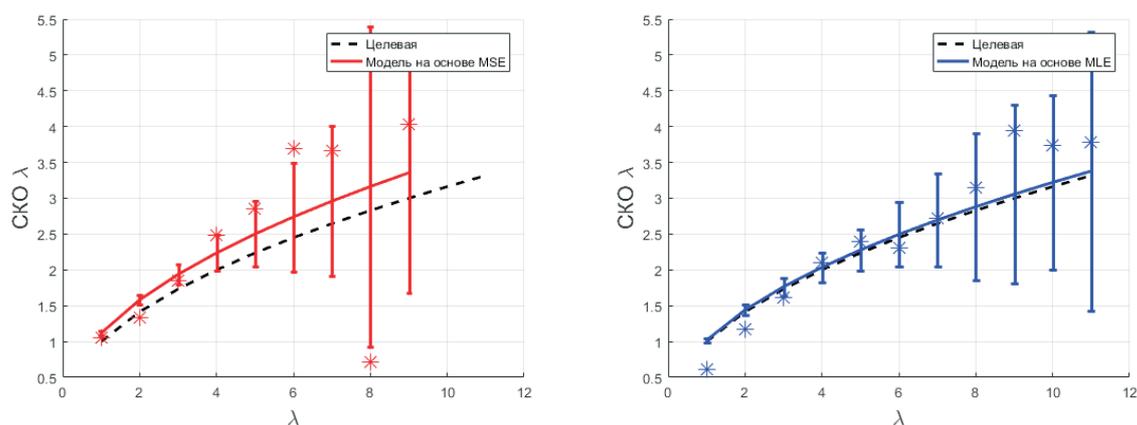


Рис. 3. Мера оценки качества для двух рядов, для модели с обучением по минимизации MSE (слева) и модели с обучением по максимизации MLE (справа)

Коэффициент пропорциональности при сравнении модельного ряда, построенного с функцией ошибки ММП для Пуассоновского распределения, с исходным рядом – 1.01, а для модельного ряда, построенного с МНК - 1.25.

Заключение

Предложена модель прогнозирования ряда количества геомагнитных бурь на основе нелинейной пуассоновской регрессии, предложена мера оценки качества прогноза для ряда с законом распределения флуктуаций, близким к Пуассону. Предложенный подход показал точность прогноза на 20% выше, по сравнению со стандартными. Стоит также отметить, что подобный подход может быть успешно использован для прогнозирования динамики редких событий и в других задачах солнечно-земной физики.

Список литературы

1. Авакян С. В., Воронин Н. А., Дубаренко К. А. Влияние магнитных бурь на аварийность систем электроэнергетики, автоматики и связи // Научно-технические ведомости СПбГПУ. 2012. № 3-2 (154).
2. Sugiura M. Hourly values of equatorial Dst for the IGY, Ann. Int. Geophys. Year, 35, 9-45, Pergamon Press, Oxford, 1964.
3. O.V. Khabarova. Current Problems of Magnetic Storm Prediction and Possible Ways of Their Solving. Sun and Geosphere, 2007; 2(1): 32-37.
4. Fallah N., Nourijelyani K., Eshraghian M. R., Gu H., Seyyedsalehi S. A. Nonlinear Poisson regression using neural networks: a simulation study // Neural Comput & Applic (2009) 18:939–943
5. Pekina A, Maslennikova Y, Bochkarev V. Probability analysis of the vocabulary size dynamics using google books ngram corpus// CEUR Workshop Proceedings. - 2018. - Vol.2268, Is. - P.202-207
6. OMNI2 database. National Space Science Data Center / Space Physics Data Facility. – Access mode: <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html>.
7. Николенко С.И., Кадурич А. А., Архангельская Е. О. Глубокое обучение. Погружение в мир нейронных сетей. – Издательство "Питер", 2018. – 480 с.

Том II, с. 439–442
УДК: 537.876.23

АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГЕОРАДАРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

И. В. Прокопович, А. В. Попов

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова,
108840, Москва, г. Троицк, Калужское ш. 4
E-mail: popov@izmiran.ru*

Аннотация. Рассматривается импульсное электромагнитное зондирование плоскостойкого диэлектрического полупространства. Аналитическое описание импульса, регистрируемого приемной антенной, строится на основе метода связанных волн ВКБ. Полученное решение сопоставляется с результатами численного моделирования методом FDTD.

Ключевые слова: георадар, приближение ВКБ, функция Грина во временной области

ANALYTIC MODEL OF GPR PROBING

I. V. Prokopovich, A. V. Popov

Abstract. This paper deals with subsurface probing of a horizontally layered dielectric half-space, through EM pulses for the purpose the GPR applications. Our analytical description of the received pulse is based on a time-domain version of the WKB approximation. The obtained solution is in a good agreement with FDTD results.

Keywords: ground penetrating radar, WKB approximation, time-domain Green function

Введение

Целью подповерхностного зондирования является оценка электрических и геометрических свойств скрытых объектов и структур посредством использования электромагнитных волн. Стандартный метод ВКБ не может быть использован в задачах георадиолокации плавно-неоднородных сред, так как не учитывает обратного отражения волн на слабых градиентах подповерхностной среды. В таких задачах представляется перспективной предложенная Бреммером и Бреховских [1,2] модификация метода, состоящая в итерационном решении системы двух обыкновенных дифференциальных уравнений типа ВКБ. Этот подход, называемый методом связанных волн, способен учитывать обратно рассеянные сигналы и обеспечивает хорошую точность в широком диапазоне частот.

Нестационарный вариант метода связанных волн был предложен ранее для решения одномерной задачи обратного рассеяния электромагнитного импульса, излученного в неоднородное диэлектрическое полупространство [3]. Здесь рассматривается более реалистичная «полуторазмерная» модель: подповерхностная среда подразумевается плоскостойкой (1D), а бесконечно длинный провод на границе раздела создает электромагнитное поле, зависящее от двух координат (2D). Несмотря на идеализацию и пренебрежение электрическими потерями в материальной среде, это приближение неплохо отражает основные особенности сигналов глубинного георадарного зондирования [4].

Анализ

Как обобщение результатов, полученных в работе [3], рассмотрим двумерную задачу излучения широкополосного импульса линейным источником тока $I(t)$. В этой работе мы рассматриваем плоскостойкую подповерхностную среду $\varepsilon = \varepsilon(z)$, $z > 0$ и подразумеваем равномерное распределение тока $\delta(x)\delta(z)I(t)$ вдоль бесконечного тонкого провода, лежащего на границе раздела: $x = z = 0$, $-\infty < y < \infty$. Используя интегральное преобразование Фурье

$\tilde{E}(p, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ipx} E(x, z, t) dx$ и Лапласа $\hat{E}(p, z, \gamma) = \int_0^{\infty} e^{-\gamma t} \tilde{E}(p, z, t) dt$, получаем волновое уравнение, определяющее y -компоненту электрического поля $E_y = E(x, z, t)$:

$$\frac{\partial^2 \hat{E}(p, z, \gamma)}{\partial z^2} - \left[\frac{\gamma^2 \varepsilon(z)}{c^2} + p^2 \right] \hat{E}(p, z, \gamma) = \frac{2\gamma}{c^2} \delta(z) \hat{I}(\gamma) \quad (1)$$

На границе раздела $z = 0$ спектральная компонента $\hat{E}(p, z, \gamma)$ в первом приближении имеет вид

$$\hat{E}(p, 0, \gamma) \approx \frac{-2\hat{I}(\gamma)\gamma}{c^2(\kappa_0 + \kappa_A)} \left[1 - \frac{\kappa_0}{\kappa_0 + \kappa_A} \int_0^{\infty} \frac{\kappa'(\zeta)}{\kappa(\zeta)} e^{-2 \int_0^{\zeta} \kappa(\eta) d\eta} d\zeta \right] \quad (2)$$

где $\kappa(z) = \sqrt{q^2 \varepsilon(z) + p^2}$, $\kappa_A = \sqrt{q^2 + p^2}$, $\kappa_0 = \sqrt{q^2 \varepsilon_0 + p^2}$, $q = \gamma/c$, а $\hat{I}(\gamma) = \int_0^{\infty} e^{-\gamma t} I(t) dt$. Удобно представить электромагнитное поле, возбуждаемое произвольным импульсом тока $I(t)$, как его свертку с нестационарной функцией Грина, соответствующей излучению от единичной ступеньки тока $I(t) = \theta(t)$; ее образ: $\hat{I}(\gamma) = 1/\gamma$. Граничное значение ее спектра есть сумма $\hat{G}(p, 0, \gamma) = \hat{G}_d(p, 0, \gamma) + \hat{G}_r(p, 0, \gamma)$ прямого сигнала, распространяющегося вдоль поверхности земли $z = 0$, и кумулятивного отражения от градиентов подповерхностной среды. «Прямая» волна может быть явно найдена через обратное преобразование Фурье-Лапласа первого члена:

$$G_d(x, 0, t) = \frac{4}{(\varepsilon_0 - 1) cx^2} \left[(s^2 - x^2 \varepsilon_0)_+^{1/2} - (s^2 - x^2)_+^{1/2} \right]. \quad (3)$$

Эта формула описывает распространение волны от передающей к приемной антенне в виде двух электромагнитных импульсов («воздушной» и «земной» волны), распространяющихся по обе стороны границы раздела земля-воздух. Преобразование во временную область второго члена спектральной функции описывает сигнал, отраженный от градиентов подповерхностной среды: $G_r(x, 0, t) = \int_0^{\infty} \varepsilon'(z) K(x, z, s) dz$, где

$$K(x, z, s) = \frac{1}{2\pi ic} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ipx} dp \int_{a-i\infty}^{a+i\infty} e^{qs-2 \int_0^z \sqrt{p^2+q^2\varepsilon(\zeta)} d\zeta} \frac{q^2 \kappa_0}{(\kappa_0 + \kappa_A)^2 \kappa^2(z)} dq \quad (4)$$

Отсутствие размерного параметра в подынтегральной функции позволяет упростить вычисления, сделав подстановку $q = |p|w$. Деформируя путь интегрирования для внутреннего интеграла, видим, что при $s < 2 \int_0^z \sqrt{\varepsilon(\zeta)} d\zeta$ интеграл исчезает из-за регулярности подынтегральной функции. При $s > 2 \int_0^z \sqrt{\varepsilon(\zeta)} d\zeta$ можно поменять порядок интегрирования и вычислить внутренний интеграл:

$$K(x, z, s) = \frac{i}{2\pi c} \int_{\Gamma} C(w, z) \left[\frac{1}{\Phi(w, z, s) - ix} + \frac{1}{\Phi(w, z, s) + ix} \right] dw \quad (5)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\Phi(w, z, s) = ws - 2 \int_0^z \sqrt{1 + w^2 \varepsilon(\zeta)} d\zeta, \quad C(w, z) = \frac{w^2 \sqrt{1 + w^2 \varepsilon_0}}{[1 + w^2 \varepsilon(z)] (\sqrt{1 + w^2 \varepsilon_0} + \sqrt{1 + w^2})^2} \quad (6)$$

Интеграл (5) может быть сведен к сумме вычетов:

$K(x, z, s) = \frac{1}{c} \sum_j \frac{C(w_j, z)}{\Phi'_w(w_j, z, s)}$, где $w_j(z, s)$ суть корни трансцендентного уравнения

$\Phi(w, z, s) = ws - 2 \int_0^z \sqrt{1 + w^2 \varepsilon(\zeta)} d\zeta = \pm ix$, лежащие в правой части комплексной плоскости.

Дальнейшего упрощения можно достичь, если разнос между передающей и приемной антеннами относительно мал. При этом мы можем рассматривать $w \sim i/p$ как большой параметр и приближенно найти корни

$$w_{\pm}(s, z) = \frac{\pm ix + \sqrt{4P(s - S_0) - x^2}}{2(s - S_0)}, \quad S_0(z) = 2 \int_0^z \sqrt{\varepsilon(\zeta)} d\zeta, \quad P(z) = 2 \int_0^z \frac{d\zeta}{\sqrt{\varepsilon(\zeta)}}. \quad (7)$$

При этом ядро интеграла (4) принимает вид:

$$K(x, z, s) = \frac{\sqrt{\varepsilon_0}}{c\varepsilon(z) (\sqrt{\varepsilon_0} + 1)^2 \sqrt{4P(z) (s - S_0) - x^2}}. \quad (8)$$

Таким образом, для умеренного разноса между антеннами интересующая нас компонента функции Грина, соответствующая сигналу, отраженному от градиентов диэлектрической проницаемости, может быть записана в замкнутой форме:

$$G_r = \frac{\sqrt{\varepsilon_0}}{c (\sqrt{\varepsilon_0} + 1)^2} \int_0^{\ddagger} \frac{\varepsilon'(z)}{\varepsilon(z)} \frac{dz}{\sqrt{4P(z) (s - S_0(z)) - x^2}}, \quad (9)$$

Здесь \ddagger – корень уравнения $4P(z) (s - S_0(z)) - x^2 = 0$, соответствующий глубине, с которой частично отраженный сигнал попадает на приемную антенну, проходя по кратчайшей геометрической траектории.

Это явное выражение для подповерхностной волны, отраженной на градиентах подповерхностной среды, может быть легко рассчитано численным интегрированием. Чтобы оценить точность приближенного аналитического решения (9), мы сравнили его с результатами, полученными при использовании популярной программы численного моделирования grMax [5]. В качестве возбуждающего тока использовался широкополосный «импульс Рикера» $I = -4\pi^2 f^2 \left(t - \frac{1}{f}\right) \exp\left[-2\pi^2 f^2 \left(t - \frac{1}{f}\right)^2\right]$, где f – центральная частота импульса. В примерах, представленных ниже, $f \approx 20$ Г. Наша модель подповерхностной среды описывает плавный переход от чистой воды ($\varepsilon_0 = 81$) к твердому грунту ($\varepsilon_1 = 25$) – случай пресноводного озера с илистым дном. Переходный слой $\varepsilon(z) = \frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_1}{2} + \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_1}{2} \sin\left[\frac{\pi}{z_1 - z_0} \left(z - \frac{z_0 + z_1}{2}\right)\right]$, занимающий интервал глубин 6-8 метров, изображен в левой части Рис. 1(а), а более плавный переход: 4-10 м – на Рис. 1(б). Расстояние между передающей и приемной антеннами равно 3 м. В правой части Рис. 1(а) и 1(б), представлены модельные радарограммы (А-сканы) для соответствующих профилей. Расчеты выполнены методом связанных волн ВКБ (сплошная линия) и конечно-разностным методом grMax (штриховая линия). Первый двоянный импульс соответствует прямой поверхностной волне, распространяющейся по обе стороны границы раздела сред земля-воздух. Слабый сигнал с большой задержкой возникает как результат частичных отражений от плавно-неоднородного переходного слоя. Несмотря на приближенный характер метода ВКБ и дополнительные погрешности, возникающие из-за квази-вертикального приближения, точность моделирования методом связанных волн удивительно высока.

Удовлетворительное качественное сходство между результатами FDTD и методом связанных волн ВКБ сохраняется даже при большом разносе между антеннами, когда траектория распространения волны далека от вертикальной – Рис. 2(а)-(б). Эти графики показывают интересный эффект увеличения амплитуды отраженного сигнала с увеличением пути распространения. Это необычное поведение, предсказываемое как методом связанных волн ВКБ (а), так и точным численным решением (б) объясняется тем, что лучевая траектория отраженного сигнала при увеличении разноса между антеннами приближается к углу полного внутреннего отражения.

Заключение

Рассмотрена двумерная задача электромагнитного импульсного зондирования плоскостной подповерхностной среды разнесенными антеннами георадара. Построено приближенное решение нестационарным аналогом метода связанных волн ВКБ. Сравнение с численным решением методом FDTD, реализованным в программе grMax, показывают хорошее соответствие для различных моделей среды. Предлагаемый аналитический подход требует вычислительного времени в сотни раз меньшего, чем при использовании конечных разностей.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ, проект № 18-02-00185.

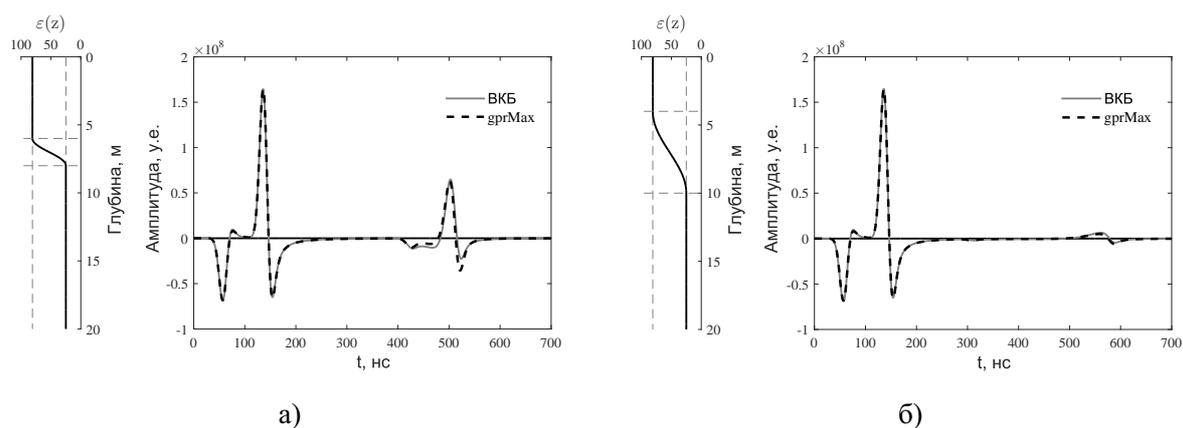


Рис. 1. Профили диэлектрической проницаемости и модельные А-сканы (сплошная линия – метод связанных волн, штриховая – gprMax).

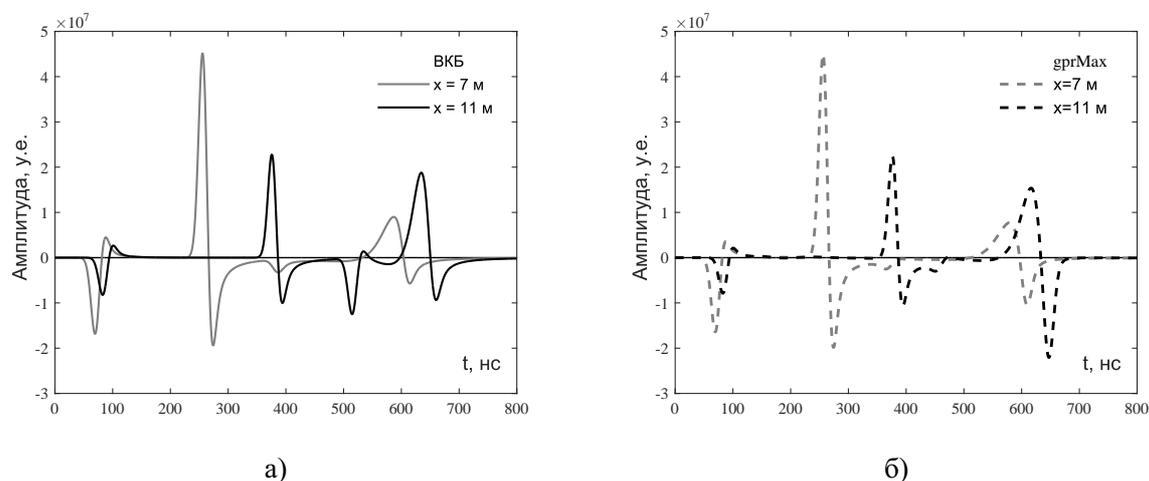


Рис. 2. А-сканы, рассчитанные методом связанных волн ВКБ (а) и в программе gprMax (б) при большом расстоянии между передатчиком и приемником.

Список литературы

1. Bremmer H. Propagation of Electromagnetic Waves // Electric Fields and Waves. Encyclopedia of Physics. – Berlin, Heidelberg: Springer, 1958. – V. 4/16. – P. 423-639.
2. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. – М.: Изд-во АН СССР, 1957. – 344 с.
3. Vinogradov V.A., Kopeikin V.V., Popov A.V. An approximate solution of 1D inverse problem // Proc. 10th Intl. Conf. GPR 2004, Delft, Netherlands. – 2004. – P. 95-98.
4. Berkut A.I., Edemsky, D.E., Kopeikin V.V., Morozov P.A., Prokopovich I.V., Popov A.V. Deep penetration subsurface radar: Hardware, results, interpretation // Proc. of IWAGPR, Edinburgh, UK, 2017.
5. Giannopoulos A. Modelling ground penetrating radar by GprMax // Constr. Build. Mater. – 2005. – V. 19. – P. 755-762.

Том II, с. 443–446

УДК: 550.832.7

РАСЧЕТ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ЩЕЛЕВОЙ АНТЕННЫ ДЛЯ ЗАДАЧ РАДИОЛОКАЦИОННОГО КАРОТАЖА

В. А. Гарбацевич, П. А. Морозов, Ф. П. Морозов, И. В. Прокопович, А. В. Попов

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова,
108840, Москва, г. Троицк, Калужское ш. 4
E-mail: popov@izmiran.ru*

Аннотация. Обсуждается использование щелевой антенны в материальной среде в задаче радиолокационного каротажа. Исследуется частотная зависимость диаграммы направленности.

Ключевые слова: георадар, каротаж, диаграмма направленности

MODELING CYLINDRICAL SLOT ANTENNA FOR BOREHOLE GPR

V. A. Garbatsevich, P. A. Morozov, F. P. Morozov, I. V. Prokopovich, A. V. Popov

Abstract. We discuss application of slot antennas in the problem of subsurface radar logging. Frequency dependence of radiation pattern is studied.

Keywords: ground penetrating radar, borehole GPR, logging, radiation pattern

Одной из задач, возникающих в проблеме радиолокационного каротажа, является создание антенны с азимутальной направленностью. Одним из решений является использование цилиндрической антенны с продольной щелью, запитываемой импульсным источником тока. Для грубой оценки направленности импульсного излучения рассмотрим излучение гармонических волн на центральной частоте импульса $f = 2\pi/\omega$. Ограничимся рассмотрением идеально проводящего тонкостенного цилиндра $x = a \cos \varphi$, $y = a \sin \varphi$, $-\infty < z < \infty$ со щелью $|\varphi| < \alpha = d/a$, (Рис. 1), возбуждаемого равномерно распределенной вдоль щели разностью потенциалов $2Ue^{-i\omega t}$. В нашей модели полая цилиндрическая антенна погружена в однородную немагнитную диэлектрическую среду, так что $\varepsilon(r) = \begin{cases} 1, & r < a \\ \varepsilon > 1, & r > a \end{cases}$, $\mu = 1$.

Задача об излучении щелевой антенны многократно рассматривалась в физико-математической и технической литературе, начиная с работ Зоммерфельда – см. [1–4]. В настоящей работе, учитывая специфику подповерхностного зондирования, мы интересуемся на расстояниях сравнимых с диаметром цилиндра. В отличие от строгой теории [4], используется метод последовательных приближений, позволяющий получить простые аналитические формулы пригодные для инженерных расчетов. В этой постановке задачи все составляющие электромагнитного поля могут быть выражены через продольную компоненту магнитного поля: $H_z = H(r, \varphi)$ [5]. В полярных координатах получим для $H(r, \varphi)$ уравнение Гельмгольца

$$\frac{\partial^2 H}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H}{\partial \varphi^2} + k^2 \varepsilon(r) H = -\frac{4\pi}{c} I(\varphi) \left[\delta'(r - a) + \frac{1}{r} \delta(r - a) \right] \quad (1)$$

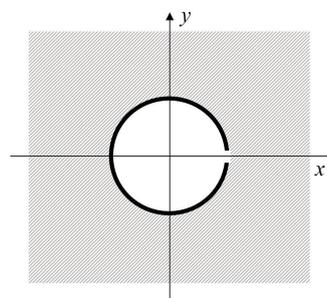


Рис. 1. Схема щелевой цилиндрической антенны.

где введена поверхностная плотность тока $I(\varphi)$ в проводящей стенке антенны $r = a$. Радиальная и азимутальная компоненты электрического поля выражаются через $H(r, \varphi)$:

$$E_r = \frac{i}{\varepsilon k r} \frac{\partial H}{\partial \varphi}, \quad E_\varphi = \frac{1}{i k \varepsilon} \left[\frac{\partial H}{\partial r} + \frac{4\pi}{c} I(\varphi) \delta(r - a) \right] \quad (2)$$

Граничными условиями на металлической поверхности цилиндра являются обращение в нуль тангенциальной составляющей электрического поля и скачок магнитного поля:

$$\overset{\pm}{E}_\varphi \equiv E_\varphi(a \pm 0, \varphi) = 0, \quad |\varphi| > \alpha; \quad \overset{+}{H} - \overset{-}{H} \equiv H(a + 0, \varphi) - H(a - 0, \varphi) = -\frac{4\pi}{c} I(\varphi) \quad (3)$$

В промежутке $|\varphi| < \alpha$ из непрерывности тангенциальных компонент следует

$$\overset{+}{H} = \overset{-}{H}, \quad \frac{\partial \overset{+}{H}}{\partial r} = \frac{\partial \overset{-}{H}}{\partial r} \quad (4)$$

Кроме того, решение уравнения (1) должно быть регулярно при $r = 0$ и удовлетворять условию излучения на бесконечности. Этого требования, вместе с условиями (3)–(4), достаточно для однозначного определения поля $H(r, \varphi)$ при заданном токе $I(\varphi)$, который, однако, не известен априори. Для его определения служит условие скачка (3), приводящее к уравнению, являющемуся аналогом интегро-дифференциального уравнения Халлена-Леонтовича [6].

С учетом указанных выше условий, поле излучения в окружающей антенну среде и внутри цилиндра можно представить в виде рядов Фурье

$$H(r, \varphi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \overset{+}{B}_m \frac{H_m^{(1)}(kr\sqrt{\varepsilon})}{H_m^{(1)}(ka\sqrt{\varepsilon})} e^{im\varphi}, \quad r > a; \quad H(r, \varphi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \overset{-}{B}_m \frac{J_m(kr)}{J_m(ka)} e^{im\varphi}, \quad r < a \quad (5)$$

Как заметил Зоммерфельд [1, 3], между коэффициентами $\overset{+}{B}_m$ и $\overset{-}{B}_m$ имеется соотношение

$$\overset{+}{B}_m = \sqrt{\varepsilon} \frac{H_m^{(1)}(ka\sqrt{\varepsilon})}{H_m^{(1)'}(ka\sqrt{\varepsilon})} X_m, \quad \overset{-}{B}_m = \frac{J_m(ka)}{J_m'(ka)} X_m \quad (6)$$

Коэффициенты X_m подлежат определению из граничных условий (3)–(4):

$$\sum_m X_m e^{im\varphi} = 0, \quad |\varphi| > \alpha; \quad \sum_m A_m X_m e^{im\varphi} = \begin{cases} -\frac{4\pi}{c} I(\varphi), & |\varphi| > \alpha \\ 0, & |\varphi| < \alpha \end{cases} \quad (7)$$

где обозначено

$$A_m = \sqrt{\varepsilon} \frac{H_m^{(1)}(ka\sqrt{\varepsilon})}{H_m^{(1)'}(ka\sqrt{\varepsilon})} - \frac{J_m(ka)}{J_m'(ka)} \quad (8)$$

В строгой постановке определение коэффициентов Фурье X_m из бесконечной системы уравнений (8) сводится к задаче Римана-Гильберта теории аналитических функций [4]. Более простое решение может быть получено методом возмущений. Следуя Зоммерфельду [1], рассмотрим случай узкой щели $\alpha \ll 1$. Очевидно, что при $\alpha \ll 1$ можно пренебречь кривизной экрана, а при $d \ll \lambda$ рассматривать поле в промежутке $|\varphi| < \alpha$ в квазистатическом приближении: $\vec{E} = -\text{grad } \Phi, \quad \Delta \Phi = 0$

Краевыми условиями для гармонической функции $\Phi(x, y)$ являются заданные потенциалы

$$\Phi(0, y) = \pm U, \quad |y| > d \quad (9)$$

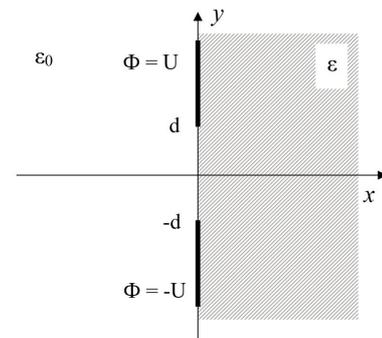


Рис. 2. Геометрия узкой щели.

и условия контакта на границе диэлектрика $x = 0$:

$$\Phi^+(0, y) = \Phi^-(0, y), \quad \varepsilon \frac{\partial \Phi^+}{\partial x}(0, y) = \frac{\partial \Phi^-}{\partial x}(0, y), \quad |y| < d \quad (10)$$

Методами теории функций комплексного переменного находится распределение потенциала

$$\Phi(x, y) \approx \frac{2U}{\pi} \operatorname{Im} \left(\operatorname{Arsh} \frac{z - a}{d} \right), \quad z = x + iy \quad (11)$$

и напряженность электрического поля:

$$E_\varphi(a, \varphi) \approx \frac{2U}{\pi \sqrt{d^2 - a^2 \varphi^2}}, \quad |\varphi| < \alpha; \quad E_\varphi(a, \varphi) = 0, \quad |\varphi| > \alpha \quad (12)$$

Отсюда в первом приближении находим коэффициенты Фурье: $X_m \approx X_m^{(0)}$, где

$$X_m^{(0)} = \frac{i}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} E_\varphi(a, \varphi) e^{-im\varphi} d\varphi = \frac{iU}{\pi^2 a} \int_{-\alpha}^{\alpha} \frac{\cos m\varphi}{\sqrt{\alpha^2 - \varphi^2}} d\varphi = \frac{iU}{2\pi a} J_0(m\alpha) \quad (13)$$

Они уточняются методом последовательных приближений:

$$X_m^{(1)} = X_m^{(0)} - \frac{1}{2\pi A_m} \int_{-\alpha}^{\alpha} e^{-im\varphi} \sum_n A_n X_n^{(0)} e^{in\varphi} d\varphi = X_m^{(0)} + \frac{i}{\pi A_m} \sum_n A_n \frac{\sin(n-m)\alpha}{n-m} X_n^{(0)} \quad (14)$$

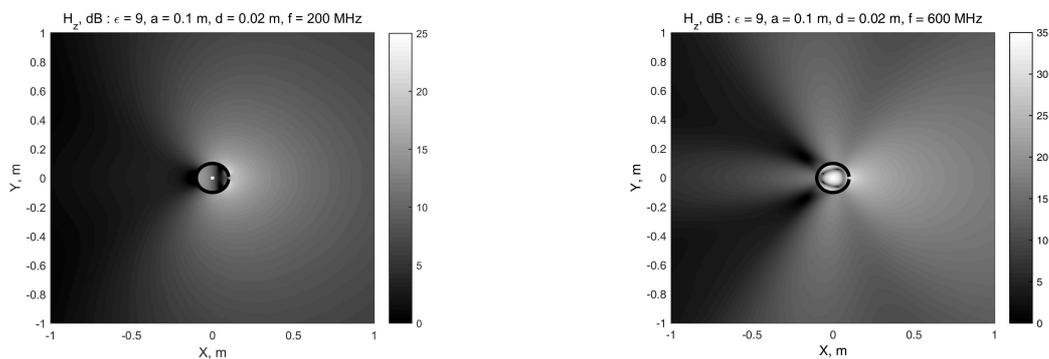


Рис. 3. Диаграмма направленности щелевой антенны; диаметр цилиндра 20 см.

Натурные испытания (Рис. 4) подтвердили направляющие свойства щелевой антенны.



Рис. 4. Макет и натурные испытания щелевой антенны.

Подстановка уточненных коэффициентов (14) в ряды Фурье (5) обеспечивает с достаточной для практики точностью выполнение граничных условий (3)–(4) и количественное описание зависимости излучения антенны от частоты, диэлектрической проницаемости среды, диаметра цилиндра и ширины щели. Основными физическими явлениями, определяющими диаграмму направленности трубчатой щелевой антенны, являются дифракция излученной волны на внешней поверхности цилиндра и резонансное усиление поля во внутренней полости на выделенных частотах. Приведенные графики показывают выраженную направленность излучения и частотные вариации, которые необходимо учитывать при конструировании импульсного скважинного георадара – Рис. 3.

Авторы благодарны В. В. Копейкину за постановку задачи и Д. Е. Едемскому за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ, проект № 18-02-00185.

Список литературы

1. Зоммерфельд А. Дифференциальные уравнения в частных производных физики. – М.: Изд-во иностранной литературы, 1950. – 457 с.
2. Щелкунов С., Фриис Г. Антенны. – М.: Сов. Радио, 1955. – 604 с.
3. Панченко Б.А., Нефедов Е.И. Микрополосковые антенны. М.: Радио и связь, 1986. – 144 с.
4. Шестопалов В.П. Метод задачи Римана-Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн. – Харьков: Изд-во Харьковского университета, 1971. – 402 с.
5. Кошляков Н.С., Глинер Э.Б., Смирнов М. М. Уравнения в частных производных математической физики. – М.: Высшая школа, 1970. – 712 с.
6. М. А. Леонтович, М. Л. Левин. К теории возбуждения колебаний в вибраторах антенн. // Журн. техн. физики. 1944. – Т. 14, вып. 9. – С. 481-506.

Том II, с. 447–452

УДК: 530.121

МИРАЖИ И РЕАЛЬНОСТЬ В ПРЕОБРАЗОВАНИЯХ ЛОРЕНЦА

В. Т. Сарычев

*Национальный исследовательский Томский государственный университет,
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: vsarychev@mail.tsu.ru*

Аннотация. Показано, что в общем случае преобразования Лоренца (ПЛ) между двумя инерциальными системами (ИСО) определяются их абсолютными скоростями движения, а не скоростью движения относительно друг друга. Предложен алгоритм построения синфазных поверхностей, создаваемых движущимися источниками излучения. Приводятся выражения, определяющие форму движущихся материальных тел, подвергаемых сокращению Фитцджеральда-Лоренца. Предлагается способ, позволяющий измерить разность интервалов времени распространения света между двумя пунктами в прямом и обратном направлениях.

Ключевые слова: преобразования Лоренца; aberrация света, эффект Доплера, навигация, сокращение Фитцджеральда-Лоренца.

MIRAGES AND REALITY IN LORENTZ TRANSFORMATIONS

V. T. Sarychev

Abstract. It is shown that, in the general case, the Lorentz transformation (PL) between two inertial systems (ISO) are determined by their absolute speeds of movement, and not the speed of movement relative to each other. An algorithm for constructing in-phase surfaces created by moving radiation sources is proposed. Expressions are given that determine the shape of moving material bodies subjected to Fitzgerald-Lorentz contraction. A method is proposed for measuring the difference in the time intervals of light propagation between two points in the forward and reverse directions.

Keywords: Lorentz transformations; light aberration, Doppler effect, Fitzgerald-Lorentz contraction, navigation.

Введение

ПЛ возникли как инструмент, который используется при исследовании влияния движений на результаты наблюдений волновых процессов. Впервые на подобное влияние указал в 1842 г. Х. Доплер. Однако описание эффекта Доплера на основе волнового уравнения впервые было предпринято только в 1887 г. К. Фохтом [1]. Подобную операцию в 1904 г., независимо от Фохта, использовал Лоренц [2].

У Лоренца в преобразованиях роль исходной системы отсчёта (ИСО) всегда играла ИСО S_0 , относительно которой эфир покоился, тогда как в специальной теории относительности (СТО) исходной могла быть любая ИСО. Поэтому у Лоренца в преобразованиях фигурирует абсолютная скорость движения ИСО, а в СТО – относительная скорость. Как указывает Д. Бом, теория неподвижного эфира Лоренца была отвергнута лишь потому, что она не предлагала критерия, согласно которому можно отличать покоящиеся ИСО от движущихся, «истинные» пространственно-временные координаты от «местных» [3]. Кроме того, Лоренц не смог предложить приемлемого физического объяснения сокращения продольных (относительно скорости движения) размеров материальных тел (сокращения Фитцджеральда-Лоренца).

Лоренц считал свет и другие формы материи локальными неоднородностями в состоянии эфира. Причём, свет, как одна из форм этих неоднородностей, распространяется относительно эфира с постоянной скоростью. Если наблюдение за временем распространения света ведётся в

движущейся ИСО, то согласно Лоренцу, оно будет зависеть от направления. Лоренц был уверен в наличии такой зависимости и для её обнаружения на последней странице своей работы [4] рекомендовал: «не вводить с самого начала предположения, что совершенно безразлично, движется тело через эфир или нет, и измерять расстояния и промежутки времени при помощи масштабов и часов, имеющих относительно эфира неподвижное положение».

Целью настоящего сообщения является попытка реанимировать идеи Лоренца с учетом высказанных им рекомендаций. В качестве основного математического аппарата исследования используются параллельные преобразования Лоренца (ППЛ), представленные в работе [5]. Показывается, что в общем случае ППЛ между двумя ИСО определяются их абсолютными скоростями движения, а не скоростью их движения относительно друг друга. Строятся синфазные поверхности, создаваемые движущимися источниками излучения.

Параллельные преобразования Лоренца

Поскольку роль объектов, подвергающимся преобразованиям Лоренца, играют 4-вектора, то в общем случае эти преобразования желательно представлять следующим произведением: $X_v = L(V)X$. Здесь X и X_v 4-вектора, определённые в ИСО S_0 и ИСО S_v , соответственно, $L(V)$ – матрица 4×4 , представляющая ППЛ, V – 4-вектор скорости движения ИСО S_v . Алгоритм ППЛ было предложен лишь в 2008 г. [5].

$$\begin{aligned} V_0 &= 1/\sqrt{1-\beta^2}, \mathbf{V} = V_0\beta, \beta = \mathbf{v}/c; L_{0,0}=V_0, L_{0,i}=L_{i,0} = -V_i; \\ L_{i,j} &= \delta_{i,j} + \frac{V_i V_j}{1+V_0}; i, j = 1, 2, 3. \end{aligned} \quad (1)$$

Поскольку преобразование производит трансформацию 4-векторов между ИСО S_0 и ИСО S_v , то, следовательно, трансформация между ИСО S_u и ИСО S_v , должна производиться согласно выражению: $X_v = L(V)L^{-1}(U)X_u$. Это преобразование не является последовательным, поэтому автор назвал его параллельным преобразованием Лоренца. Они представляют группу преобразований Лоренца без вращений. Именно отсутствие вращений отличает эти преобразования от последовательных преобразований. Эти преобразования определяются абсолютными скоростями, а не относительной скоростью движения ИСО S_u и ИСО S_v .

Аргументация Пуанкаре в пользу дополнения ПЛ группой вращения фактически основывается на подмене понятий процесса аберрации углов прихода излучения и процесса вращения орт пространства-времени. Инфинитезимальному оператору вращения T_1 работы Пуанкаре, в данном случае соответствует матрица $L(\delta V)$, элементы которой определяются согласно выражениям: $L_{0,0}=L_{1,1} = 1 + \delta V_0$, $L_{0,1}=L_{1,0} = -\delta V$, $L_{2,2} = L_{3,3} = 1$. Остальные элементы равны нулю. Т.о. орты ИСО не вращаются, меняются лишь значения компоненты скорости движения ИСО, именно эти изменения создают аберрацию углов прихода излучения.

Синфазные поверхности, эффект Доплера

Обычно фаза электромагнитной волны Φ представляется скалярным произведением волнового 4-вектора и 4-вектора пространства времени. Поскольку ППЛ сохраняет скалярное произведение 4-векторов, то поверхности равных фаз в ИСО S_0 и ИСО S_v могут быть определены следующим выражением:

$$\Phi = \omega(t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) = \omega_v(t_v - \mathbf{k}_v \cdot \mathbf{r}_v). \quad (2)$$

Здесь используется система единиц, в которой скорость света равна единице, соответственно волновые векторы, определяющие направление излучения, k и k_v – единичные.

Поскольку направляющие векторы k и k_v – единичные, их компоненты могут быть представлены выражениями:

$$k_x = \cos(\theta), k_y = \sin(\theta); k_{x,v} = \cos(\theta_v), k_{y,v} = \sin(\theta_v).$$

Здесь рассматривается случай, когда волновой вектор k и вектор скорости движения ИСО S_v располагаются в плоскости XY , а символами θ и θ_v обозначаются углы между вектором

скорости и волновыми векторами k и k_v . В результате связь компонент волновых 4-векторов в ИСО S_0 и ИСО S_v может быть представлена выражениями:

$$\begin{aligned}\omega &= \omega_v(V_0 + V \cos(\theta_v)), \\ \omega \cos(\theta) &= \omega_v(V_0 \cos(\theta_v) + V), \\ \omega \sin(\theta) &= \omega_v \sin(\theta_v).\end{aligned}\quad (3)$$

Выбор формы синфазной поверхности определяется источником излучения. Если источник излучения покоится относительно ИСО S_0 , то форма синфазных поверхностей будут концентрические сферы с центром в начале координат. Синфазные поверхности, создаваемые покоящимися относительно ИСО S_v источниками излучения, тоже будут иметь сферическую форму в пространственно-временных координат этих ИСО. Однако представление этих поверхностей ИСО в координатах ИСО S_0 приводит к смене сферической формы эллипсоидальной. Сечение поверхностей плоскостью XY представляется выражениями:

$$\begin{aligned}t - t_0 &= (t_v - t_{v,0})(V_0 + V \cos(\theta_v)), \quad x - x_0 = (t_v - t_{v,0})(V_0 \cos(\theta_v) + V), \\ y &= (t_v - t_{v,0}) \sin(\theta_v), \quad t_0 = t_{0,v} V_0, \quad x_0 = V t_0 / V_0.\end{aligned}\quad (4)$$

Значение фазы на такой поверхности определяются согласно выражению: $\Phi = \omega_v t_{v,0}$. Выражения (4) описывают эллипс со следующими параметрами: малая полуось $b = t_v - t_{v,0}$, большая полуось $a = bV$, эксцентриситет $\varepsilon = V/V_0$. При $t = t_0$ с учётом aberrации углов θ и θ_v , определяемой выражениями (3), уравнению эллипса можно записать в более простом виде:

$$\rho = b/(V_0 - V \cos(\theta)), \quad x = \rho \cos(\theta), \quad y = \rho \sin(\theta).\quad (5)$$

Фокусы эллипса располагаются на большой оси на расстоянии от центра, определяемом произведением bV . Значение ρ , измеряемое от левого полюса, определяет время распространения расходящейся волны до пересечения с синфазной поверхностью. Тогда как расстояние от поверхности до правого полюса соответствует времени распространению сходящейся волны. Такая картина согласуется с моделью волнового поля электрона в виде суперпозиции опережающего и запаздывающего потенциалов, которая была предложена в 1938 г. П. Дираком [9].

Если электрон покоится относительно ИСО S_0 , то волновое поле представляется стоячими волнами. Узлы волн располагаются на концентрических сферах, радиус которых кратен длине волны излучения. Если электрон движется, то форма поверхности, на которой располагаются узлы, перестаёт быть сферической. Для нахождения этой формы кроме ИСО S_0 и S_v вводится S_g . Связь пространственных координат ИСО S_0 и S_g определяется преобразованиями Галилея: $r = r_g + \beta t$. Эти преобразования не изменяют формы материальных тел, сохраняя их пространственные и временные масштабы. Поэтому уместно называть S_g системой Галилея. В матричном виде преобразование компонент 4-векторов R , R_v и R_g представляются следующими выражениями:

$$\begin{aligned}R &= GR_g = L^{-1}(V)R_v, \quad R_g = BR_v; \quad R = (t, \mathbf{r}), \quad R_g = (t_g, \mathbf{r}_g), \quad R_v = (t_v, \mathbf{r}_v).\end{aligned}$$

$$G = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ \beta_1 & 1 & 0 & 0 \\ \beta_2 & 0 & 1 & 0 \\ \beta_3 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad B = \begin{pmatrix} V_0 & V_1 & V_2 & V_3 \\ 0, & 1 - \frac{V_1^2}{V_0(V_0 + 1)}, & -\frac{V_1 V_2}{V_0(V_0 + 1)}, & -\frac{V_1 V_3}{V_0(V_0 + 1)} \\ 0, & -\frac{V_1 V_2}{V_0(V_0 + 1)}, & 1 - \frac{V_2^2}{V_0(V_0 + 1)}, & -\frac{V_2 V_3}{V_0(V_0 + 1)} \\ 0, & -\frac{V_1 V_3}{V_0(V_0 + 1)}, & -\frac{V_2 V_3}{V_0(V_0 + 1)}, & 1 - \frac{V_3^2}{V_0(V_0 + 1)} \end{pmatrix}.\quad (6)$$

Когда источник излучения движется со скоростью β относительно ИСО S_0 , то только в ИСО S_v синфазные поверхности имеют форму концентрических сфер. При рассмотрении процесса интерференции следует отличать синфазные поверхности, создаваемые движущимся ис-

точником расходящихся волн, от поверхностей, на которых располагаются узлы стоячих волн, образованных интерференцией расходящихся и сходящихся волн. Далее для обозначения поверхности узлов стоячих волн будут использоваться аббревиатуры ПУСВ и ПРФ (поверхность равных фаз). В ИСО S_v ПУСВ и ПРФ имеют форму концентрических сфер. Сферичность этой формы обеспечивается преобразованиями Лоренца, которые меняют пространственные и временные масштабы. Если при описании этих поверхностей следуя рекомендации Лоренца использовать пространственные и временные масштабы ИСО S_0 , то можно обнаружить, что формы и положение ПУСВ и ПРФ будут различными.

Рисунок 1 иллюстрирует процесс формирования интерференционной картины поля, когда интерферометр движется относительно ИСО S_0 вдоль оси X со скоростью V . Роль интерферометра в данном случае играет ПУСВ, определенная в ИСО S_g . Ось симметрии поверхности ориентирована вдоль скорости её движения. Чтобы фазы сигналов, распространяющихся по любым направлениям, совпадали в точке наблюдения (правый фокус эллипса, представляющего ПРФ в ИСО S_0) должны выполняться следующие условия:

$$l(\theta_0) \cos(\theta_0) = \frac{b(\cos(\theta) - \beta)}{V_0 - V \cos(\theta)}, \quad l(\theta_0) \sin(\theta_0) = \frac{b \sin(\theta)}{V_0 - V \cos(\theta)}. \quad (7)$$

Эти выражения устанавливает взаимно однозначное соответствие между значениями параметров синфазной поверхности в ИСО S_0 и соответствующей ей ПУСВ в системе S_g . Из выражений 7 следует:

$$\cos(\theta_0) = \frac{\cos(\theta) - \beta}{\sqrt{1 + \beta^2 - 2\beta \cos(\theta)}}, \quad \sin(\theta_0) = \frac{\sin(\theta)}{\sqrt{1 + \beta^2 - 2\beta \cos(\theta)}}, \quad l(\theta_0) = \frac{b}{\sqrt{1 + V^2 \cos^2(\theta_0)}}. \quad (8)$$

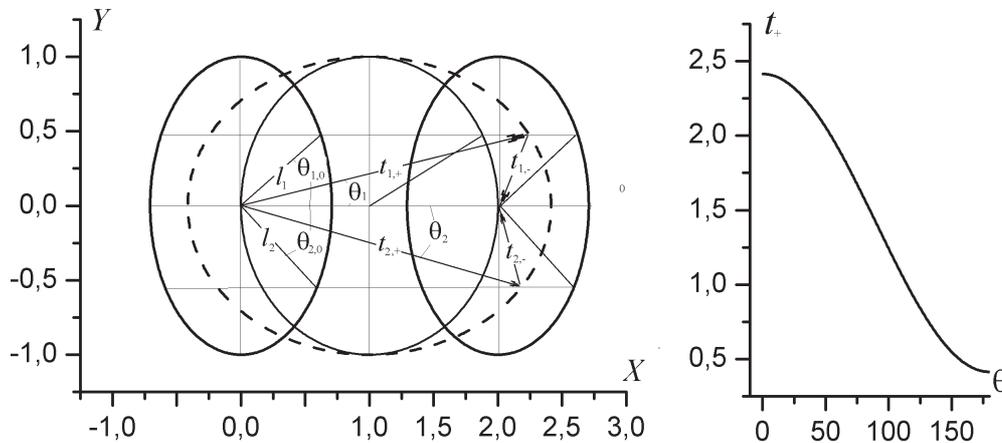


Рис. 1. Сечения плоскостью XY синфазной поверхности в ИСО S_0 (штриховая линия) и в ИСО S_v (окружность) и ПУСВ в ИСО S_g при $t = 0$ (левый эллипс) и при $t = 2bV_0$ (правый эллипс). Правый рисунок - функция $t_+(\theta)$.

Согласно выражениям 8 продольные размеры меньше поперечных размеров (сокращение Фитцджеральда-Лоренца). Исследования Л. Де Бройля показали, что не только свет, но и любые материальные частицы обладают волновыми свойствами [10]. В системе покоя материальных частиц образуется стоячая волна в результате интерференции сходящейся и расходящейся волн. Для стабильности частиц необходимо сохранение баланса между этими волнами. Условие баланса обеспечивается сокращением продольных размеров частиц.

Измерение абсолютной скорости движения Земли

Появление атомных часов создало условия для измерения интервалов времени движения фотона между двумя точками в одном направлении. Основным препятствием для проведения подобного эксперимента является проблема синхронизации часов, находящихся в этих точках.

В работе [11] предлагается способ измерения значения абсолютной скорости движения ИСО, который не требует процедуры синхронизации часов. Способ основан на измерении суточных и годовых вариаций времени наблюдения импульсных сигналов, излученных эквидистантно. Эксперимент может быть существенно упрощен, если вместо импульсных сигналов использовать монохроматическое излучение и измерять разность фаз между принятым сигналом и стандартом частоты, расположенным в точке приёма.

Из преобразований Галилея следует, что время распространения света в прямом и обратном направлениях вдоль вектора r_g определяется следующими выражениями:

$$t_+ = r_g V_0 \left(V \cos(\theta_0) + \sqrt{1 + (V \cos(\theta_0))^2} \right), \quad t_- = r_g V_0 \left(\sqrt{1 + (V \cos(\theta_0))^2} - V \cos(\theta_0) \right). \quad (9)$$

где θ_0 - угол между вектором скорости и направлением вектора r_g .

Из преобразований 6 следует, что длина вектора r_g определяется выражением $r_g = r_v / \sqrt{1 + (V \cos(\theta_0))^2}$, которое представляет сокращение Фитцджеральда-Лоренца. В результате выражение 9 принимает вид:

$$t_+ = bV_0 + r_g V_0 V \cos(\theta_0), \quad t_- = bV_0 - r_g V_0 V \cos(\theta_0); \quad r_g = b / \sqrt{1 + (V \cos(\theta_0))^2}, \quad b = r_v. \quad (10)$$

Здесь значение b равно длине малой полуоси эллипсоида, представляющего ПРФ в ИСО S_0 . Если вектора r_g ориентирован по широте, то в течение звёздных суток он совершит полный оборот в плоскости, параллельной экватору. Вектор скорости вектора r_g является суммой векторов абсолютной скорости солнечной системы и скоростью орбитального движения Земли относительно Солнца, а так же скоростью её вращения.

Угловая скорость вращения Земли ω_e в первую очередь влияет на ориентацию вектора r_g , компоненты которого определяются выражениями: $l_x = r_g \cos(\varphi_e)$, $l_y = r_g \sin(\varphi_e)$, $\varphi_e = \omega_e t$. Орбитальное движение Земли влияет на значения V_0 , V и угла θ_0 ($V \cdot r_g = r_g V \cos(\theta_0)$).

Согласно [12], направление движения солнечной системы относительно реликтового излучения в экваториальной системе определяется углами: склонение $\delta_s = -7^\circ$ и прямое восхождение $\varphi_s = 168^\circ$, значение скорости $v_s = 368$ км/с. Этим значениям соответствует 3-вектор скорости солнечной системы: $\mathbf{v}_s = v_s \mathbf{n}_s, \mathbf{n}_s = (\cos(\varphi_s) \cos(\delta_s), \sin(\varphi_s) \cos(\delta_s), \sin(\delta_s))$.

Соответственно определяется вектор орбитальной скорости движения Земли:

$$\mathbf{v}_e = v_e \mathbf{n}_e, \mathbf{n}_e = (\cos(\varphi_y), \sin(\varphi_y) \cos(\delta_e), \sin(\varphi_y) \sin(\delta_e)).$$

Здесь $\delta_e = -7^\circ$, $\varphi_y = \varphi_e \Omega / \omega_e$, здесь Ω – угловая скорость орбитального движения Земли. Далее сумма 3-векторов скорости движения Земли и Солнца трансформируется в компоненты 4-вектора скорости V и вычисляется $\cos(\theta_0)$.

Время распространения сигнала от передатчика к приёмнику t_+ является суммой постоянной и переменной составляющих. Переменная составляющая, нормированная на постоянную bV_0 представляется функцией $\delta\tau = V \cos(\theta_0) / \sqrt{1 + (V \cos(\theta_0))^2}$.

Суточное вращение Земли и её орбитальное движение являются причиной вариаций значений $\delta\tau$. На рисунке 2 представлены результаты численного моделирования этого влияния. Полагается, что первый день приходится на весеннее солнцестояние, значение угла орбитального движения Земли φ_y ведётся от этого дня. Как видно на левом графике рисунка максимум вариации функции $\delta\tau$ в этот день приходится на значение угла $\delta_e = 164^\circ$, на два градуса меньше значения

δ_s . На среднем графике представлена зависимость амплитуды вариаций $\delta\tau_m$ от угла орбитального движения Земли φ_y . Время появлений максимальных значений вариаций $\delta\tau_m$ менялось от суток к суткам. Это время соответствовало значению угла δ_s , определяющего ориентацию вектора r_g . На правом графике приведен годовой ход разности значений углов $\delta\varphi_e = \varphi_e - \varphi_s$.

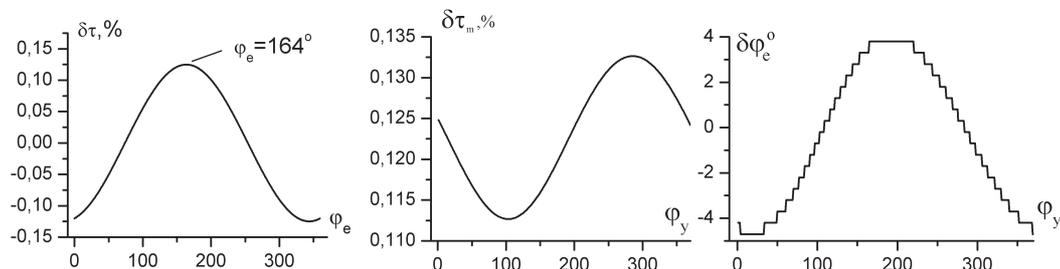


Рис. 2. Суточные вариации значений относительных интервалов времени распространения сигнала (левый рисунок), изменения амплитуды этих вариаций в течение года (средний график) и годовая динамика значений угла между вектором r_g и вектор скорости движения Солнца.

Заключение

1. Эффект Доплера включает в себя изменение частоты сигнала, абберацию углов прихода излучения, сокращение продольных размеров излучающих свет движущихся материальных тел. Этот эффект определяется абсолютными значениями скоростей движения источника и приёмника излучения.
2. Баланс запаздывающего и опережающего потенциалов позволяет материальным частицам сохранять состояние покоя или равномерного прямолинейного движения, обеспечивает стабильность их существования. Внешние условия, нарушающие этот баланс, приводят к изменениям энергии-импульса частицы и могут привести к их разрушению.
3. Возможности современной техники, потребности навигационных систем, научная и практическая значимость задачи по измерению абсолютной скорости движения Земли делают её актуальной и выполнимой.

Список литературы

1. Voigt W. Ueber das Doppler'sche Princip, (1887).
2. Лорентц Г. А. Теория электронов и её применение к явлениям света и теплового излучения. Государственное издательство технико-теоретической литературы, Москва (1956).
3. Бом Д. Специальная теория относительности. – М. «Мир». 1967.
4. Лорентц Г. А., Электромагнитные явления в системе, движущейся с любой скоростью, меньшей скорости света. Сборник работ классиков релятивизма под редакцией В.К. Фредерикса и Д.Д. Иваненко. ОНТИ, Ленинград. 1935. С. 16–48.
5. Сарычев В.Т. // Изв. Вузов. Физика, № 9/2, (2008), С. 116–119.
6. Пуанкаре А. О динамике электрона. Сборник работ классиков релятивизма под редакцией В.К. Фредерикса и Д.Д. Иваненко. ОНТИ, Ленинград. 1935. С. 51–129.
7. Мёллер К. Теория относительности. Второе издание. М.: Атомиздат. 1975.– 400 с.
8. Фок В. А. Теория пространства, времени и тяготения. – М.: Изд-во Физ.-мат. Лит., 1961. – 564 с.
9. Dirac P.A. Classical Theory of Radiating Electrons // Proc. R. Soc. Lond. A 1938. – V.167. – P.148-169.
10. Л. де Бройль. Исследования по теории квантов // Вариационные принципы механики. – М.: Физматгиз, 1959. – С. 641-667.
11. Galileyskiy V. P., Sarychev V. T. Diurnal and annual variation of time delay of pulse signal at long distance/Proc. of SPIE Vol.9680 96801E-4 <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/> on 11/20/2015.
12. Смут III, Дж. Ф. //УФН. - 2007. - Т.177. -№ 12. - С.1294.

Том II, с. 453–456

УДК: 537.877

МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАСПРОСТРАНЕНИЯ УКВ В РАЗЛИЧНЫХ РАДИОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ НА ОСНОВЕ МЕТОДА НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН

В. А. Светличный, О. В. Смирнова

АО «СПИИРАН-Научно-техническое Бюро Высоких технологий»,
199178, г. Санкт-Петербург, 14-линия Васильевского острова, 39

E-mail: sov@oogis.ru

Аннотация. На основе метода нормальных волн проведено исследование закономерностей формирования и характеристик распространения УКВ в неоднородной тропосфере для трilinearной модели вертикального профиля индекса преломления.

Ключевые слова: тропосферные радиоволны; трilinearная модель волновода; метод нормальных волн

CHARACTERISTICS OF ULTRAHIGH FREQUENCY RADIO WAVES PROPAGATION MODELLING IN VARIOUS RADIO METEOROLOGICAL CONDITIONS ON THE BASIS ON MODE THEORY

V. A. Svetlichny, O. V. Smirnova

Abstract. The study of regularities of ultrahigh frequency waves forming and their propagation characteristics in inhomogeneous troposphere on the basis of mode theory is presented. The trilinear model of vertical profile of refractive index is used.

Keywords: tropospheric radio wave propagation; trilinear duct model; mode theory

Введение

В настоящей работе на основе метода нормальных волн (МНВ) исследуются закономерности формирования и характеристики распространения УКВ в неоднородной тропосфере на протяженных загоризонтных трассах на примере трilinearной модели вертикального профиля индекса преломления среды $N(z)$, позволяющей описать как приповерхностные, так и приподнятые волноводы. При этом используется созданный авторами программный комплекс для ЭВМ, а также предложенный ими новый метод нахождения постоянных распространения нормальных волн для кусочно-линейных профилей $N(z)$ [1]. Ранее трilinearная модель $N(z)$ использовалась в работе [2], однако в ней не приведены окончательные формулы для функции ослабления поля, поэтому пришлось решать краевую задачу теории электромагнитного поля заново. В работе используются обозначения, принятые в книге В.А. Фока [3], задача решается в декартовой системе координат, кривизна Земли учитывается в параболическом приближении, в качестве источников поля служат вертикальные электрический и магнитный диполи, зависимость поля от времени – гармоническая ($e^{-i\omega t}$).

Исходным в задаче является уравнение Гельмгольца для однокомпонентного потенциала Герца $\Pi = \text{Pe}_z$:

$$\frac{\partial^2 \Pi}{\partial z^2} + \Delta_{\perp} \Pi + k_0^2 [1 + 2M(z)] \Pi = -A_0 \delta(\mathbf{r}) \delta(z - z_0) \quad (1)$$

где $A_0 = M_0$ – комплексная амплитуда дипольного момента магнитного диполя (в случае электрического диполя $A_0 = P_0/\varepsilon_0$), вертикальный профиль модифицированного индекса преломления описывается формулой

$$M(z) = N(z) + \frac{z}{a} = \begin{cases} N_1 + g_1 z, & 0 \leq z \leq h_1; \\ N_2 + g_2 z, & h_1 \leq z \leq h_2; \\ g_3 z, & z \geq h_2. \end{cases} \quad (2)$$

На подстилающей поверхности $z = 0$ задаются импедансные граничные условия, при $z \rightarrow +\infty$ – условия излучения в трактовке В.А. Фока.

Опуская детали решения граничной задачи, приведем окончательные расчетные формулы для функции ослабления поля $V(x, y, y_0)$, связанной с потенциалом Герца соотношением $\Pi = \frac{A_0 \exp(ik_0 r)}{4\pi r} V(x, y, y_0)$:

$$V(x, y, y_0) = 2\sqrt{i\pi x} \sum_{s=1}^{\infty} \Lambda_s \exp(it_s x) f_s(y) f_s(y_0); \quad (3)$$

$$f_s(y) = \frac{i}{2} \left[F_1^{(0)} w_2 \left(\frac{t_s - y}{p_1^2} \right) - F_2^{(0)} w_1 \left(\frac{t_s - y}{p_1^2} \right) \right], \quad 0 \leq y \leq y_{h1};$$

$$f_s(y) = \left\{ \left[F_{22}^{(1)} F_1^{(0)} - F_{21}^{(1)} F_2^{(0)} \right] w_1 \left(\frac{t_s - y_2}{p_2^2} - p_2 y \right) - \left[F_{12}^{(1)} F_1^{(0)} - F_{11}^{(1)} F_2^{(0)} \right] w_2 \left(\frac{t_s - y_2}{p_2^2} - p_2 y \right) \right\}, \quad (4)$$

$$y_{h1} \leq y \leq y_{h2}$$

$$f_s(y) = 2i \frac{p_1 F_2^{(0)} w_1 (t_s - y_3 - y)}{p_2 F_{12}^{(2)} F_{12}^{(1)} - F_{11}^{(2)} F_{22}^{(1)}}, \quad y \geq y_{h2}$$

$$\Lambda_s^{-1} = \frac{1}{p_1} \left(\frac{t_s - y_1}{p_1^2} - \tilde{q}^2 \right) + \left(\frac{t_s - y_2}{p_2^2} - \frac{t_s - y_1}{p_1^2} \right) f_s^2 \left(\frac{t_s - y_2}{p_2^2} - p_2 y_{h1} \right) + p_1^2 \left(\frac{1}{p_1^3} - \frac{1}{p_2^3} \right) \times \\ \times \left[f_s' \left(\frac{t_s - y_2}{p_2^2} - p_2 y_{h1} \right) \right]^2 + \left(t_s - y_{h2} - \frac{t_s - y_2}{p_2^2} \right) f_s^2 (t_s - y_3 - y_{h2}) + \left(\frac{1}{p_2^3} - 1 \right) [f_s' (t_s - y_3 - y_{h2})]^2 \quad (5)$$

$$F_{nm}^{(1)} = w_n'(\tilde{t}_2) w_m(\tilde{t}_1) - \frac{p_1}{p_2} w_n(\tilde{t}_2) w_m'(\tilde{t}_1), \quad F_{nm}^{(2)} = \frac{1}{p_2} w_n'(\tilde{t}_4) w_m(\tilde{t}_3) - w_n(\tilde{t}_4) w_m'(\tilde{t}_3)$$

$$F_n^{(0)} = w_n'(\tilde{t}_0) - \frac{q}{p_2} w_n(\tilde{t}_0), \quad \tilde{t}_0 = \frac{t_s - y_1}{p_1^2}, \quad \tilde{t}_1 = \tilde{t}_0 - p_1 y_{h1}, \quad t_{2,3} = \frac{t_s - y_2}{p_2^2} - p_2 y_{h1,2}, \quad \tilde{t}_4 = t_s - y_{h2}. \quad (6)$$

Здесь x, y, y_0 – приведенные горизонтальная дальность и высоты источника и точки наблюдения, $w_{1,2}$ – функции Эйри [3], Λ_s – коэффициенты возбуждения нормальных волн, $f_s(y)$ – высотные множители, $y_j = 2m^2 N_j$ ($j = 1, 2, 3$), $y_{h1,2} = k_0 h_{1,2} / m$, $m = \sqrt[3]{k_0 a_M / 2}$, $p_{1,2} = \sqrt[3]{g_{1,2} / g_3}$, $a_M = g_3^{-1}$ – эквивалентный радиус Земли. Комплексные постоянные распространения t_s нормальных волн являются корнями следующего уравнения:

$$F_{12}^{(2)} \left[F_{12}^{(1)} F_1^{(0)} - F_{11}^{(1)} F_2^{(0)} \right] - F_{11}^{(2)} \left[F_{22}^{(1)} F_1^{(0)} - F_{21}^{(1)} F_2^{(0)} \right] = 0 \quad (7)$$

В левой части (7) стоит целая трансцендентная функция комплексного переменного t_s , которая имеет бесконечное множество корней, образующих две ветви – вертикальную, соответствующую дифракционным волнам соскальзывания, и горизонтальную, соответствующую волноводным волнам различного типа.

Основными задачами исследования являлись:

- выяснение закономерностей поведения спектра нормальных волн и изменения характеристик распространения УКВ в зависимости от параметров профиля $N(z)$, длины радиоволны и высоты расположения источника и точки наблюдения;
- изучение возможности появления слабозатухающих нормальных волн в случае приподнятых волноводов, высотной структуры поля этих волн и их влияния на характеристики затухания поля наибольших загоризонтных расстояниях.

Проиллюстрируем результаты численного исследования характеристик распространения УКВ. На рис. 1 приведены результаты расчетов спектра нормальных волн (на рис. 1 слева, корни t_s обозначены звездочками) и дистанционных зависимостей множителя ослабления поля источника над морем (на рис. 1 справа), расположенного на высоте 25 м. Параметры модели тропосферы указаны в подрисуночной подписи. Поляризация поля – вертикальная, длина волны

30 см. Рис. 1 наглядно демонстрирует наличие в спектре горизонтальной и вертикальной ветвей, причем два корня горизонтальной ветви имеют малые мнимые части. Для сравнения на тех же рисунках показаны спектр в случае однородной тропосферы (корни обозначены кружочками) и дистанционная зависимость на высоте 25 м для однородной тропосферы (сплошная кривая). Наличие некоторого излома на кривых рис. 1 объясняется тем, что вертикальная структура поля нормальных волн с наименьшими коэффициентами затухания иная, чем у волноводных мод: их поле в большей степени сосредоточено вблизи верхней границы волновода, что подтверждает исследование высотных множителей, поэтому источник, расположенный существенно ниже, возбуждает эти моды гораздо слабее, вследствие чего их вклад в общее поле становится доминирующим, начиная с расстояний порядка 200 км, на которых другие волноводные моды уже вносят незначительный вклад из-за их затухания.

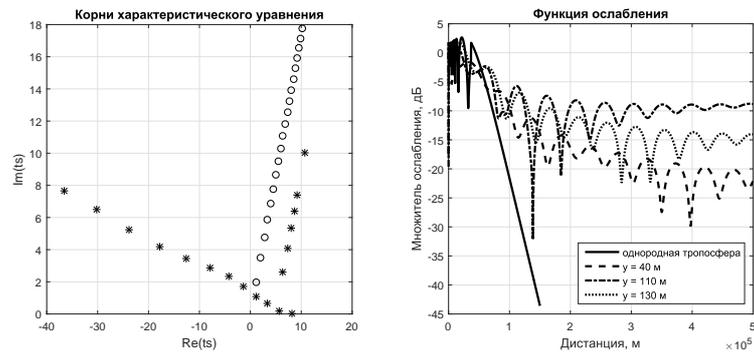


Рис. 1. Корни уравнения (7) и дистанционные зависимости функции ослабления для параметров волновода $N(0) = 320 N\text{-ед.}$, $N(h_1) = 330 N\text{-ед.}$, $N(h_2) = 315 N\text{-ед.}$, $h_1 = 100\text{ м}$, $h_2 = 120\text{ м}$.

На рис. 2 представлены спектр нормальных волн и дистанционные зависимости функции ослабления поля в волноводе с другими параметрами, а на рис. 3 – графики высотных множителей нескольких из них ($t_1 = 10.149 + 0.328 \cdot 10^{-5}i$, $t_8 = -9.827 + 3.789i$, $t_2 = 6.908 + 0.322 \cdot 10^{-2}i$, $t_9 = 6.645 + 4.127i$, моды нумеруются в порядке роста $Im(t_s)$); поляризация поля – вертикальная, длина волны 50 см. Рис. 4 иллюстрирует вертикальную структуру функции ослабления поля на разных расстояниях от источника.

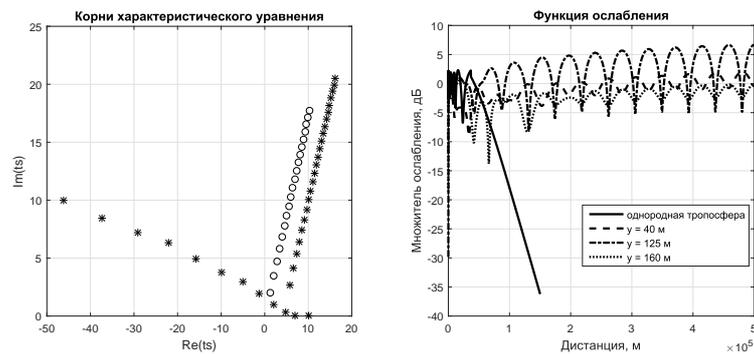


Рис. 2. Корни уравнения (7) и дистанционные зависимости функции ослабления для параметров волновода $N(0) = 315 N\text{-ед.}$, $N(h_1) = 340 N\text{-ед.}$, $N(h_2) = 305 N\text{-ед.}$, $h_1 = 100\text{ м}$, $h_2 = 150\text{ м}$.

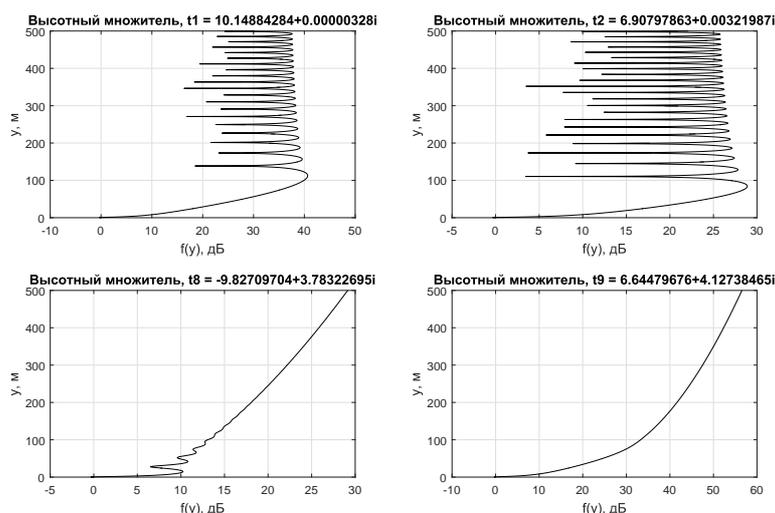


Рис. 3. Графики высотных множителей для различных мод спектра, приведенных на рис. 2.

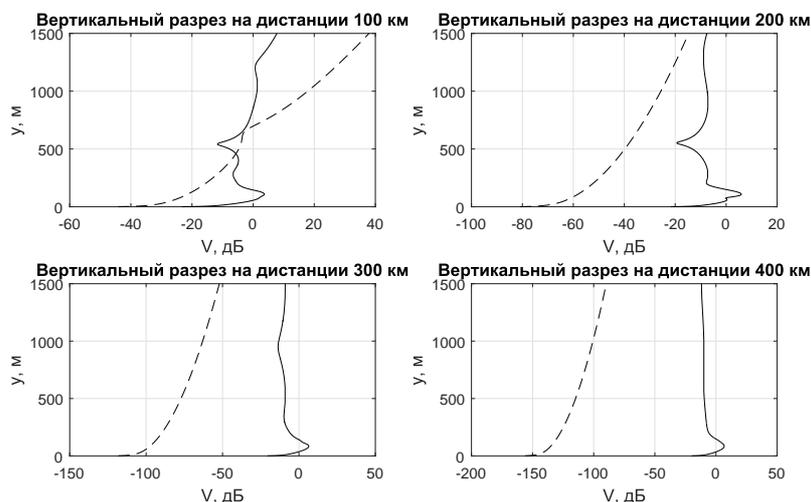


Рис. 4. Вертикальные разрезы функции ослабления на различных расстояниях от источника.

Отмеченные особенности характеристик распространения УКВ в тропосферных волноводах – наличие слабозатухающих модов, поле которых мало на небольших высотах – являются типичными для данной модели профиля $N(z)$. Это представляет интерес с практической точки зрения: поскольку их поле незначительно вблизи морской поверхности, то малы потери энергии из-за поглощения и рассеяния на взволнованной морской поверхности, в отличие от потерь других волноводных мод. Поэтому эти моды могут обеспечить повышенные дальности распространения радиоволн за горизонт. Следует отметить также сложную структуру поля этих мод в зависимости от высоты.

Список литературы

1. Светличный В.А., Смирнова О.В. Исследование характеристик распространения ультракоротких радиоволн в приводном волноводе // Радиотехника и электроника. 2018. Т. 63. № 7. С. 682–690.
2. Baumgartner G.B. A waveguide program for trilinear tropospheric ducts // NCCOSC RDT&E Div. (formerly Naval Ocean Systems Center), San Diego, CA, tech. doc. #610, 1982.
3. Фок В.А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. М.: Советское радио, 1970.

Том II, с. 457–460

УДК: 621.396 + 537.87

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАДИООТРАЖЕНИЙ ОТ МЕТЕОРНЫХ СЛЕДОВ

А. И. Сулимов, А. В. Карпов

Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

E-mail: asulimo@gmail.com

Аннотация. В работе описывается методика имитационного моделирования частотных характеристик метеорных радиоотражений с учетом нестационарности, не взаимности и случайности физических характеристик метеорного канала. Представлены амплитудно-частотные и фазово-частотные характеристики канала, полученные путем усреднения большого количества метеорных регистраций, смоделированных для типичной метеорной радиолинии Москва-Казань. Рассматривается проблема неодновременной регистрации сигналов с большим частотным разнесением.

Ключевые слова: метеорное распространение радиоволн; метеорное радиоотражение; частотная характеристика канала; дифракция; не взаимное распространение радиоволн

SIMULATION OF FREQUENCY-SELECTIVE PROPERTIES OF METEOR RADIO SCATTER LINKS

A. I. Sulimov, A. V. Karpov

Abstract. The paper describes a method for simulation of frequency-selectivity of meteor burst channel considering its nonstationarity, nonreciprocity, and random nature. The amplitude-frequency and phase-frequency responses of the channel obtained by averaging a large number of single meteor radio reflections modeled for the typical meteor radio link Moscow-Kazan of 720-km length are presented. A problem of non-simultaneous detection of radio signals with large frequency diversity is considered.

Keywords: meteor burst communications; meteor radio reflection; channel frequency response; diffraction; nonreciprocal radio wave propagation

Введение

Метеорный радиоканал образуется в результате отражения радиоволн метрового диапазона от естественных ионизаций в атмосфере, возникающих на высотах от 70 до 120 км при сгорании мелких твердых частиц космического происхождения. Несмотря на прерывистый характер и малую длительность существования (существует только в течение коротких вспышек метеорных ионизаций длительностью от нескольких миллисекунд до нескольких секунд), метеорный канал обладает рядом полезных свойств, позволяющих строить на его основе специализированные радиосистемы [1]. Особенно перспективными являются системы метеорной синхронизации шкал времени [2] и метеорного распределения ключей шифрования [3], которые используют широкополосные сигналы и частотное разнесение параллельных каналов. Частотные характеристики канала являются важным фактором при разработке указанных радиосистем, определяя их количественные и качественные показатели.

Профиль и динамика изменения частотных характеристик канала значительно изменяются от метеора к метеору случайным образом. При этом частотные свойства канала определяются целым рядом случайных параметров: степенью ионизации метеорного следа, высотой его образования, пространственной локализацией и ориентацией, временем организации сеанса связи и пр. Всё это усложняет экспериментальные исследования, не позволяя достоверно разделить на практике влияние различных физических и технических факторов. Таким образом, имитационное моделирование оказывается одним из преимущественных подходов к изучению частотно-избирательных свойств метеорного радиоканала.

В данной работе обсуждаются некоторые особенности моделирования частотно-избирательных свойств метеорного радиоканала, имеющие важность для прикладных задач. Описываются основные факторы частотной избирательности метеорного радиоканала, приводится методика их учета при моделировании. Кроме того, представлены модельные оценки относительного запаздывания в превышении порога регистрации и оценки соотношения длительностей существования канала для сигналов на различных несущих частотах. Представленные результаты имеют важность как для корректного частотного планирования систем метеорной связи, так и для оптимизации параметров связанных протоколов.

Методика имитационного моделирования

Разработанная имитационная модель позволяет рассматривать одновременное распространение идентичных зондирующих сигналов на m опорных частотах через канал связи, создаваемый случайно генерируемыми метеорными следами. Для каждого метеора ($i = 1..N$) и каждой опорной частоты f_j ($j = 1..m$) вычисляются амплитуды, фазы и поляризации принятого сигнала (радиоотражения). Компоненты вектора частот $\{f_1, f_2, \dots, f_m\}$ выстраиваются по возрастанию от наименьшей заданной частоты f_1 до наибольшей f_m . Таким образом, для каждого метеора модель формирует m частотных точек, интерполяция которых позволяет строить интересующие частотные характеристики канала. При этом усреднение по всей выборке сгенерированных метеорных радиоотражений (МРО) позволяет получить интересующую статистику этих характеристик. Модель выполняет вычисления как для прямого (от пункта A к пункту B), так и для обратного (от B к A) распространения сигнала, что позволяет изучать частотную зависимость невзаимных свойств канала. Тем не менее, в данной работе представлены результаты регистрации сигналов только в одной точке (в пункте A).

Согласно классической теории МРО [4], частотная зависимость их мощности описывается приближенным законом $P_T \sim 1/f^3$, поэтому с уменьшением несущей частоты f повышается длительность существования и надежность канала связи. С учетом этого, основным при моделировании считался канал с наименьшей частотой f_1 , для которой и выполнялась генерация метеорных следов. Характеристики остальных частотных каналов моделировались с учетом вектора частотных множителей $\{k_1, k_2, \dots, k_m\}$, где $k_j = f_j/f_1$ ($j = 1..m$).

Основные физические факторы частотно-избирательных свойств метеорного радиоканала были рассмотрены в работе [4]. Среди доминирующих выделены: дисперсионные свойства среды распространения сигнала, частотные характеристики ионизированного метеорного следа как рассеивателя и частотные характеристики приемопередающих антенн. В диапазоне частот метеорной связи влияние атмосферы, главным образом, сводится к фарадеевскому вращению плоскости поляризации радиоволны, имеющему обратноквадратичную частотную зависимость. Угол поворота плоскости поляризации для различных зондирующих частот вычислялся как $\Psi_j = \Psi_1/k_j^2$, где Ψ_1 – угол поворота для радиоволны частотой f_1 . Ещё одним эффектом атмосферы является ветровое смещение следа, приводящее к линейному по частоте доплеровскому сдвигу. Для каждого радиоотражения сдвиг случаен, но постоянен в течение всей регистрации. Кроме того, для различных несущих частот отличается температура космических шумов, наводимых в антенне.

Отличия во взаимодействии метеорного следа с падающими радиоволнами различных частот определяются двумя факторами: 1) соотношением размеров следа (прежде всего, текущего радиуса следа $r(t)$) с длиной волны λ ; 2) характерной глубиной проникновения волны в плазму следа. Оба фактора учитывались использованием строгого дифракционного подхода [5], позволявшего вычислять комплексные сечения рассеяния диффузно расширяющегося со временем метеорного следа для каждой из зондирующих частот f_j ($j = 1..m$).

Вследствие масштабирования геометрии и высоты подвеса вместе с длиной волны λ , частотный фактор значительно изменяет поляризационные, фазовые и усилительные характеристики антенн. В метеорной связи широко используются дипольные антенны, обладающие небольшой полосой пропускания, что усиливает частотно-избирательные свойства системы. При моделировании предполагалось, что пункты связи оснащены 5-элементными дипольными антеннами

«волновой канал» горизонтальной поляризации, настроенными на частоту 43,5 МГц. Расчет антенн проводился обобщенным методом наведенных ЭДС. Для учета частотного фактора предварительно была табулирована матрица взаимных комплексных сопротивлений диполей антенны $||\tilde{z}(k_j)|| = ||x(k_j) + i \cdot y(k_j)||$, что позволяло вычислять распределение токов для каждого значения частотного множителя $k_j \in \{k_1, k_2, \dots, k_m\}$. Поскольку диапазон частот метеорной связи обычно составляет от 30 МГц до 75 МГц, табуляция была выполнена для $k_j = 0,4 \dots 2,5$ с переменным шагом от 0,01 до 0,05. Характеристики антенн для промежуточных значений вычислялись предварительным линейным интерполированием матрицы $||\tilde{z}(k_j)||$. После этого вычислялось распределение токов в антенне и на его основе рассчитывалось излучаемое поле.

В качестве тестовой рассматривалась типичная метеорная радиолиния Москва-Казань протяженностью 720 км. Использовался передатчик мощностью $P_T = 2000$ Вт при пороге регистрации $U_0 = 0,5$ мкВ. Моделировалось одновременное распространение 35 несущих частот из диапазона от 40 МГц до 55 МГц по выборке из $N = 10000$ случайно сгенерированных метеорных следов. Полученные результаты обсуждаются в следующем разделе.

Результаты моделирования частотных характеристик метеорного радиоканала

Для синтеза усредненных частотных характеристик метеорного канала было смоделировано 10000 радиоотражений, среди которых 8682 оказались радиоотражениями от недоуплотненных и 1318 от переуплотненных следов. При этом 1398 МРО проявили признаки частотно-селективного федингования сигнала и имели меньшую полосу пропускания.

Энергетический потенциал метеорной радиолинии проявляет сильную зависимость от частоты, что вызывает различия в моментах регистрации сигнала $t_H(f)$ и длительности радиоотражений $T(f)$ для разных частот. При организации многочастотных когерентных фазовых измерений (например, в системах метеорной синхронизации [2]) одной из проблем является неодновременность превышения порога регистрации на разных частотах, что вносит дополнительную задержку в функционирование системы. На рис. 1 представлены результаты обработки модельных МРО, демонстрирующие частотную зависимость средней задержки регистрации сигнала t_H

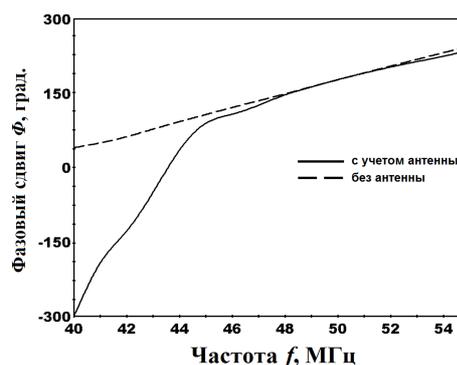
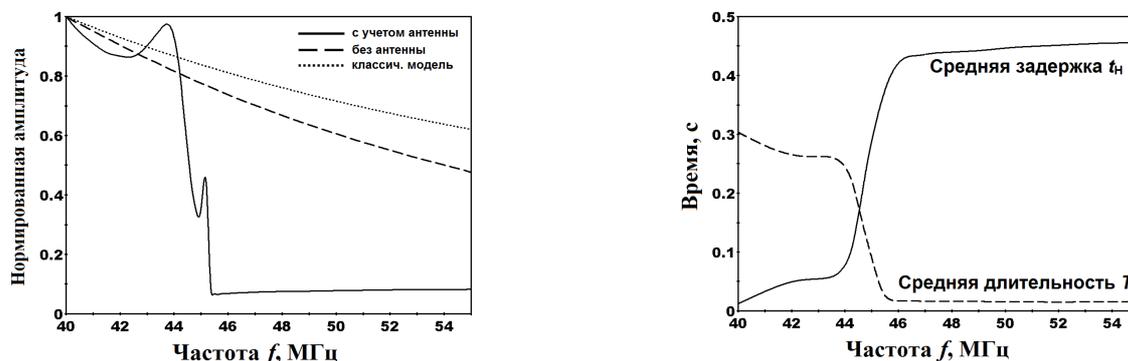


Рис. 1. Частотная зависимость временных параметров метеорных радиоотражений.

после образования метеорного следа, а также средней длительности T радиоотражений. Хорошо заметно, что обе зависимости обратны друг другу, коррелируя с коэффициентом $-0,997$. Наименьшая задержка регистрации $t_H \sim 12 < A$ наблюдалась на основной частоте f_1 , для которой достигалась наибольшая мощность МРО. С повышением частоты мощность МРО быстро падала, что сокращало длительность T регистрации сигнала. При этом также росла и задержка t_H начального момента его регистрации. Последний эффект пока не получил полного объяснения, и, по-видимому, связан с необходимостью стабилизации физических характеристик расширяющегося (вследствие амбиполярной диффузии) метеорного следа для достижения конструктивного рассеяния радиоволн с малой длиной волны.

На рис. 2 представлены усредненные по всем модельным радиоотражениям амплитудно-частотная (рис. 2а) и фазово-частотная (рис. 2б) характеристики канала. Чтобы оценить вклад антенн, моделирование проводилось как при учете, так и без учета их частотных характеристик. Результаты показали, что избирательные свойства дипольных антенн типа «волновой канал» [4] значительно влияют на характеристики радиоканала, сокращая полосу пропускания с 6,9 МГц до 4,3 МГц. Таким образом, именно антенная система в подавляющей степени ограничила полосу пропускания канала. На рис. 2а коротким пунктиром также нанесена кривая $\sim f^{-3/2}$, построенная согласно классической модели радиоотражения от метеорного следа. Сравнение амплитудных характеристик показывает, что более точный учет взаимодействия радиоволн с плазмой

метеорного следа [5] наряду с учетом поляризационных явлений при метеорном распространении усиливают частотную избирательность канала.



а) амплитудно-частотная характеристика

б) фазово-частотная характеристика

Рис. 2. Усредненные частотные характеристики метеорного радиоканала.

Из рис. 1б видно, что фазово-частотная характеристика метеорного канала практически линейна во всем рассмотренном диапазоне частот. При этом антенная система вносила дополнительный сдвиг фазы, изменяя угол наклона ФЧХ. Однако за пределами полосы пропускания антенная система практически не влияла на фазовую характеристику канала.

Заключение

Корректное моделирование частотных характеристик метеорного канала требует учета особенностей рассеяния радиоволн различной поляризации и длины волны на метеорных следах, что возможно только на основе строгого дифракционного подхода. Одновременная регистрация в метеорном канале сигналов с большим частотным разнесением проблематична, вследствие значительной задержки в превышении порогового уровня и сокращения длительности существования канала в области высоких частот. Типичная полоса пропускания метеорного канала составляет около 7 МГц, но может значительно сокращаться частотно-избирательными свойствами антенной системы. Рассеяние на метеорном следе вносит дополнительный сдвиг фазы, линейно растущий по частоте, что необходимо учитывать при выполнении когерентных многочастотных фазовых измерений.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Программы Повышения Конкурентоспособности Казанского Федерального Университета.

Список литературы

1. Oetting J.D. An analysis of meteor burst communications for military applications // IEEE Trans. on comm. – 1980. – vol. COM-28. – no. 9. – pp. – 1591-1601.
2. Epictetov L.A. Application of Meteor Burst Equipment for High Precision Comparisons of Time and Frequency Standards // Proc. of 7th European Frequency and Time Forum (EFTF). – 1993. – pp. 413-416.
3. Сулимов А.И., Карпов А.В., Сидоров В.В., Шерстюков О.Н. Генерация и распределение ключей симметричного шифрования на основе физических свойств радиометеорного распространения // Сб. докл. XXIII Всеросс. научн. конф. «Распространение радиоволн». – 2011. – Т.1. – с. 421-425.
4. Sulimov A.I., Safiullina A.R., Karpov A.V. Comparison of frequency-selective properties of meteor burst channel at the beginning and at the end of radio reflections from meteor trails // Proc. of 2017 Int. Conf. on Radiation and Scattering of Electromagn. Waves (RSEMW-2017). – 2017. – pp. 142-145.
5. Sulimov A.I., Karpov A.V., Lapshina I.R., Khuzyashev R.G. Analysis and Simulation of Channel Nonreciprocity in Meteor-Burst Communications // IEEE Trans. on Antennas and Propagation. – 2017. – vol. 65. – iss. 4. – pp. 2009-2019.

Том II, с. 461–464

УДК: 537.87

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ АМПЛИТУДЫ НОРМАЛЬНЫХ МОД КОРОТКИХ ВОЛН ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В ИОНОСФЕРЕ

В. Е. Захаров, К. В. Татарина

*Балтийский федеральный университет имени И. Канта,
236041, Калининград, ул. А. Невского, 14*

E-mail: VEZakharov@kantiana.ru; Tatarinova180@bk.ru

Аннотация. Проведены численные эксперименты по исследованию изменения амплитуды нормальных волн вдоль лучевых траекторий. Исследование проведено путем интегрирования уравнений переноса вектора комплексной амплитуды волны в приближении геометрической оптики применительно к распространению коротких волн в трехмерно неоднородной анизотропной ионосфере. Проведен анализ изменения обобщенного множителя ослабления амплитуды сигналов в зависимости от геофизических условий, частоты, угловых характеристик, и координат источника излучения.

SEARCH ON THE NORMAL WAVE AMPLITUDE CHANGE FOR HF-WAVES PROPAGATING IN THE IONOSPHERE

V. E. Zakharov, K. V. Tatarinova

Abstract. The numerical experiments are performed to investigate the change of the normal wave amplitude while HF waves propagate in the non-uniform and anisotropic ionosphere. The propagation of ordinary and extraordinary HF waves investigated in dependence on geophysical conditions as well as on the wave frequency, and location of transmitter. The approach of geometric optics is used.

Введение

Исследование распространения волн в неоднородных анизотропных средах с дисперсией – актуальная проблема современной физики волн [1]. Применительно к распространению волн в слабо неоднородных средах развиты приближенные методы решения волнового уравнения. В теории и моделировании распространения коротких волн в ионосфере широко применяется метод геометрической оптики [2]. Обзор результатов моделирования коротких волн в ионосфере и экспериментальных данных, полученных методом радиотомографии, дан в [3]. В качестве развитого метода исследования эволюции полевых характеристик вдоль лучевых траекторий выступает метод расширенной би-характеристической системы [4]. Уравнения бихарактеристик получают дифференцированием исходных лучевых уравнений по географическим координатам луча. Рассчитывают множитель ослабления амплитуды поля за счет расходимости лучей. Для учета влияния других факторов, таких как поглощение, анизотропия среды, поляризация волн, доплеровский сдвиг частоты, используют соотношения из электродинамики и геометрической оптики.

Актуально решение прикладных задач краткосрочного прогноза условий радиосвязи, зондирования ионосферы, и теоретической интерпретации результатов экспериментальных измерений характеристик коротковолновых сигналов. Решение таких задач посредством моделирования требует применения адекватных моделей описания среды распространения радиоволн.

Трехмерные модели ионосферы и нейтральной атмосферы (экспериментальные IRI2012 [5] и MSIS86 [6]), а также теоретические, например, ГСМ ТИП [7, 8]) не содержат данных измерений или уравнений для производных параметров среды по пространственным координатам. При вычислении коэффициентов лучевых уравнений нужно знать как параметры ионосферы и

нейтральной атмосферы, так и их первые производные, а для уравнений бихарактеристик – и вторые производные параметров по пространственным координатам.

Целью исследования является численное моделирование и анализ изменения обобщенного множителя ослабления амплитуды сигналов в зависимости от геофизических условий, частоты, угловых характеристик, и координат источника излучения.

Постановка задачи

Ионосфера рассматривается как слабо неоднородная (в масштабе длины волны) и поглощающая анизотропная среда. Анизотропия плазмы ионосферы обусловлена геомагнитным полем. Геомагнитное поле задано в дипольном приближении. Учтены эффекты мирового времени, связанные с несовпадением геомагнитного полюса с географическим как в северном, так и в южном полушарии. Для описания среды распространения радиоволн использовались эмпирическая модель ионосферы IRI-2012 [6] и модель нейтральной атмосферы MSIS-86 [7], Высота $h = 60$ км принимается за нижнюю границу ионосферы.

На высотах $0 < h < 60$ км наибольшее влияние на распространение радиоволн оказывает приземный слой атмосферы – тропосфера. Собственно тропосферные волны не являются предметом исследования в данной работе. При ионосферном механизме распространения коротких волн рефракция и поглощение в основном определяются не коротким тропосферным участком (если такой участок есть), а более длинным ионосферным участком каждой лучевой траектории. Даже для земной волны с пологой траекторией в условиях стандартной модели тропосферы оценка дает значение радиуса кривизны траектории $\rho \approx 25000$ км. Это позволяет считать приближённо применительно к ионосферным волнам, что на высотах $0 < h < 60$ км свойства среды соответствуют свободному пространству.

На первом этапе проводится моделирование лучевых траекторий коротких волн в ионосфере на основе численного алгоритма [9]. На втором этапе интегрировались уравнения переноса вектора комплексной амплитуды нормальных мод вдоль лучевых траекторий [2]. Уравнение переноса энергии волны с учетом поглощения в среде имеет вид:

$$\operatorname{div}(\sigma |\Phi|^2) - \frac{1}{2} j \omega \varepsilon_0 \varepsilon_{im}^a f_i f_m^* |\Phi|^2 = 0, \quad (1)$$

где $|\Phi|$ – модуль вектора комплексной амплитуды волны частоты ω , ε^a – не эрмитова часть тензора относительной диэлектрической проницаемости плазмы ионосферы, $i, m = 1, 2, 3$, и \mathbf{f} – комплексный вектор поляризации волны, $\sigma = \sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} [f \times (p \times f^*) + f^* \times (p \times f)] / 4$, и \mathbf{p} – вектор импульса.

Положение точечного излучателя гармонических сигналов и направление излучения опорного луча считается заданным. Излучение источника рассматривается в пучке с узким угловым раствором в окрестности опорного луча. Для каждого узла на опорном луче находится время группового запаздывания сигнала от источника излучения до этого узла. На каждом боковом луче проводится интерполяция узлов разностной сетки так, чтобы они соответствовали той же сетке времен запаздывания, что и на опорном луче. Элемент волновой поверхности, пересекающий лучевую трубку, строится для каждого значения времени запаздывания сигнала. Такой элемент аппроксимирован кусочно-плоской поверхностью из треугольных элементов. Вершины треугольников соответствуют узлам разностной сетки. Текущее поперечное сечение $S=S(s)$, где s – длина вдоль опорного луча, находится как проекция вектора площади поверхности из треугольных элементов на направление вектора групповой скорости волны в узле опорного луча.

Для узкого пучка учтено $\operatorname{div} \sigma \approx (1/S) \partial(S|\sigma|)/\partial s$. Введем множитель ослабления $V_3 = 20 \lg(|\Phi|/|\Phi_0|)$, где $|\Phi_0|$ – значение амплитуды волны при входе луча в ионосферу на высоте $h = 60$ км. Интегрируя уравнение (1) вдоль опорного луча, найдем

$$V_3 = V_1 + V_2 = -2,17 j \omega \varepsilon_0 \int_{s_0}^s \frac{1}{|\sigma|} \varepsilon_{im}^a f_i f_m^* ds - 10 \lg \frac{|\sigma| S}{|\sigma_0| S_0}, \quad (2)$$

где V_1 – вклад в множитель ослабления от затухания волны в ионосфере, а V_2 – от расходимости лучей в выделенном пучке.

Результаты численных расчетов и выводы

В случае рис. 1 расчеты проведены для условий солнцестояния при высокой солнечной активности ($F_{10,7}=150$). Номер дня в году задан $N=172$. Момент мирового времени $UT = 16,65$ час. Географические координаты передатчика на поверхности Земли – широта $\varphi=15^\circ$, и долгота $\lambda = 90^\circ$. Заданы угол места $\beta=30^\circ$, и азимут $\gamma = 90^\circ$ излучения для опорного луча передатчика. Рассматривается излучение передатчика в пучке с узким угловым раствором ($\Delta\beta=2^\circ$, $\Delta\gamma=2^\circ$) в окрестности опорного луча. Рис. 1а построен для обыкновенной волны, а рис. 1б – для необыкновенной волны частоты 10 МГц.

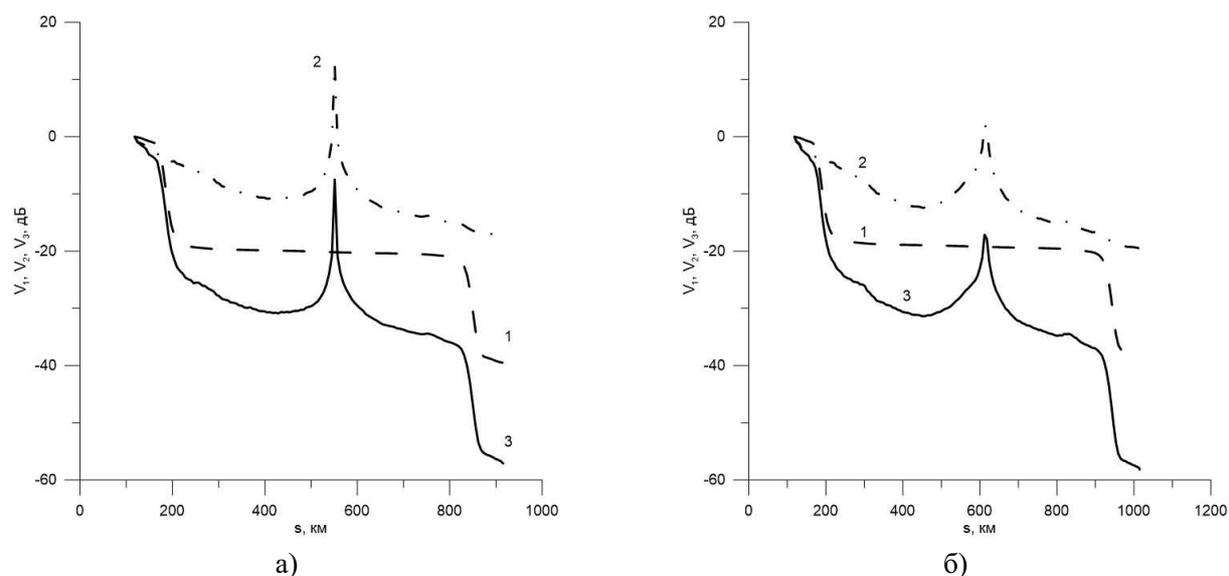


Рис. 1. Результаты расчетов множителя ослабления обыкновенной (а) и необыкновенной (б) волны; кривая 1 – вклад от поглощения, 2 – вклад от расходимости лучей, и 3 – множитель полного ослабления.

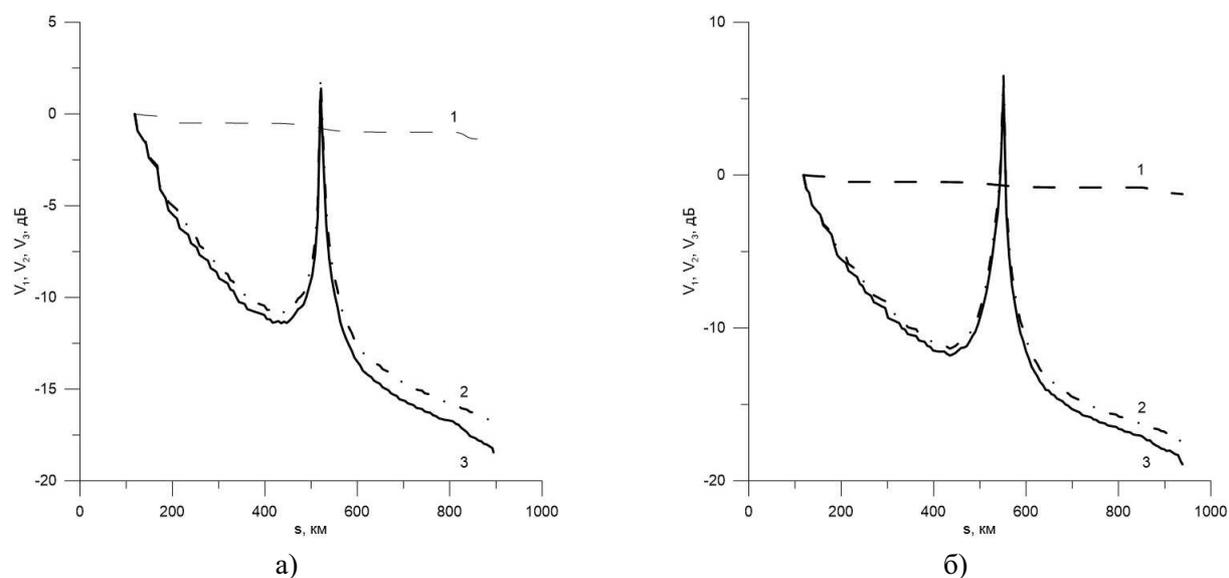


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но при $UT = 4,65$ час.

Лучевые траектории в случае рис. 1 имеют начальный прямолинейный участок длиной около 118 км в сферическом слое на высотах $0 < h < 60$ км. Напряженность поля здесь убывает обратно пропорционально расстоянию от источника. В дальней по отношению к источнику области вклад начального участка траектории в множитель ослабления, по оценкам, составляет порядка -40 дБ.

Рис. 1 показывает вклад в ослабление после входа луча в ионосферу. Локальное уменьшение ослабления обусловлено падением поперечного сечения выделенной лучевой трубки при прохождении окрестности точек поворота лучей. Здесь лучевая структура в трубке перестраивается, в частности, верхний по высоте луч переходит в нижний, а нижний - в верхний. Относительный вклад в ослабление за счет затухания усиливается, как при понижении частоты волны, так и при переходе от ночных условий к дневным. Для сравнения с рис. 1 приведен рис. 2. В отличие от рис. 1 для рис. 2 задано $UT = 4,65$ час. Результаты численных расчетов полного множителя ослабления проверены численным решением уравнения (1). Уравнение аппроксимировано консервативной разностной схемой с использованием введенного понятия эффективного сечения лучевой трубки. Схема устойчива, так как имеет норму оператора перехода меньше единицы. Получено количественное согласие между двумя вариантами расчетов.

Список литературы

1. Tracy E.R., Brizard A. J., Richardson A. S., Kaufman A. N. Ray Tracing and Beyond. Phase Space Methods in Plasma Wave Theory. - Cambridge University Press, 2014. 505 p.
2. Кравцов, Ю. А. Геометрическая оптика неоднородных сред / Ю. А. Кравцов, Ю. И. Орлов – М.: Наука, 1980. 304 с.
3. Лукин Д. С., Палкин Е. А., Ипатов Е. Б., Крюковский А. С., Растягаев Д. В. Развитие математического моделирования распространения радиоволн в ионосфере земли на основе волновой теории катастроф и канонического оператора Маслова // Сборник докладов XXV Всероссийской открытой научной конференции «Распространение радиоволн», г. Томск, 4 – 9 июля 2016 г. Т. 1 С. 40–50.
4. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Кирьянова К.С. Метод расширенной бихарактеристической системы при моделировании распространения радиоволн в ионосферной плазме // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57. № 9. С. 1028 – 1034.
5. Bilitza, D. The International Reference Ionosphere 2012 – a model of international collaboration / D. Bilitza, D. Altadill, Y. Zhang et al. // Journal of Space Weather and Space Climate. - 2014. - V. 4. - A07.
6. Hedin A.E. Extension of the MSIS thermospheric model into the middle and lower atmosphere // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. A1. P. 1159-1172.
7. Намгаладзе, А. А. Глобальная численная модель термосферы, ионосферы и протоносферы Земли / А. А. Намгаладзе, Ю. Н. Кореньков, В. В. Клименко и др. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1990. Т. 30. № 4. С. 612–619.
8. Клименко М.В., Клименко В.В., Брюханов В.В. Численное моделирование электрического поля и зонального тока в ионосфере Земли: динамо-поле и экваториальный электроджет // Геомагнетизм и аэронавигация. 2006. Т.46. № 4. С.485-494.
9. Захаров В.Е., Черняк А.А. Численная модель распространения радиотрасс коротких радиоволн в ионосфере // Вестник РГУ им. И. Канта. – 2007. – Выпуск 3. – Серия «Физико-математические науки». – Изд-во РГУ им. И. Канта. С. 36–40.
10. Котова Д.С., Клименко М.В., Клименко В.В., Захаров В.Е. Численное моделирование влияния геомагнитной бури 2–3 мая 2010 года на распространение коротких радиоволн в ионосфере // Известия вузов. Радиофизика. 2014. Т. LVII. № 7. С. 519 – 530.
11. Котова Д.С., Клименко М.В., Клименко В.В., Захаров В.Е. Влияние геомагнитной бури 26–30 сентября 2011 г. на ионосферу и распространение кв-радиоволн. II. Распространение радиоволн // Геомагнетизм и аэронавигация. 2017. Т. 57. № 3. С. 1–14.

КОРРЕЛЯЦИЯ ФЛУКТУАЦИЙ ФАЗЫ ВОЛНЫ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ РАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ В АНИЗОМЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

А. Г. Виноградов^{1,2}, А. Н. Теохаров¹

¹ АО «Радиотехнический институт имени академика А.Л. Минца»,
127083, г. Москва, ул. 8 Марта, 10, стр. 1,

E-mail: vinogradov@rti-mints.ru, ateokharov@rti-mints.ru

² Институт физики атмосферы им. Обухова РАН, г. Москва, Пыжевский пер., 3

Аннотация. С использованием модели подобия анизотропных флуктуаций диэлектрической проницаемости [1] показано, что в геометрическом приближении корреляционные свойства фазы плоской (и сферической) волны, распространяющейся в различных пространственных направлениях, подобны и отличаются только масштабирующим множителем, зависящим от направлений распространения волны и базы (разности координат в пробных точках). Рассчитаны характеристики корреляции (коэффициент анизотропии и форма коэффициента корреляции) для ряда характерных параметров задачи.

Ключевые слова: атмосфера; турбулентность; диэлектрическая проницаемость; корреляционные характеристики; спектральные характеристики; стратифицированная тропосфера

PHASE CORRELATION OF A WAVE PROPAGATING IN ANISOSCALE TURBULENT ATMOSPHERE

A. G. Vinogradov, A. G. Teokharov

Abstract. Using the similarity model of anisotropy fluctuations of permittivity [1], correlation properties of the phase of plane (and spherical) wave in geometric optics approximation are shown to be similar and differ only by a scaling factor dependent on propagation direction and orientation of vector connecting probe points. Correlation characteristics for a number of characteristic problem parameters are calculated.

Keywords: atmosphere: turbulence: permittivity: correlation characteristics: spectral characteristics: stratified troposphere

В работе [1] в терминах инвариантного преобразования координат предложена модель подобия анизотропных флуктуаций диэлектрической проницаемости в турбулентной атмосфере. Модель описывает турбулентность как в инерционном интервале, так и в энергонесущем интервале больших пространственных масштабов. Здесь эта модель применяется для оценки корреляционной функции эйконала волны, распространяющейся в направлении единичного вектора \mathbf{e}_s .

Аналогично [1] введем «сопряженную» с анизотропной изотропную модель флуктуаций в «изотропных» координатах. А именно, определим новые «изотропные» координаты вектора $\mathbf{r} \equiv (x, y, z)$ в «изотропной» системе координат: $\tilde{\mathbf{r}} \equiv (\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) = (\beta_x x, \beta_y y, \beta_z z)$, где коэффициенты анизотропии $\beta_{x,y,z} > 0$, а инвариантность элемента объема приводит к соотношению $\beta_x \beta_y \beta_z = 1$.

Модель подобия анизотропных флуктуаций можно сформулировать так: при преобразовании координат в «изотропную» систему статистические свойства флуктуаций диэлектрической проницаемости $\tilde{\varepsilon}(\tilde{\mathbf{r}}) = \varepsilon(\mathbf{r}(\tilde{\mathbf{r}}))$ в «изотропной» системе координат оказываются изотропными, и корреляционная функция $B_\varepsilon(\Delta \mathbf{r}) = B_\varepsilon^{iso}(\Delta \tilde{\mathbf{r}}) = B_\varepsilon^{iso}(\Delta \tilde{\mathbf{r}})$.

Аналогично [1] введем характерные линейные размеры неоднородностей $L_0^{x,y,z}$ и характерные волновые числа $K_{x,y,z} = 2\pi/L_0^{x,y,z}$ по осям координат, а также для «изотропной» системы координат $L_{iso} = \sqrt[3]{L_0^x L_0^y L_0^z}$, $K_{iso} = \sqrt[3]{K_x K_y K_z}$. Безразмерные коэффициенты анизотропии

$\beta_{x,y,z} = K_{x,y,z}/K_{iso}$, а характерное волновое число в произвольном направлении единичного вектора \mathbf{e} может быть представлено как

$$K_0(\mathbf{e}) = \sqrt{K_x^2 e_x^2 + K_y^2 e_y^2 + K_z^2 e_z^2} = K_{iso} \cdot \beta_0(\mathbf{e}), \quad \beta_0(\mathbf{e}) \equiv \sqrt{\beta_x^2 e_x^2 + \beta_y^2 e_y^2 + \beta_z^2 e_z^2}. \quad (1)$$

Трехмерный спектр флуктуаций $\Phi_\varepsilon(\boldsymbol{\kappa}) = \Phi_{\varepsilon iso}^i((\kappa_x^2/\beta_x^2 + \kappa_y^2/\beta_y^2 + \kappa_z^2/\beta_z^2)^{1/2}) \equiv \Phi_\varepsilon^0(S(\boldsymbol{\kappa}))$ зависит от одного скалярного параметра $S(\boldsymbol{\kappa}) = \kappa_x^2/K_x^2 + \kappa_y^2/K_y^2 + \kappa_z^2/K_z^2$.

При переходе в «изотропную» систему координат единичный вектор направления распространения плоской волны $\mathbf{e}_s \equiv (e_{sx}, e_{sy}, e_{sz})$ преобразуется в вектор

$$\mathbf{E}_s \equiv (E_{sx}, E_{sy}, E_{sz}) = (\beta_x e_{sx}, \beta_y e_{sy}, \beta_z e_{sz}) \quad (2)$$

и уже не обязательно является единичным: $|\mathbf{E}_s| = \beta_0(\mathbf{e}_s)$. Единичным, очевидно, является вектор $\tilde{\mathbf{e}}_s \equiv (\tilde{e}_{sx}, \tilde{e}_{sy}, \tilde{e}_{sz}) = \mathbf{E}_s/\beta_0(\mathbf{e}_s)$.

Существенно, что при таком преобразовании координат уравнение эйконала $\Theta(\mathbf{r})$ в первом приближении по малой поправке $\nu(\mathbf{r})$ к диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\mathbf{r}) = 1 + \nu(\mathbf{r})$ принимает вид

$$2(\tilde{\mathbf{e}}_s \tilde{\nabla})\Theta(\tilde{\mathbf{r}}) = \frac{\nu(\tilde{\mathbf{r}})}{\beta_0(\mathbf{e}_s)}, \quad (3)$$

где оператор $\tilde{\nabla}$ действует по «изотропной» координате $\tilde{\mathbf{r}}$. Из уравнения (3) сразу следует, что все статистические характеристики эйконала волны, распространяющейся в анизотропной среде описываются эквивалентным изотропным спектром, а анизотропия определяется законом перехода к «изотропным» координатам и множителем $\beta_0^{-1}(\mathbf{e}_s)$.

Известно [2], что в малоугловом приближении в изотропной атмосфере масштаб корреляции в направлении распространения $\tilde{\mathbf{e}}_s$ велик и корреляция зависит от поперечной к $\tilde{\mathbf{e}}_s$ разности координат $\Delta\tilde{r}_\perp$. Поэтому изомерию можно учесть, оценив эту разность.

Для этого аналогично (3) определим единичный вектор поперечной компоненты вектора $\Delta\mathbf{r}$, лежащий в плоскости $\mathbb{S}_s \perp \mathbf{e}_s$: $\mathbf{e}_\perp = \Delta\mathbf{r}_\perp/\Delta r_\perp$. В «изотропной» системе координат он имеет компоненты

$$\mathbf{E}_\perp(\mathbf{e}_s, \mathbf{e}_\perp) \equiv (E_{\perp x}, E_{\perp y}, E_{\perp z}) = (\beta_x e_{\perp x}, \beta_y e_{\perp y}, \beta_z e_{\perp z}). \quad (4)$$

Заметим, что \mathbf{E}_\perp зависит от \mathbf{e}_s опосредованно, так как $\mathbf{e}_\perp \perp \mathbf{e}_s$ и не обязательно единичный.

В модели подобия анизотропных флуктуаций коэффициент корреляции R_Θ эйконала связан с «изотропным» коэффициентом корреляции соотношением

$$R_\Theta(\mathbf{e}_s, \Delta\mathbf{r}) = R_{\Theta iso}^i[\Delta\tilde{r}_\perp(\mathbf{e}_s, \Delta\mathbf{r})]. \quad (5)$$

Для вектора $\Delta\tilde{\mathbf{r}}_\perp$ можно получить следующее представление:

$$\Delta\tilde{\mathbf{r}}_\perp = [\tilde{\mathbf{e}}_s \times [\Delta\tilde{\mathbf{r}} \times \tilde{\mathbf{e}}_s]] = \Delta r_\perp [\tilde{\mathbf{e}}_s \times [\mathbf{E}_\perp \times \tilde{\mathbf{e}}_s]] = [\Delta r_\perp/\beta_0^2(\mathbf{e}_s)] \cdot [\mathbf{E}_s \times [\mathbf{E}_\perp \times \mathbf{E}_s]]. \quad (6)$$

Отсюда следует, что поперечная составляющая $\Delta\tilde{\mathbf{r}}_\perp$ вектора $\Delta\tilde{\mathbf{r}}$ в «изотропных» координатах полностью определяется поперечной составляющей $\Delta\mathbf{r}_\perp$ вектора $\Delta\mathbf{r}$ в исходных координатах (x, y, z) и не зависит от продольной компоненты.

Из выражения (6) легко получить связь между модулями поперечных (к направлению падающей волны) компонент вектора $\Delta\mathbf{r}$ в исходной и «изотропной» системах координатах:

$$\Delta\tilde{r}_\perp = [\Delta r_\perp/\beta_0(\mathbf{e}_s)] \cdot |[\mathbf{E}_\perp \times \mathbf{E}_s]|. \quad (7)$$

Введем коэффициент «масштабируемости» пространственной корреляции

$$C(\mathbf{e}_s, \mathbf{e}_\perp) = |[\mathbf{E}_\perp(\mathbf{e}_s, \mathbf{e}_\perp) \times \mathbf{E}_s(\mathbf{e}_s)]|/\beta_0(\mathbf{e}_s) = |\mathbf{E}_\perp(\mathbf{e}_s, \mathbf{e}_\perp)| \cdot |\mathbf{E}_s(\mathbf{e}_s)| \cdot |\sin \varepsilon|/\beta_0(\mathbf{e}_s). \quad (8)$$

Здесь введен ε — угол между векторами $\mathbf{E}_\perp(\mathbf{e}_s, \mathbf{e}_\perp)$ и $\mathbf{E}_s(\mathbf{e}_s)$. Тогда для эффективного поперечного аргумента коэффициента корреляции $\Delta r_{\perp eff} = \Delta \tilde{r}_\perp(\mathbf{e}_s, \Delta \mathbf{r})$ имеем

$$\Delta r_{\perp eff} = \Delta r_\perp \cdot C(\mathbf{e}_s, \mathbf{e}_\perp) \Rightarrow R_\Theta(\Delta \mathbf{r}_\perp) = R_\Theta^i so(\Delta r_{\perp eff}). \quad (9)$$

Отметим, что выражения (5)–(7) получены в модели подобию анизотропных флуктуаций без использования конкретных выражений для скаляра $S(\boldsymbol{\kappa})$.

Если ввести углы (θ_s, φ_s) для вектора \mathbf{e}_s в сферической системе координат, а также полярный угол ψ_ρ вектора \mathbf{e}_\perp в полярной системе координат на плоскости $\mathbb{S}_s \perp \mathbf{e}_s$, то коэффициент масштабирования (8) будет зависеть от данных углов:

$$C(\mathbf{e}_s, \mathbf{e}_\perp) = C(\theta_s, \varphi_s, \psi_\rho) = \sqrt{A_1(\mathbf{e}_s) \cos^2 \psi_\rho + A_2(\mathbf{e}_s) \sin^2 \psi_\rho + 2D(\mathbf{e}_s) \sin \psi_\rho \cos \psi_\rho}. \quad (10)$$

Мы здесь не будем приводить явный вид зависимости от параметров анизотропии $\beta_{x,y,z}$ и углов (θ_s, φ_s) коэффициентов A_1, A_2, D билинейной формы (10) из-за их громоздкости.

Приведем два примера.

1. Для горизонтально изотропной атмосферы $\beta_x = \beta_y = \beta_{xy}$, $\beta_z = \beta_{xy}^2$, $\beta_{xy} < 1 < \beta_z$ находим: $C_{\max}(\mathbf{e}_s) = \beta_{xy} (\cos^2 \theta_s + \beta_{xy}^6)^{-1/2}$, $C_{\min}(\mathbf{e}_s) = \beta_{xy}$. График зависимости максимального масштаба корреляции фазы волны от угла скольжения $\gamma_s = \pi/2 - \theta_s$ при разных значениях коэффициента вертикального сжатия $\alpha = \beta_z/\beta_{xy}$ приведен на рис. 1.

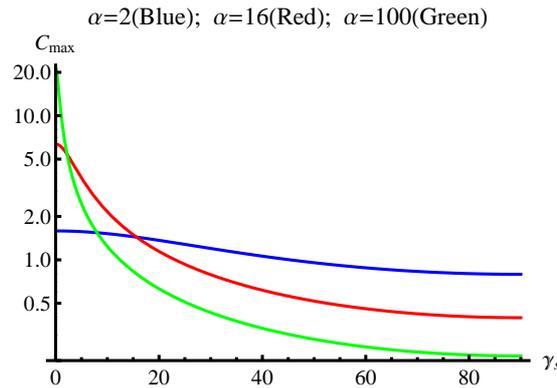


Рис. 1. Максимальный масштаб корреляции фазы C_{\max} .

2. При выбранных параметрах анизотропии $\beta_x^2 = 0,05$, $\beta_y^2 = 0,2$, $\beta_z^2 = 100$ на рис. 2 приведены графики отношения C_{\max}/C_{\min} в зависимости от углов (γ_s, φ_s) . При $\varphi_s = 0$ вектор \mathbf{e}_s лежит в плоскости xOz , а коэффициент вертикального сжатия $\alpha \sim \beta_z/\sqrt{\beta_x\beta_y} \approx 31.6$.

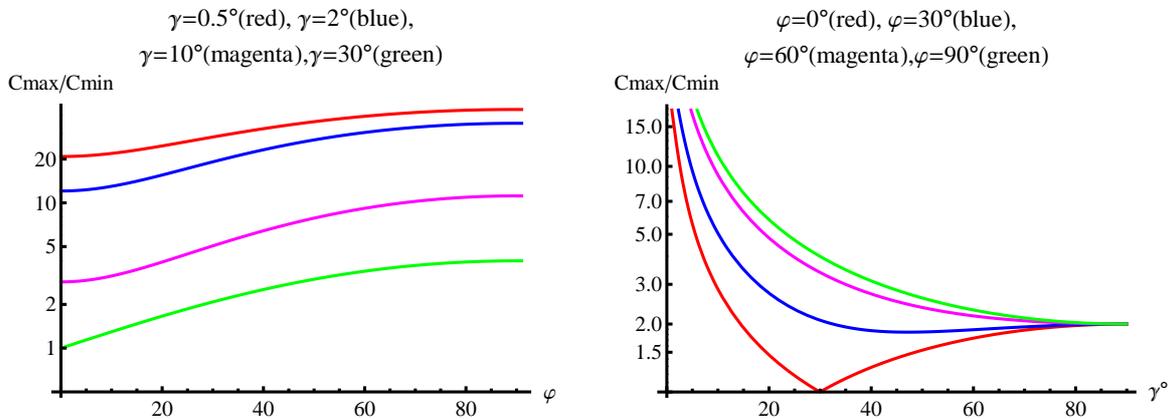


Рис. 2. Отношение C_{\max}/C_{\min} .

Поскольку корреляционные свойства анизотропных флуктуаций эйконала с точностью до коэффициента масштабирования (8) соответствуют изотропным флуктуациям, то приведем выражения для «изотропного» коэффициента корреляции $R_\Theta^i so(\rho) = R_i so(p, n, K_i so\rho)$ в случае

степенной анизотропной модели [1]

$$\Phi_\varepsilon^0(S) = \frac{\sigma_\varepsilon^2}{K^3} \frac{\Gamma(n+p)}{2\pi\Gamma(n+3/2)\Gamma(p-3/2)} \frac{S^n}{(1+S)^{n+p}} \quad (11)$$

при значениях параметров $n = 0$ и $n = 1$ и $p = 11/6$ (колмогоровская локально однородная турбулентность) и $p = 5/2$ («приземная» стратифицированная турбулентность):

$$\begin{aligned} R_{iso}(5/2, 0, x) &= (1+x)\exp(-x); \\ R_{iso}(5/2, 1, x) &= (1+x-0,5x^2)\exp(-x); \\ R_{iso}(11/6, 0, x) &= [2^{1/6}/\Gamma(5/6)]x^{5/6}K_{5/6}(x); \\ R_{iso}(11/6, 1, x) &= [\pi/\Gamma(5/6)](x/2)^{5/6}\{[x(I_{1/6}(x) - I_{11/6}(x)) + 2I_{-5/6}(x)] - (11/3)I_{5/6}(x)\}. \end{aligned}$$

Здесь I_ν – функция Бесселя, K_ν – модифицированная функция Бесселя. Графики функции $R_{iso}(p, n, x)$ приведены на рис. 3.

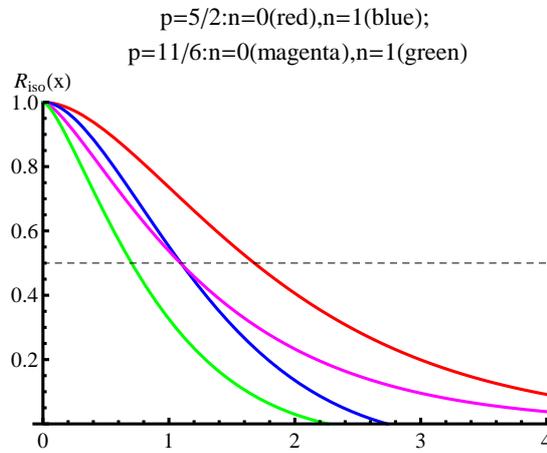


Рис. 3. Функция $R_{iso}(p, n, x)$.

В табл. 1 приведены асимптотики коэффициента $R_{iso}(p, n, x)$ и значения половинного аргумента $x_{1/2}$ при разных режимах турбулентности:

Таблица 1. Асимптотики коэффициента $R_{iso}(p, n, x)$

Режим турбулентности (p, n)	$x \rightarrow 0$	$x \rightarrow \infty$	$x_{1/2}$
Приземный $p = 5/2, n = 0$	$1 - 0,5x^2$	xe^{-x}	1,678
Приземный $p = 5/2, n = 1$	$1 - x^2$	$-0,5x^2e^{-x}$	1,096
Колмогоровский $p = 11/6, n = 0$	$1 - 1,864x^{5/3}$	$1,246x^{1/3}e^{-x}$	1,091
Колмогоровский $p = 11/6, n = 1$	$1 - 3,417x^{5/3} + 3x^2$	$-0,623x^{4/3}e^{-x}x^{4/3}$	0,704

Приведем также явное выражение для дисперсии эйконала на расстоянии s от источника для степенной модели (11):

$$\sigma_{\Theta}^2(\mathbf{e}_s, s) \approx \frac{\pi\Gamma(p-1)\Gamma(n+1)}{2\Gamma(p-3/2)\Gamma(n+3/2)} \cdot \frac{\sigma_\varepsilon^2 \cdot s}{K_0(\mathbf{e}_s)}.$$

Список литературы

1. Виноградов А. Г., Теохаров А. Н. Модель подобия диэлектрической проницаемости в турбулентной атмосфере с анизотропными неоднородностями // Труды конференции РРВ-26. – Казань, 2019. – 1-6 июля.
2. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. – М. : Наука, 1967.

Том II, с. 469–472
УДК: 087.2 + 537.87

МОДЕЛЬ ПОДОБИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ С АНИЗОМЕРНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

А. Г. Виноградов^{1,2}, А. Н. Теохаров¹

¹АО «Радиотехнический институт имени академика А.Л. Минца»,
127083, г. Москва, ул. 8 Марта, 10, стр. 1,

E-mail: vinogradov@rti-mints.ru, ateokharov@rti-mints.ru

²Институт физики атмосферы им. Обухова РАН, г. Москва, Пыжевский пер., 3

Аннотация. Предложена модель подобия анизотропных флуктуаций диэлектрической проницаемости в турбулентной атмосфере. Показано, что корреляционные свойства флуктуаций в различных пространственных направлениях подобны и отличаются только масштабирующим множителем, зависящим от направления. Предложена степенная модель подобия флуктуаций.

Ключевые слова: атмосфера; турбулентность; диэлектрическая проницаемость; корреляционные характеристики; спектральные характеристики; стратифицированная тропосфера

SIMILARITY MODEL OF PERMITTIVITY IN TURBULRNT ATMOSPHERE WITH ANISOSCALE INHOMOGEEMITIES

A. G. Vinogradov, A. G. Teokharov

Abstract. The similarity model of anisotrope fluctuations of permittivity in turbulent atmosphere is suggested. Correlation properties of fluctuations in different directions are shown to be similar and differ only by a direction-dependent scaling factor. The power-law model of fluctuations is suggested.

Keywords: atmosphere: turbulence: permittivity: correlation characteristics: spectral characteristics: stratified troposphere

При оценке влияния турбулентности тропосферы на распространение электромагнитных волн и света во многих случаях используют модель развитой локально однородной изотропной турбулентности Колмогорова [1]. Эта модель предполагает существование инерционного интервала каскадной передачи энергии турбулентных вихрей от крупных к мелким. При этом не учитывается наличие силы тяжести, которая приводит к возникновению в тропосфере внутренних гравитационных волн [2].

Взаимодействие внутренних гравитационных волн с конвективными турбулентными потоками часто приводит к устойчивой вертикальной стратификации слоев (см., например, [3]). Характерные вертикальные масштабы слоев лежат в интервале от сотен до единиц метров, а горизонтальные — в 10–100 раз больше. Следуя [4], мы будем называть такие неоднородности анизотропными, оставив термин «анизотропный» за средами, диэлектрическая проницаемость которых описывается тензором.

В предположении о статистической однородности флуктуаций диэлектрической проницаемости $\delta\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r}) - \langle \varepsilon(\mathbf{r}) \rangle$ мерой «удельных весов» неоднородностей разных масштабов и ориентаций является трехмерный пространственный спектр $\Phi_\varepsilon(\boldsymbol{\kappa})$, который связан с корреляционной функцией соотношением [1]

$$B_\varepsilon(\Delta\mathbf{r}) \equiv \langle \delta\varepsilon(\mathbf{r})\delta\varepsilon(\mathbf{r} + \Delta\mathbf{r}) \rangle = \int d^3\boldsymbol{\kappa} \cdot \Phi_\varepsilon(\boldsymbol{\kappa})e^{i\boldsymbol{\kappa}\Delta\mathbf{r}}. \quad (1)$$

В случае *локальной однородности* флуктуаций диэлектрической проницаемости корреляционная функция может не существовать¹. В этом случае вводится структурная функция

$$D_\varepsilon(\Delta\mathbf{r}) \equiv \left\langle [\delta\varepsilon(\mathbf{r}) - \delta\varepsilon(\mathbf{r} + \Delta\mathbf{r})]^2 \right\rangle = 2 \int d^3\boldsymbol{\kappa} \cdot \Phi_\varepsilon(\boldsymbol{\kappa})(1 - e^{i\boldsymbol{\kappa}\Delta\mathbf{r}}). \quad (2)$$

Модели трехмерных спектров температуры и плотности газа в устойчиво-стратифицированной атмосфере рассмотрены в работах [3, 5–7], где проведено сравнение с экспериментальными данными, в которых оцениваются одномерные спектры (в направлении некоторого единичного вектора \mathbf{e})

$$V_\varepsilon(\mathbf{e} \cdot \boldsymbol{\kappa}_e) = \frac{1}{2\pi} \int d\rho_e B_\varepsilon(\rho_e \mathbf{e}) e^{-i\boldsymbol{\kappa}_e \rho_e} = \int d^2\boldsymbol{\kappa}_\perp \cdot \Phi_\varepsilon(\mathbf{e}\boldsymbol{\kappa}_e + \boldsymbol{\kappa}_\perp), \quad (3)$$

В ряде работ (см., например, [8]) предложены механизмы формирования одномерных спектров в инерционном интервале стратифицированной среды и показано, что они изменяются по степенному закону с показателем степени -3 : $V_\varepsilon(\mathbf{e} \cdot \boldsymbol{\kappa}) \sim \kappa^{-3}$. Экстраполяция спектров на область малых волновых чисел приводит к расходимости не только корреляционной функции (1), но и структурной функции (2). Поэтому возникает необходимость дополнения этих моделей в области малых волновых чисел.

В данной работе предлагается модель подобия флуктуаций диэлектрической проницаемости в устойчиво-стратифицированной атмосфере, которая описывает основные свойства анизотропных флуктуаций и в то же время достаточно проста и пригодна для аналитических расчетов как корреляционной функции флуктуаций, так и фазы распространяющейся в такой среде электромагнитной волны.

Определим линейное инвариантное (с единичным якобианом) преобразование векторов $\mathbf{r} \equiv (x, y, z)$ в «сопряженную изотропную» систему координат $\tilde{\mathbf{r}} \equiv (\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$, в которой статистика диэлектрической проницаемости $\tilde{\varepsilon}(\tilde{\mathbf{r}}) = \varepsilon(\mathbf{r})$ полагается изотропной, так что

$$B_\varepsilon(\Delta\mathbf{r}) = B_\varepsilon^{iso}(\Delta\tilde{\mathbf{r}}) = B_\varepsilon^{iso}(\Delta\tilde{r}). \quad (4)$$

Всегда можно так выбрать исходную систему координат, чтобы рассматриваемое преобразование свелось в сжатии–растяжению координат

$$\tilde{\mathbf{r}} \equiv (\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) = (\beta_x x, \beta_y y, \beta_z z), \quad (5)$$

где коэффициенты анизотропии $\beta_{x,y,z} > 0$, а инвариантность объема приводит к соотношению $\beta_x \beta_y \beta_z = 1$. Введя единичный вектор $\mathbf{e} = \Delta\mathbf{r}/\Delta r$, из (5) найдем безразмерный коэффициент преобразования модулей вектора

$$\Delta\tilde{r}/\Delta r = \beta_0(\mathbf{e}) \equiv \sqrt{\beta_x^2 e_x^2 + \beta_y^2 e_y^2 + \beta_z^2 e_z^2}. \quad (6)$$

Из (4) с учетом (6) получаем

$$B_\varepsilon(\Delta r \cdot \mathbf{e}) = B_\varepsilon^{iso}(\beta_0(\mathbf{e}) \cdot \Delta r), \quad (7)$$

то есть анизотропия описывается «изотропной» корреляцией в «сопряженной» системе координат с безразмерным масштабрующим коэффициентом (6).

Если ввести характерные линейные размеры неоднородностей $L_0^{x,y,z}$ (масштабы корреляции), характерные волновые числа $K_{x,y,z} = 2\pi/L_0^{x,y,z}$ по осям исходной системы координат и соответствующие «изотропные» масштабы $L_{iso} = \sqrt[3]{L_0^x L_0^y L_0^z}$ и $K_{iso} = \sqrt[3]{K_x K_y K_z}$, то безразмерные коэффициенты анизотропии будут равны $\beta_{x,y,z} = K_{x,y,z}/K_{iso}$, а характерное волновое число в направлении \mathbf{e} примет вид

$$K_0(\mathbf{e}) = \sqrt{K_x^2 e_x^2 + K_y^2 e_y^2 + K_z^2 e_z^2} \equiv K_{iso} \cdot \beta_0(\mathbf{e}) \quad (8)$$

¹Такая ситуация имеет место, например, в случае колмогоровской локально однородной изотропной турбулентности при экстраполяции спектра $\Phi_\varepsilon(\boldsymbol{\kappa}) \sim \kappa^{-11/3}$ в область $\kappa \rightarrow 0$.

и характерный линейный размер неоднородности в направлении \mathbf{e} будет $L_0(\mathbf{e}) = 2\pi/K_0(\mathbf{e})$.

Подобие одномерных спектров непосредственно вытекает из модели подобия (4). Действительно, интегрирование (3) с учетом (7) дает выражения для спектров:

$$V_\varepsilon(\mathbf{e}, \kappa_\mathbf{e}) = \gamma(\mathbf{e}) \cdot V_{\varepsilon so}^i(\kappa_\mathbf{e}\gamma(\mathbf{e})), \quad (9)$$

$$\Phi_\varepsilon(\boldsymbol{\kappa}) = \Phi_{\varepsilon so}^i(\tilde{\kappa}) \equiv \Phi_\varepsilon^0(S(\boldsymbol{\kappa})), \quad \tilde{\kappa} = K_{iso}\sqrt{S(\boldsymbol{\kappa})}, \quad S(\boldsymbol{\kappa}) = \frac{\kappa_x^2}{K_x^2} + \frac{\kappa_y^2}{K_y^2} + \frac{\kappa_z^2}{K_z^2}, \quad (10)$$

$$\gamma(\mathbf{e}) = 1/\beta_0(\mathbf{e}) = K_{iso}/K_0(\mathbf{e}) = L_0(\mathbf{e})/L_{iso}. \quad (11)$$

Выражение (9) явно демонстрирует подобие одномерных спектров в разных направлениях: они имеют одинаковую зависимость от волнового числа $\kappa_\mathbf{e}$ и различаются лишь значениями масштабирующего коэффициента $\gamma(\mathbf{e})$. Например, для спектров V_ε^x , V_ε^y , V_ε^z вдоль декартовых осей имеем $\gamma_{x,y,z} \equiv \gamma(\mathbf{e}_{x,y,z}) = K_{iso}/K_{x,y,z} = L_0^{x,y,z}/L_{iso}$ и из определений (1) и (2) корреляционной и структурной функций находим:

$$B_\varepsilon(\Delta\mathbf{r}) = B_{\varepsilon so}^i[\Delta r_{eff}(\Delta\mathbf{r})], \quad D_\varepsilon(\Delta\mathbf{r}) = D_{\varepsilon so}^i[\Delta r_{eff}(\Delta\mathbf{r})], \quad \sigma_\varepsilon^2 = (\sigma_{\varepsilon so}^i)^2, \quad (12)$$

где $\Delta r_{eff}(\Delta\mathbf{r}) = \Delta r/\gamma(\mathbf{e})$ – эффективная разность координат в направлении \mathbf{e} .

Для горизонтально однородной атмосферы $L_0^x = L_0^y$, $K_x = K_y$, а $\alpha \equiv L_0^{x,y}/L_0^z$, множитель $\gamma(\mathbf{e})$ зависит от угла θ между вектором \mathbf{e} и осью z ($\cos\theta = e_z$):

$$\gamma(\mathbf{e}) = K_{iso} / \sqrt{K_x^2 \sin^2\theta + K_z^2 \cos^2\theta} = \alpha^{1/3} / \sqrt{\sin^2\theta + \alpha^2 \cos^2\theta}. \quad (13)$$

На рис. 1 приведены графики масштабирующего коэффициента $\gamma(\mathbf{e})$ в зависимости от угла скольжения $\psi = |\pi/2 - \theta| = |\arcsin e_z|$ при разных значениях коэффициентов анизотропии α (случай горизонтально однородной атмосферы).

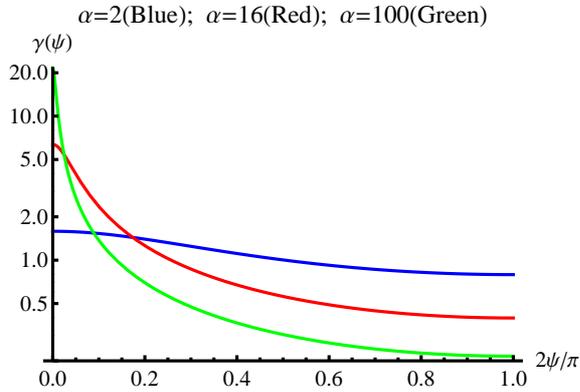


Рис. 1. Масштабирующий коэффициент $\gamma(\mathbf{e})$.

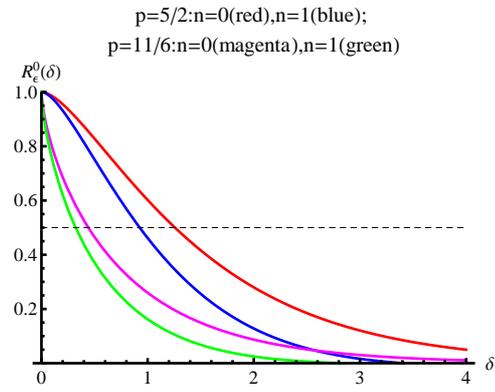


Рис. 2. Функция $R_\varepsilon^0(p, n, \delta)$.

Здесь мы предлагаем степенную модель анизотропных флуктуаций диэлектрической проницаемости, близкую к степенной в инерционном интервале ($\Phi_\varepsilon^0(S(\boldsymbol{\kappa})) \sim S(\boldsymbol{\kappa})^{-p}$ при $S(\boldsymbol{\kappa}) \gg 1$) и корректирующую степенную при больших пространственных масштабах турбулентности ($\Phi_\varepsilon^0(S(\boldsymbol{\kappa})) \sim S(\boldsymbol{\kappa})^n$ при $\kappa_\mathbf{e} \leq K_0(\mathbf{e})$):

$$\Phi_\varepsilon(\boldsymbol{\kappa}) = \Phi_\varepsilon^0(S(\boldsymbol{\kappa})) = \frac{\sigma_\varepsilon^2}{K_x K_y K_z} \cdot \frac{\Gamma(n+p)}{2\pi\Gamma(n+3/2)\Gamma(p-3/2)} \cdot \frac{S^n(\boldsymbol{\kappa})}{(1+S(\boldsymbol{\kappa}))^{n+p}}, \quad (14)$$

Параметр p характеризует корреляцию в инерционном интервале, а параметр n отвечает за область малых $\kappa_\mathbf{e} \leq K_0(\mathbf{e})$.

В частных случаях $n = 0$ и 1 и $p = 11/6$ (колмогоровская турбулентность) и $5/2$ (анизотропная стратифицированная турбулентность) коэффициент корреляции в сопряженной изотропной модели $R_{\varepsilon}^{i so}(\Delta r_{eff}) \equiv R_{\varepsilon}^0(p, n, \delta)$, где $\delta = K_{i so} \Delta r_{eff} = K_0(\mathbf{e}) \Delta r$, имеет вид

$$R_{\varepsilon}^0(p, 0, \delta) = \frac{2|\delta|^{p-3/2} K_{p-3/2}(|\delta|)}{2^{p-3/2} \Gamma(p-3/2)},$$

$$R_{\varepsilon}^0(11/6, 1, \delta) = \frac{2^{2/3}}{3\Gamma(1/3)} |\delta|^{1/3} (3K_{1/3}(|\delta|) - |\delta| K_{2/3}(|\delta|)),$$

$$R_{\varepsilon}^0(5/2, 1, \delta) = \frac{2}{9} \left[5G_{1,3}^{2,1} \left(\frac{|\delta|^2}{4} \middle| \begin{matrix} -1/2 \\ 0, 1, 1/2 \end{matrix} \right) + |\delta|^2 K_2(|\delta|) \right],$$

где $K_q(x)$ – модифицированная функция Бесселя, $G_{p,q}^{m,n} \left(z \middle| \begin{matrix} a_1, \dots, a_p \\ b_1, \dots, b_q \end{matrix} \right)$ – G-функция Мейера. Графики функции $R_{\varepsilon}^0(p, n, \delta)$ от безразмерной разности координат δ при частных значениях параметров p, n приведены на рис. 2, а асимптотические формулы и значения аргумента половинного уровня $x_{1/2}$ – в табл. 1.

Таблица 1. Асимптотики коэффициента $R_{\varepsilon}^0(p, n, \delta)$

Режим турбулентности (p, n)	$x \rightarrow 0$	$x \rightarrow \infty$	$x_{1/2}$
Приземный $p = 5/2, n = 0$	$1 - x^2(0,308 - 0,5 \ln x)$	$1,253e^{-x} x^{1/2}$	1,257
Приземный $p = 5/2, n = 1$	$1 - x^2(0,347 - 0,83 \ln x)$	$0,2758e^{-x} x^{3/2}$	0,925
Колмогоровский $p = 11/6, n = 0$	$1 - 0,955x^{2/3} + 0,375x^2$	$0,743e^{-x} x^{1/6}$	0,441
Колмогоровский $p = 11/6, n = 1$	$1 - 1,168x^{2/3} + 0,625x^2$	$-0,248e^{-x} x^{5/6}$	0,322

Список литературы

1. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. – М. : Наука, 1967.
2. Госсард Э. Э., Хук У. Х. Волны в атмосфере: Инфразвук и гравитационные волны в атмосфере – их возникновение и распространение. – М. : Мир, 1978.
3. Gurvich A. S., Chunchuzov I. P. Parameters of the fine density structure in the stratosphere obtained from spacecraft observations of stellar scintillations // J. Geophys. Res. – 2003. – Vol. 108, no. D5. – P. 4166.
4. Кравцов Ю. А., Фейзулин З. И., Виноградов А. Г. Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. – М. : Радио и связь, 1983.
5. Garret Ch., Munk W. Space-time scales of internal waves: a progress report // J. Geophys. Res. – 1975. – Vol. 80, no. 3. – P. 291–297.
6. Chunchuzov I. P. On the high-wavenumber form of the Eulerian internal wave spectrum in the atmosphere // J. Atmos. Sci. – 2002. – Vol. 59. – P. 1753–1772.
7. Гурвич А. С., Чунчужов И. П. Модель трехмерного спектра анизотропных неоднородностей температуры в устойчиво-стратифицированной атмосфере // Изв. РАН, Физика атмосферы и океана. – 1978. – Т. 44, № 5. – С. 611–682.
8. Lindborg E. The energy cascade in a strongly stratified fluid // J. Fluid Mech. – 2006. – Vol. 550. – P. 207–242.

Том II, с. 473–476

УДК: 523.34-83

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ БИСТАТИЧЕСКОЙ ЛОКАЦИИ ЛУНЫ

В. В. Юшков^{1,2}, Р. А. Рудаменко^{1,2}, Т. Н. Постникова¹, О. В. Юшкова¹

¹ *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал, 141190, Фрязино, пл. Введенского, 1*

E-mail: o.v.y@mail.ru

² *МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, г. Москва, Ленинские горы*

E-mail: iushkov@physics.msu.ru

Аннотация. В 1994 году бистатическое радиолокационное зондирование Луны проводилось с космического аппарата Clementine. Анализ результатов измерений показал, что интенсивность и поляризация радиоэха в небольшом регионе на Южном полюсе отличались от значений, типичных для обычной лунной почвы, но были аналогичны данным, полученным при радиолокационных исследованиях гренландского льда и спутники Юпитера. Таким образом, было сделано предположение о существовании залежей водяного льда в лунной почве, которое до сих пор не было ни подтверждено, ни опровергнуто. В 2023 году планируется запуск российского орбитального аппарата Луна-26, на котором будет установлен радиолокационный комплекс для проведения радиолокационного зондирования Луны на мегагерцовых волнах. Основная проблема бистатической локации Луны заключена в сложности определения области, которая формирует отраженный сигнал. Здесь мы обсуждаем способ локализации места отражения радиосигналов с использованием баллистических параметров космического аппарата и численного моделирования.

Ключевые слова: Луна; радиолокация; бистатическое зондирование; космический аппарат; координаты; моделирование

MODELING BISTATIC RADAR EXPEREMENTS OF THE MOON

V. V. Yushkov, R. A. Rudamenko, T. N. Postnikova, O. V. Yushkova

Abstract. In 1994, the bistatic radar sounding of the moon was carried out from the Clementine spacecraft. Analysis of the measurement results showed that the intensity and polarization of the radio echo in a small region at the South Pole differed from the values typical of ordinary lunar soil, but were similar to those obtained from radar surveys of Greenland ice and Jupiter satellites. Thus, an assumption was made about the existence of water ice deposits in the lunar soil, which until now could neither be confirmed nor disproved. In 2023, the launch of the Russian Luna 26 orbiter is planned, on which a radar complex will be installed to conduct radar sounding of the Moon on megahertz waves. The main problem of bistatic observation of the Moon is the difficulty of determining the area that is involved in the formation of the reflected signal. Here we discuss the method of localizing the place of reflection of radio signals using the known ballistic parameters of a spacecraft and numerical simulation.

Keywords: the Moon; radar; bistatic radio sensing; spacecraft; coordinates; modeling

Введение

Исследование Луны – одно из наиболее интенсивно развивающихся направлений космических программ многих стран. Скорость освоения спутника Земли будет зависеть от разнообразия и богатства ресурсов его недр. Одним из дистанционных методов, позволяющих изучить строение и минералогический состав верхнего покрова космических тел является бистатическая радиолокация. Проводить бистатические исследования грунта Луны можно по схеме «down link», когда сигнал излучается радиопередатчиком, установленным на космическом аппарате (КА), а прием осуществляется на Земле, и по схеме «up link». Для проведения измерений по схеме «up link» на орбите Луны должен находиться радиоприемник, согласованный с наземным передатчиком. Генерация на Земле дает возможность использовать для зондирования радиосигнал большей

мощности, которая не ограничена принятыми на КА нормами энергопотребления и требованиями электромагнитной совместимости с чувствительными научными и служебными приборами.

Бистатические исследования Луны по схеме «down link» проводились практически во всех первых лунных миссиях. Схема «up link» была опробована в 2006 г. В качестве передатчика использовался радиокomплекс обсерватории Аресибо, который излучал ЛЧМ сигнал с центральной частотой 2379.2 МГц при девиации 1.6 МГц. Пиковая мощность сигнала соответствовала 200 кВт. Прием и обработка радиосигналов осуществились на КА «Lunar Reconnaissance Orbiter (LRO)». Аналогичные измерения планируется провести в рамках российской миссии «Луна - Ресурс». Для этого на борт орбитального аппарата «Луна-26» будет установлен радиолокационный комплекс «РЛК-Л» [1]. Работа прибора предусмотрена как в моностатическом, так и в бистатическом режиме при совместной работе с Иркутским радаром некогерентного рассеяния (ИРНР) [2]. При локации предполагается использовать обе схемы.

Цель работы

При планировании экспериментов, конструировании аппаратуры и прогнозировании результатов измерений необходимо уметь моделировать процесс радиолокации Луны. Основные вопросы, такие как определение координат центра и границы области отражения радиосигнала в зависимости от места нахождения космического аппарата и оценка времени работы радара при приеме отраженных сигналов, будут рассмотрены в данной работе.

Приборное обеспечение эксперимента

Иркутский радар некогерентного рассеяния находится в ведении Института солнечной и земной физики СО РАН. Он представляет собой моностатическую, импульсную радиолокационную станцию с частотным сканированием в направлении Север-Юг в секторе $\pm 30^\circ$ путем изменения несущей частоты в диапазоне 154 – 162 МГц. Пиковая мощность генерируемого радиосигнала достигает 3.2 МВт, частота следования зондирующих импульсов равна 25 Гц. Длительность зондирующего импульса составляет от 70 до 900 мкс, коэффициент усиления антенны – около 35 дБ.

Радиокomплекс РЛК-Л, устанавливаемый на КА «Луна-26», состоит из двух локаторов Радар-20 и Радар-200. Прибор предназначен для исследования верхнего слоя грунта в режиме моностатической локации. Первоначально для Радара-20 был выбран частотный диапазон от 17.5 до 22.5 МГц, а для Радара-200 – от 175 до 225 МГц. Затем частотный рабочий диапазон Радара-200 снижен до полосы 140-180 МГц.

Опорные геометрические аспекты при моделировании экспериментов

Радиолокационные измерения в бистатическом режиме будут проводиться при прохождении Луной и КА сектора сканирования ИРНР, поэтому положение наземного радара во время измерений фиксируется на оси ОХ. Большинство частных задач, связанных с моделированием процесса распространения радиоволн от наземного к орбитальному радару, решается в плоскости проходящей через оба радара и центр Луны. Назовем плоскость β сферичностью волнового фронта, учитывая расстояние до ИРНР, пренебрегаем и считаем, что радиосигнал от ИРНР распространяется вдоль прямой AD, параллельной оси ОХ до точки D на поверхности Луны, а после отражения от поверхности вдоль прямой DK (рис. 1). Точка D такова, что угол ADN, обозначенный на рис. 1 буквой α , (угол между нормалью к поверхности, проведенной из центра Луны к точке D, и направлением на ИРНР – угол падения) равен углу NDK (углу между той же нормалью и направлением на КА – угол отражения) согласно закону Френеля. Точка D считается центром области отражения радиоволн на поверхности Луны. Метод определения координат точки D в селенографической системе координат подробно рассмотрен в [3].

Отражение радиоволн от неоднородной поверхности обычно рассматривается в виде суммы двух компонент: диффузное рассеяние и квази-зеркальное отражение. На рис. 2 показана схема формирования отраженного сигнала: сигнал распространяется к Луне (на рисунке она обозначена цифрой I) от Земли (цифра – II). Заштрихованный участок на схеме соответствует части

поверхности участвующей в образовании диффузного рассеяния. Квази-зеркальное отражение радиоволн моделируется лучевой трубкой, на рис. 2 эта компонента показана серым цветом. Лучевая трубка ограничивает на поверхности область наиболее существенную для отражения, на рис. 2 этот участок поверхности окрашен в черный цвет. Согласно [4], область отражения представляет собой участок эллиптической формы, размер этого эллиптического участка оценивается по приближенным соотношениям: $\Delta y \approx k (s\lambda)^{1/2} \cos^{-1} \eta$, $\Delta x \approx k (s\lambda)^{1/2}$, где Δy – линейные размеры участка вдоль касательной к точке D в плоскости β , а Δx – в перпендикулярном направлении, λ – длина волны для монохромного сигнала. Так как сигнал ИРНР – ЛЧМ, то для расчетов используется наибольшее значение равное 154 МГц. Коэффициент k задает количество зон Френеля, учитываемых при оценке зоны отражения. Обычно считают k равным 3-4 [4], но и на практике и при математическом моделировании эта величина берется значительно больше [5]. Вывод формул для определения координат точек поверхности, ограничивающих участок отражения, приведен в [6].

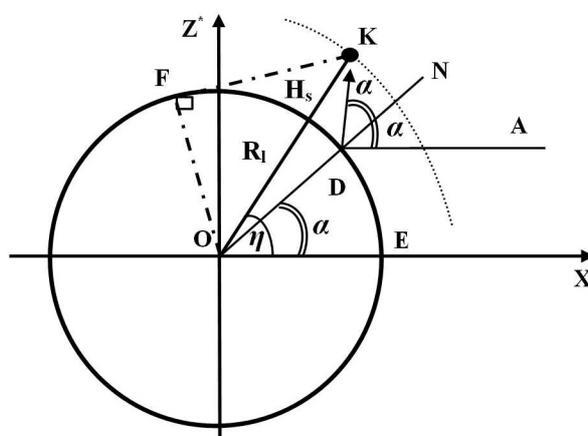


Рис. 1. Прямоугольная система координат плоскости β .

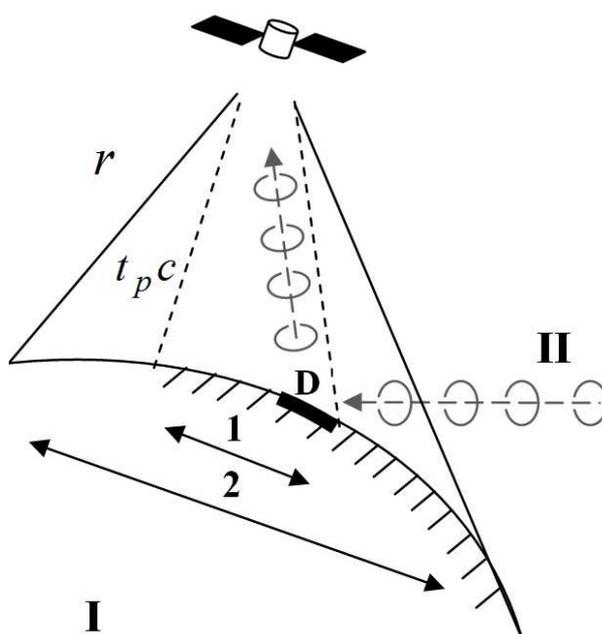


Рис. 2. Отражение радиосигнала во время проведения бистатической локации Луны.

«Зона видимости радара» - это часть поверхности, от которой может быть принят отраженный сигнал за время работы в пассивном режиме орбитального радара. Если время не огра-

ничено, «Зона видимости радара» и зона оптической видимости совпадают. На рис. 2 такая ситуация выделена стрелкой № 2 и расстояние r от космического аппарата до горизонта равно $r = \sqrt{2R_l^2 + 2R_l H_s + H_s^2}$. Величина r зависит только от высоты аппарата (на рис. 2 эта образующая соответствует сплошной прямой, обозначенной r). Если же время приема ограничено $t_p < r/c$, где c – скорость света, то линейные размеры зоны видимости уменьшаются: расстояние до максимально удаленных точек поверхности становится равным $t_p c$. На рис. 2 образующая такого конуса, ограничивающего зону видимости, показана штриховой прямой и стрелкой № 1. В этом случае время работы радара рассчитывается по формуле $t_p = c^{-1}R$, где $R = \sqrt{(R_l + H_s)^2 + (R_l)^2 - 2(R_l + H_s)R_l \cos(\psi)}$, а $\psi = \eta - \alpha + k(s\lambda)^{1/2} / 2R_l \cos \eta$. В этой формуле – данные о диаметре Луны R_l , высоте H_s , долготе φ_s , широте θ_s КА и λ – длине волны центральной частоты рабочего диапазона наземного радара, и при этом $\cos \eta = \cos \theta_s \cos \varphi_s$, угол α численно определяется из уравнения $(R_l + H_s) \sin(2\alpha - \eta) = R_l \sin(\alpha)$. Измерения будут оптимальными, если орбитальным радаром выполняется прием всей квази-зеркальной компоненты отраженного радиосигнала ИРНР, а его диффузная составляющая регистрируется как можно меньше, при этом время работы радара в средних широтах Луны будет значительно отличаться от необходимого времени в приполярных областях как и объемы полезной информации.

Выводы

Численное моделирование показало, что при бистатической локации Луны расстояние от района, формирующего отраженный радиосигнал земного радара, подлокаторной точки может составлять до 500 км, что затрудняет регистрацию района отражения фото и видеоаппаратурой. Следовательно, для планирования экспериментов и интерпретации результатов измерений требуется привлечение 3-D модели поверхности Луны и умение визуализировать процесс бистатической локации Луны на основе численного моделирования. Кроме того, численное моделирование экспериментов на стадии изготовления приборов позволяет выбрать для аппаратуры оптимальные параметры и циклограмму работы, запланировать мероприятия, повышающие эффективность загрузки передающего тракта космического аппарата.

Благодарности

Работа выполнена при частичной поддержке Программы № 12 фундаментальных исследований Президиума Российской академии наук «Вопросы происхождения и эволюции вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований».

Список литературы

1. Smirnov V.M., Yushkova O.V., Marchuk V.N., et al. Luna_Glob Project: Radio Sounding of the Lunar Soil// Journal of Communications Technology and Electronics. 2013. – Vol. 58. – P. 911–918.
2. Yushkova O.V., Gavrik A.L., Marchuk V.N., et al. Bistatic Radar Detection in the Luna-Resurs Mission // Solar System Research. 2018. – Vol. 52. – P. 287–300.
3. Юшкова О.В., Рудаменко Р.А., Юшков В.В., Тертышников А.В. Определение координат центра области отражения при бистатической радиолокации Луны// Журнал радиоэлектроники. 2018. – № 7. <http://jre.cplire.ru/jre/jul18/2/text.pdf>.
4. Feinberg E.L. Propagation of radio waves along the earth's surface. – М.: Publishing house of USSR Academy of Sciences, 1961, – 496 с.
5. Smirnov V.M., Yushkova O.V., Karachevtseva I.P., Nadezhdina I.E. The influence of relief on formation of reflected signals of subsurface sounding radar// Solar System Research. 2014. – Vol. 48, № 3. – С. 176-181.
6. Юшкова О.В., Рудаменко Р.А., Юшков В.В. О локализации области отражения при бистатической радиолокации Луны// Журнал радиоэлектроники. 2018. – № 11. <http://jre.cplire.ru/jre/nov18/10/text.pdf>

Том II, с. 477 – 480

УДК: 523.34-83

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГРУНТА ЛУНЫ

В. В. Юшков^{1,2}, И. Н. Кибардина¹, О. В. Юшкова¹

¹ *Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал,
141190, Фрязино, пл. Введенского, 1
E-mail: o.v.y@mail.ru*

² *МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, г. Москва, Ленинские горы
E-mail: iushkov@physics.msu.ru*

Аннотация. В работе изложена техника построения электрофизической модели верхнего слоя грунта Луны. В основу модели заложены анализ результатов лабораторных измерений диэлектрических характеристик доставленных на Землю образцов пород лунного грунта и основные аспекты теории диэлектриков. При моделировании учитывается зависимость диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь слоя грунта от его плотности и температуры, а также от частоты приложенного электромагнитного поля. Так как многие тела Солнечной системы имеют схожий с Луной процесс формирования верхнего слоя, полученные результаты могут быть полезны при планировании радиолокационных экспериментов будущих миссий.

Ключевые слова: Луна; реголит; коренные породы; диэлектрическая проницаемость; электрофизическая модель; грунт

MODELING OF ELECTROPHYSICAL PROPERTIES OF THE MOON GROUND

V. V. Yushkov, I. N. Kibardina, O. V. Yushkova

Abstract. The paper presents a technique for constructing an electrophysical model of the upper layer of the the Moon soil. The model is based on the analysis of the results of laboratory measurements of the dielectric characteristics of samples of rocks of the lunar soil delivered to Earth and the main aspects of the theory of dielectrics. The simulation takes into account the dependence of the dielectric constant and the tangent of the loss angle of the soil layer on its density and temperature, as well as on the frequency of the applied electromagnetic field. Since many bodies of the Solar System have a process similar to the Moon for the formation of the upper layer, the results can be useful in planning radar experiments for future missions.

Keywords: the Moon; modeling; regolith; bedrock; dielectric constant; electrophysical model; soil

Введение

Российская лунная программа предусматривает запуск в 2019–2024 годах к Луне пяти автоматических станций. Среди экспериментов, направленных на исследование строения и состава верхнего слоя грунта планируется проведение моно и бистатической радиолокации с орбитального модуля «Луна 26», каротажное зондирование на посадочном модуле «Луна 27», георадарные измерения на «Луна 28». В основе экспериментов лежит способность электромагнитных волн менять параметры при взаимодействии со средой. По разнице между параметрами исходной волны и электромагнитной волны после взаимодействия с грунтом восстанавливаются его электромагнитные характеристики, определяется наличие внутренних неоднородностей и глубина их залегания. Для прогноза результатов измерений и выбора оптимальных характеристик приборов необходимо проведение численного моделирования экспериментов. Ключевым элементом в численном моделировании таких экспериментов является электрофизическая модель верхнего покрова Луны.

Цель работы

В данной работе рассмотрена методика моделирования электрофизических свойств грунта Луны на основе теории диэлектриков, учитывающая суточное изменение температуры на поверхности и в верхнем слое грунта.

Информация база для моделирования электрофизических свойств грунта Луны

Возвратными космическими аппаратами «Apollo» и «Луна» на Землю доставлены образцы различных пород лунного грунта. На Земле, в лабораторных условиях были исследованы их физические свойства и химический состав. Результаты измерений и описание районов сбора образцов приведены в [1–3]. Наряду с прочими исследовались и диэлектрические параметры пород. Цели проведенных измерений были разные: в одних работах исследовалось изменение ϵ' и $tg\delta$ для разных частот при комнатной температуре и нормальном давлении, в других для одной частоты, но при меняющейся температуре, давлении и т.д. Большинство исследований проведено на частоте 450 МГц, в небольшой серии работ рассмотрен частотный диапазон от 0.1 до 10 МГц и единичные измерения выполнены на частоте 9.375 ГГц. В целом было показано, что грунт Луны является диэлектриком [1, 4, 5]. В земных условиях аналогичными свойствами обладают неорганические твердые неполярные алюмосиликатные диэлектрики ионной структуры с неплотной упаковкой ионов.

Диэлектрические свойства диэлектрика зависят как от химического состава, так и от внешних условий, в частности, от частоты приложенного электромагнитного поля и от температуры. Зависимость электрофизических характеристик лунных пород от частоты сигнала подробно рассмотрено в [6]. Так как Луна не обладает атмосферой, в течение дня изменения температуры могут быть значительны. Оценить физическую температуру на поверхности Луны можно двумя способами. Во-первых, измерить непосредственно, как это было сделано в миссиях «Apollo 15, 17». Затем, с учетом натуральных измерений построить теоретическую модель, описывающую зависимость суточного хода температуры от координат и зенитного угла Солнца [1]. Второй способ – дистанционный: с помощью радиометра, можно измерить радиояркостную температуру. Затем разработать методику пересчета радиояркостной температуры в физическую [7, 8]. Считается, что температура на поверхности оценена адекватно, если результаты расчета обеих моделей совпадают.

Радиояркостная температура измерялась в 2007 г с КА «Chang 1», на котором был установлен пассивный микроволновый радиометр MRM с четырьмя частотными каналами, 3, 7.8, 19.35 и 37 ГГц и в 2009 г. На борту КА LRO был установлен прибор DLRE (The Diviner Lunar Radiometer Experiment). Это 9 каналный радиометр, работающий в диапазоне длин волн от 7,6 до 400 мкм. Малый угол диаграммы направленности радиометра и низкая орбита LRO (50 км) обеспечивают высокое пространственное разрешение измерений (~ 200 м) и позволяют построить детальную карту суточного хода радиояркостной температуры на поверхности Луны. Анализ результатов натуральных измерений и их сравнение с контактными измерениями, проведенными на поверхности Луны посадочной миссией «Apollo 15» позволили построить функцию вариации суточной температуры в зависимости от зенитного угла Солнца для разных широт. На основе этих данных была построена зависимость изменения температуры в верхнем слое грунта Луны [9]. Оказалось, что малая плотность реголита обуславливает его высокие теплоизоляционные свойства и поэтому суточные вариации температуры затрагивают слой всего около 1 м (рис. 1). На рис. 1 по горизонтальной оси отмечена глубина в метрах, по вертикальной – температура в градусах Кельвина. Линия 1 соответствует температуре на поверхности равной 380 К, линия 2 – 300 К, 3 – 230 К, 4 – 150 К, 5 – 80 К. Температура грунта ниже слоя толщиной 1 м – постоянна и считается равной 230 К.

Моделирование электрофизических свойств грунта Луны

При моделировании распределения по глубинам электрофизических характеристик грунта Луны были заложены следующие условия:

1. Слой реголита, лежит на однородной коренной породе;

2. Плотность реголита меняется по глубине по формуле $\rho(z) = \rho_0 + n \ln(z + 1)$, плотность коренного грунта равна $2,1 \text{ г/см}^3$;
3. Температура на поверхности и меняется согласно положениям работ [7, 8];
4. Температура верхнего слоя зависит от температуры на поверхности и меняется по глубине в соответствии рис. 1. Толщина слоя, подверженного суточным изменениям, оценивается в 1,2 м;
5. Комплексная диэлектрическая проницаемость коренной породы и реголита связаны с частотой радиоволны, температурой и плотностью грунта соотношениями, подробно описанными в [6].

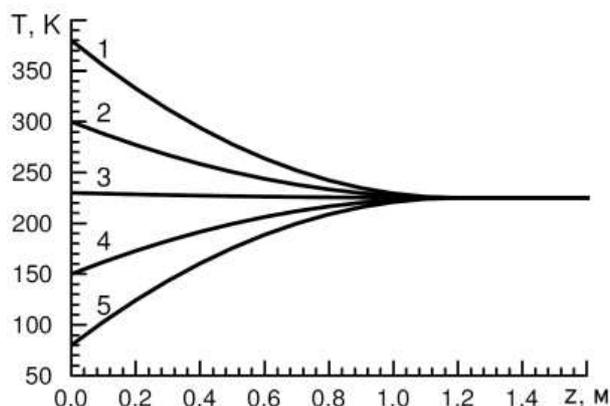


Рис. 1. Изменение температуры в слое реголита в зависимости от температуры на поверхности.

На рис. 2 приведены глубинные профили действительной части диэлектрической проницаемости верхнего слоя реголита толщиной 1 м для разного времени суток и частот взаимодействующего с грунтом электромагнитного поля. По горизонтальной оси графика отмечена глубина в м, по вертикальной — безразмерная величина ε' . Линия 1 соответствует температуре на поверхности равной 380 К, линия 2 — 300 К, 3 — 230 К, 4 — 150 К, 5 — 80 К. График А построен для частоты 10^6 Гц , Б — 10^9 Гц .

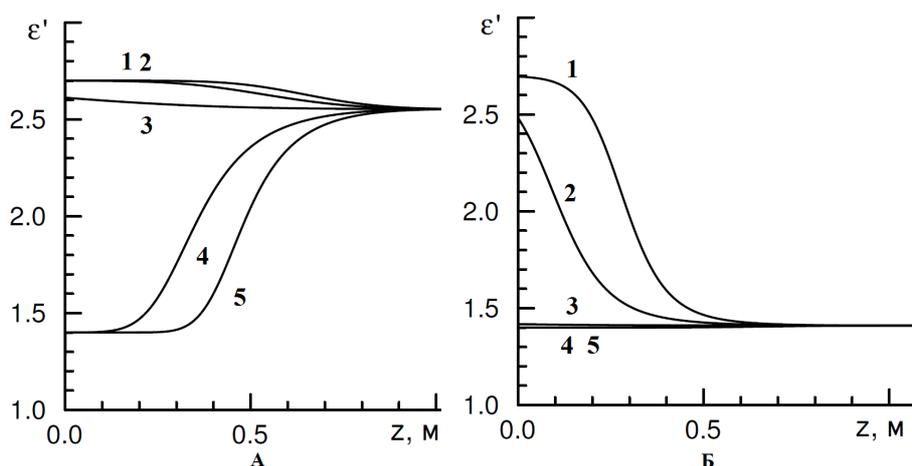


Рис. 2. Глубинные профили действительной части диэлектрической проницаемости верхнего слоя грунта: 1 — для температуры на поверхности 380К, 2 для 300К, 3 — 230К, 4 — 150К, 5 — 80К; график А — частота 10^6 Гц , Б — 10^9 Гц .

На рис. 3 приведены глубинные профили ε'' мнимой части диэлектрической проницаемости верхнего слоя реголита для разного времени суток, и следовательно разной температуре на поверхности, и частот взаимодействующего с грунтом электромагнитного поля. По горизонтальной оси графика отмечена глубина в м, по вертикальной — безразмерная величина ε'' . Линия 1 соответствует температуре на поверхности равной 380К, линия 2 — 300К, 3 — 230К, 4 — 150К, 5 — 80К. График А построен для частоты 10^6 Гц , Б — для 10^9 Гц .

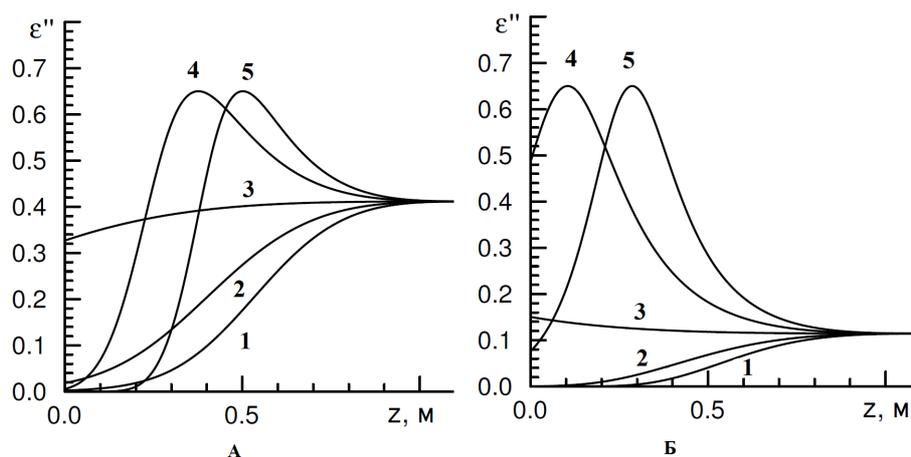


Рис. 3. Глубинные профили мнимой части диэлектрической проницаемости верхнего слоя грунта: 1 – для температуры на поверхности 380К, 2 для 300К, 3 – 230К, 4 – 150К, 5 – 80К; график А – для частоты 10^6 Гц, Б - 10^9 Гц.

Заключение

В работе изложена методика построения электрофизической модели верхнего слоя грунта Луны. Модель построена по результатам анализа работ [1–9] и учитывает зависимость диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь от плотности и температуры грунта, а также от частоты радиоволны. Так как многие тела Солнечной системы имеют схожий с Луной процесс формирования верхнего слоя, полученные результаты могут быть полезны при планировании радиолокационных экспериментов будущих миссий.

Благодарности

Работа выполнена в рамках государственного задания.

Список литературы

1. Heiken G., Vaniman D., French B.M. Lunar Sourcebook: A User's Guide to the Moon. – Cambridge University Press, 1991. – 736 p.
2. Черкасов И.И. Шварев В.В. Грунт Луны. М.: Наука, 1975. – 144с.
3. Барсуков В.Л. Грунт из материкового района Луны. / Ред. В.Л. Барсуков, Ю.А. Сурков. М.: Наука, 1979. – 708 с.
4. Olhoeft G.R., Strangway D.W. Dielectric properties of the first 100 meters of the Moon // Earth and Planetary Science Letters 1975. V. 24. P. 394–404.
5. Ржевский В.В., Шварев В.В., Силин А.А. и др. Исследование физических свойств грунта «Луны-20» и его земных аналогов // Космические исследования. – 1976. – Т.XIV. В.2, С.187–292.
6. Юшкова О.В., Кибардина И.Н., Диэлектрические свойства верхнего покрова Луны // Астрономический вестник.– 2017. – V. 2. – С. 136–141.
7. Vasavada, A.R., Paige D.A. and Wood S.E. Near-surface temperatures on Mercury and the Moon and the stability of polar ice deposits // Icarus. – 1999. 141:179–193 (http://www.gps.caltech.edu/classes/ge151/references/vasavada_et_al_1999.pdf)
8. Li Y., Wang Z.Z., Jiang J.S. Simulations on the influence of lunar surface temperature profiles on CE-1 lunar microwave sounder brightness temperature// Sci. China Earth Sci. – 2010. 53: - P. 1379–1391, doi: 10.1007/s11430-010-4021-0
9. Маров М.Я., Колесниченко А.В., Мануйлов К.К., Осипов В.П. Эксперимент «ТЕРМОФОб»: Прямые исследования теплофизических свойств грунта Фобоса // Астрономический вестник. – 2010. – Т. 44.(5). – С.393–402.

Том I, с. 481–484
УДК: 537.87

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОРОТКИХ ВОЛН ВДОЛЬ ЛУЧЕВЫХ ТРАЕКТОРИЙ В ИОНОСФЕРЕ

В. Е. Захаров, К. В. Татарина

*Балтийский федеральный университет имени И. Канта,
236041, Калининград, ул. А. Невского, 14
E-mail: VEZakharov@kantiana.ru*

Аннотация. Проведены численные эксперименты по исследованию изменения вектора поляризации нормальных волн вдоль лучевых траекторий. На первом этапе проведения исследования рассчитываются лучевые траектории в трехмерно неоднородной анизотропной ионосфере. На втором этапе находятся компоненты вектора поляризации в локальном приближении. Исследуется проявление неоднородной структуры нормальных волн в поляризации. Исследуется изменение поляризационной структуры волн в зависимости от угла между направлением геомагнитного поля и лучевым вектором. Численные расчеты проведены в зависимости от положения передатчика, частоты и направления излучения, а также от геофизических условий.

INVESTIGATION OF THE POLARIZATION CHARACTERISTICS CHANGE WHILE HF WAVES PROPAGATE ALONG THE RAY PATHS IN THE IONOSPHERE

V. E. Zakharov, K. V. Tatarinova

Abstract. The numerical experiments are performed to investigate the change of the polarization vector of normal waves propagating in the ionosphere. The ionospheric plasma is considered to be non-uniform in three dimensions and anisotropic. First, the ray trajectories of normal HF waves are calculated. Then, the change of polarization structure is investigated along the ray trajectories. It is considered how much the non-uniform structure of waves influences the polarization structure. It is also investigated how much the polarization structure of wave depends on the angle between the ray vector and direction of geomagnetic field. Numerical calculations are done for different geophysical conditions, location of transmitter, direction of emission, and frequency of wave.

Введение

В методе геометрической оптики вектор поляризации волны определяется локально в каждой точке наблюдения на лучевой траектории [1]. Локальное приближение означает, что для определения вектора поляризации волны в каждой точке наблюдения используются уравнения однородной плазмы с параметрами среды в той же точке.

Действие комплекса геофизических факторов на поляризационные характеристики волны может быть разнонаправленным и проявляться в разной степени в зависимости от выбора радиотрассы и частоты излучения. Посредством численных расчетов выясняется, действие каких из этих факторов является определяющим в конкретных геофизических условиях.

Актуально решение прикладных задач краткосрочного прогноза условий радиосвязи, зондирования ионосферы, и теоретической интерпретации результатов экспериментальных измерений характеристик коротковолновых сигналов. Решение таких задач посредством моделирования требует применения адекватных моделей описания среды распространения радиоволн. Радиотрассы

коротких волн могут иметь большую длину – сотни и тысячи километров. Возможно даже кругосветное распространение сигналов коротких волн в ионосфере. Адекватная модель среды распространения обязана быть глобальной, а не локальной. Модель среды должна учитывать трехмерную неоднородность и анизотропию в зависимости от геофизических условий. Простейшие однослойные или многослойные модели с заданными геометрическими и физическими параметрами лишь локально имитируют состояние среды и поэтому непригодны для решения указанных выше прикладных задач.

В [2] проведен анализ результатов моделирования распространения коротких волн в ионосфере и экспериментальных данных. Рассмотрено применение радиотомографии для восстановления трехмерной картины распределения параметров ионосферы. В [3] на основе экспериментальных данных по радиоприему сигналов ионосферного распространения коротких волн на длинных и сверхдлинных трассах провели анализ их спектрального состава.

Применение метода геометрической оптики для описания распространения электромагнитных волн в слабо неоднородных средах проводится в два этапа. Первый этап связан с интегрированием лучевых уравнений и реализован в большом числе работ. Так, анализ экспериментальных данных вертикального и наклонного радиозондирования ионосферы в [4] применен к сверхкраткосрочному прогнозу прохождения радиоволн. Диагностика неоднородной структуры ионосферы по данным спутникового радиозондирования ионосферы проведена в [5]. Актуально исследование влияния ионосферных возмущений на формирование траекторий и поглощения ионосферных волн. В [6] численно моделировали траектории и поглощение коротких волн в ионосфере в условиях магнитной бури.

На втором этапе применения метода геометрической оптики находят полевые характеристики вдоль лучевых траекторий. Расширенная система характеристических уравнений позволяет в процессе построения каждой лучевой траектории вычислять якобиан преобразования от лучевых координат к географическим координатам луча [7]. Уравнения бихарактеристик получаются дифференцированием исходных лучевых уравнений по географическим координатам луча. Вычисление якобиана позволяет выразить собственную расходимость лучей. Показано, что обобщенный множитель ослабления амплитуды волны может быть факторизован для учета и других эффектов, таких как поглощение и влияние поляризации волны.

Целью исследования является численное моделирование и анализ изменения вектора поляризации вдоль лучевых траекторий нормальных волн в ионосфере в зависимости от геофизических условий, частоты, угловых характеристик, и координат источника излучения.

Постановка задачи

Среда распространения радиоволн описывается экспериментальными моделями IRI-2012 [8] и нейтральной атмосферы MSIS-86 [9], Нижняя граница ионосферы задана на высоте $h = 60$ км над поверхностью Земли. Анизотропия плазмы ионосферы обусловлена геомагнитным полем. Геомагнитное поле задано в дипольном приближении. Учтены эффекты мирового времени, связанные с несовпадением геомагнитного полюса с географическим как в северном, так и в южном полушарии. На первом этапе проводится моделирование лучевых траекторий нормальных волн КВ-диапазона в ионосфере на основе численного алгоритма [10], а на втором этапе рассчитывается изменение вектора поляризации каждой нормальной моды вдоль соответствующей лучевой траектории. Следуя [1] выразим напряженность электрического E и магнитного H поля выделенной нормальной моды как

$$E = \Phi f, H = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \mathbf{p} \times E,$$

где Φ и f – комплексные амплитуда и вектор поляризации поля волны, \mathbf{p} – импульс, ε_0 и μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемость вакуума, соответственно.

Используя условие нормировки

$$f f^* = 1,$$

где знак «*» означает операцию комплексного сопряжения, найдем $|E|^2 = |\Phi|^2$,

Компоненты вектора поляризации f в каждой точке наблюдения в ионосфере удовлетворяют системе однородных уравнений

$$(p^2 \delta_{im} - p_i p_m - \varepsilon_{im}) f_m = 0, i = 1, 2, 3.$$

где по дважды встречающемуся индексу m подразумевается суммирование, ε_{im} — компоненты тензора комплексной относительной диэлектрической проницаемости плазмы ионосферы [11], $m = 1, 2, 3$, и δ_{im} — символ Кронекера.

Точки наблюдения совпадают с узлами координатной сетки на каждом луче. Тензор ε диэлектрической проницаемости плазмы выражен в каждой такой точке в локальной декартовой системе координат, где ось z направлена вдоль вектора импульса p , а ось y расположена в плоскости векторов p и индукции геомагнитного поля B . В той же локальной системе координат выражен и вектор поляризации f .

На рис. 1 представлены результаты расчетов характеристик вектора поляризации для обыкновенной волны на частоте 15 МГц. Расчеты проведены для условий солнцестояния при высокой солнечной активности ($F_{10,7}=150$). Номер дня в году задан $N=172$. Момент мирового времени $UT = 16,65$ час. Географические координаты передатчика на поверхности Земли — широта $\varphi=15^\circ$, и долгота $\lambda = 90^\circ$. Заданы угол места $\beta=30^\circ$, и азимут $\gamma = 90^\circ$ излучения передатчика.

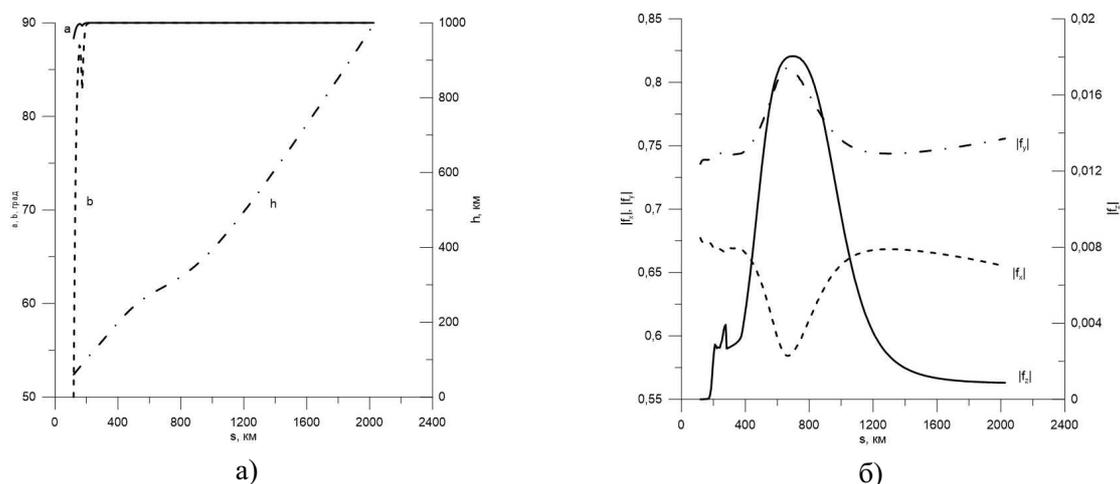


Рис. 1. Характеристики вектора поляризации для обыкновенной волны на частоте 15 МГц; а — лучевая траектория в координатах высота h — длина s луча; б — сдвиги по фазе между проекциями вектора поляризации: $a = \arg(f_y) - \arg(f_x)$, $u b = \arg(f_z) - \arg(f_x)$.

На рис. 1а траектория луча проходит сквозь ионосферу — точка поворота луча не достигается. Основными по величине проекциями на рис. 1б являются проекции f_y и f_x . Проекция f_z растет по величине по мере погружения вглубь ионосферы и обусловлена неоднородной структурой волны. При погружении вглубь ионосферы эксцентриситет эллипса поляризации растет в связи с ростом f_y и падением f_x .

Рис. 2, в отличие от рис. 1, построен для частоты 5 МГц. Траектория луча на рис. 1 не достигает точки перехода через поперечный режим распространения волны по отношению к направлению геомагнитного поля. На рис. 2 переход через поперечный режим достигается в окрестности точки поворота луча. Из теории плазмы известно, что при поперечном режиме обыкновенная волна превращается в однородную волну линейной поляризации [11]. В численных расчетах рис. 2 отражает этот результат приближенно.

Расчеты поляризационных характеристик проводились также и для необыкновенной волны. При погружении вглубь ионосферы эксцентриситет эллипса поляризации необыкновенной волны так же растет, как и у обыкновенной волны. Однако теперь убывает f_y и растет f_x . В точке перехода через поперечный режим распространения необыкновенная волна остается эллиптически поляризованной и неоднородной [11]. В окрестности точки перехода через режим попереч-

ного распространения, при приближении к точке перехода, эксцентриситет эллипса поляризации уменьшается.

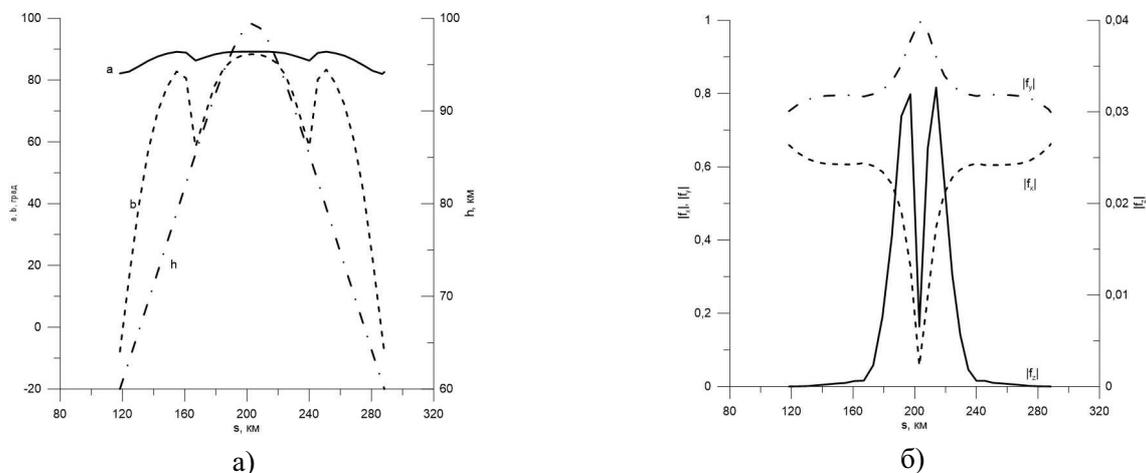


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для частоты 5 МГц.

Список литературы

1. Кравцов, Ю. А. Геометрическая оптика неоднородных сред / Ю. А. Кравцов, Ю. И. Орлов – М.: Наука, 1980. 304 с.
2. Лукин Д. С., Палкин Е. А., Ипатов Е. Б., Крюковский А. С., Растягаев Д. В. Развитие математического моделирования распространения радиоволн в ионосфере земли на основе волновой теории катастроф и канонического оператора Маслова // Сборник докладов XXV Всероссийской открытой научной конференции «Распространение радиоволн», г. Томск, 4 – 9 июля 2016 г. Т. 1 С. 40–50.
3. Кащеев С.Б., Колосков А.В., Зализовский А.В., Галушко В.Г., Пикублик И.И., Ямпольский Ю.М., Куркин В.И., Литовкин Г.И., Орлов А.И., Петько П.В. Экспериментальные исследования спектральных характеристик КВ сигналов на дальних и сверхдальних трассах // Радиопизика и радиоастрономия. 2009. Т. 14. № 1. С. 12–26.
4. Крашенинников И. В. Эффективность прогнозирования прохождения радиоволн в ионосфере на основе ионосферной модели IRI-2001 / И. В. Крашенинников, И. Б. Егоров, Н. М. Павлова // Геомагнетизм и аэрномия. – 2008. – Т. 48. – № 4. – С. 526–533.
5. Карпачев А.Т., Жбанков Г.А., Телегин В.А. Удаленные земные отражения на ионограммах ИСЗ «Интеркосмос-19» // Геомагнетизм и аэрномия. 2016. Т.56, № 1. С. 69 – 76.
6. Котова Д.С., Клименко М.В., Клименко В.В., Захаров В.Е. Влияние геомагнитной бури 26–30 сентября 2011 г. на ионосферу и распространение кв-радиоволн. II. Распространение радиоволн // Геомагнетизм и аэрномия. 2017. Т. 57. № 3. С. 1–14.
7. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Кирьянова К.С. Метод расширенной бихарактеристической системы при моделировании распространения радиоволн в ионосферной плазме // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57. № 9. С. 1028 – 1034.
8. Bilitza, D. The International Reference Ionosphere 2012 – a model of international collaboration / D. Bilitza, D. Altadill, Y. Zhang et al. // Journal of Space Weather and Space Climate. - 2014. - V. 4. - A07.
9. Hedin A.E. Extension of the MSIS thermospheric model into the middle and lower atmosphere // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. A1. P. 1159-1172.
10. Захаров В.Е., Черняк А.А. Численная модель распространения радиотрасс коротких радиоволн в ионосфере // Вестник РГУ им. И. Канга. – 2007. – Выпуск 3. – Серия «Физико-математические науки». – Изд-во РГУ им. И. Канга. С. 36–40.
11. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. М.: Наука, 1988. 528 с.

СЕКЦИЯ 9

Нелинейные волновые структуры
в комплексных сплошных средах,
включая атмосферу, гидросферу
и космическую плазму

Том II, с. 486–490

УДК: 530.1

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА УЕДИНЕННЫХ ВОЛНОВЫХ СТРУКТУР В КОМПЛЕКСНЫХ СПЛОШНЫХ СРЕДАХ

Е. С. Белашова¹, О. А. Харшиладзе², В. Ю. Белашов³

¹ Казанский национальный исследовательский технический университет
им. А. Н. Туполева (КНИТУ – КАИ), 420111, г. Казань, ул. К. Маркса, 10
E-mail: bel_lena@mail.ru

² Тбилисский государственный университет им. Ив. Джавахишвили,
Грузия, 380043, г. Тбилиси, ул. Университетская, 2
E-mail: oleg.kharshiladze@gmail.com

³ Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18
E-mail: vybelashov@yahoo.com

Аннотация. Представлены результаты моделирования эволюции и взаимодействия не одномерных солитонных структур, описываемых уравнениями нелинейной системы ВК: обобщенным уравнением КП и уравнением 3-GNLS. Показано, что столкновительное взаимодействие может иметь как упругий, так и неупругий характер с образованием N -солитонных структур. Результаты согласуются с ранее полученными аналитическими условиями устойчивости решений для уравнений системы ВК.

Ключевые слова: солитоны; система уравнений ВК; обобщенное уравнение КП; нелинейное уравнение Шредингера; численное моделирование; взаимодействие; столкновение

NONLINEAR DYNAMICS OF SOLITARY WAVE STRUCTURES IN COMPLEX CONTINUOUS MEDIA

E. S. Belashova, O. A. Kharshiladze, V. Yu. Belashov

Abstract. The results of simulation of evolution and interaction of the multidimensional soliton structures being described by the equations of nonlinear BK system, namely: generalized KP equation and 3-GNLS equation are presented. It is shown that the collision interaction can be elastic and non-elastic with the N -soliton structures' formation. The results are in conformity with the stability conditions obtained earlier analytically for the equations of the BK system.

Keywords: solitons; BK system; generalized KP equation; nonlinear Schrödinger equation; numerical simulation; interaction; collision

Введение. Основные уравнения

Система, описывающая динамику широкого класса не одномерных нелинейных волновых процессов в комплексных сплошных средах с дисперсией, известная как система Белашова-Карпмана (система ВК), записывается следующим образом [1]:

$$\partial_t u + \hat{A}(t, u)u = f, \quad f = \kappa \int_{-\infty}^x \Delta_{\perp} u dx, \quad \Delta_{\perp} = \partial_y^2 + \partial_z^2 \quad (1)$$

и, если дифференциальный оператор имеет вид $\hat{A}(t, u) = \alpha u \partial_x - \partial_x^2 (\nu - \beta \partial_x - \gamma \partial_x^3)$, представляет собой 3-мерное (3D) обобщенное уравнение Кадомцева-Петвиашвили (уравнение GKP) [1–3]

$$\partial_x (\partial_t u + \alpha u \partial_x u - \nu \partial_x^2 u + \beta \partial_x^3 u + \gamma \partial_x^5 u) = \kappa \Delta_{\perp} u, \quad \kappa = -c_0/2, \quad (2)$$

которое, в зависимости от физического смысла функции u и коэффициентов, описывает ионно-звуковые и быстрые магнитозвуковые (БМЗ) волны в плазме, нелинейные структуры типа ВГВ в верхней атмосфере (ионосфере), волны на поверхности «мелкой» жидкости и др. [1–4].

В случае, когда оператор в (1) имеет вид $\hat{A}(t, u) = i [\gamma |u|^2 - \beta \partial_x^2] + \alpha/2$, система (1) переходит в 3D обобщенное нелинейное уравнение Шредингера (уравнение 3-GNLS) [5]

$$\partial_t u + i \gamma |u|^2 u - i \beta \partial_x^2 u + (\alpha/2) u = \sigma \int_{-\infty}^x \Delta_{\perp} u \, dx + f', \quad (3)$$

где $\alpha, \beta, \gamma = \varphi(t, x, y, z)$, $f' = f'(t, x, y, z)$, которое описывает динамику огибающей модулированных нелинейных волн и импульсов (волновых пакетов) в средах с дисперсией и имеет многочисленные важные приложения [5]: в физике плазмы (распространение ленгмюровских волн в горячей плазме), нелинейной оптике (распространение световых импульсов в кристаллах, оптоволокне и плоских оптических волноводах) и гидродинамике (распространение гравитационных волн малой амплитуды на поверхности глубокой невязкой жидкости) и др.

В работах [1–3, 5, 6] было аналитически показано, что уравнения (2), (3) при $\nu, \alpha = 0$ могут иметь устойчивые 1D, 2D и 3D солитонные решения. Настоящая работа посвящена численному изучению динамики, главным образом, 2D и 1D (в силу наглядности) солитонных структур с целью подтверждения полученных нами ранее аналитических результатов.

Моделирование динамики солитонных структур

При моделировании использовались специально развитые в [1–3] для уравнений системы ВК высокоточные методы, основанные как на конечно-разностном, так и на спектральном подходе. В численных экспериментах изучались эволюция и столкновительные взаимодействия солитонных структур, описываемых уравнениями (2), (3), когда, согласно теории, при $\nu, \alpha = 0$ должны иметь место устойчивые решения. Представим ниже некоторые основные результаты.

В экспериментах в рамках модели GKP было установлено, что солитоны с гладкими (алгебраическими) асимптотиками, когда в (2) $\nu=0$ и $\gamma > 0, \beta \leq 0$ взаимодействуют тривиально, обмениваясь импульсами и энергией (рис. 1), вне зависимости от расстояния $\Delta r(0)$ между ними.

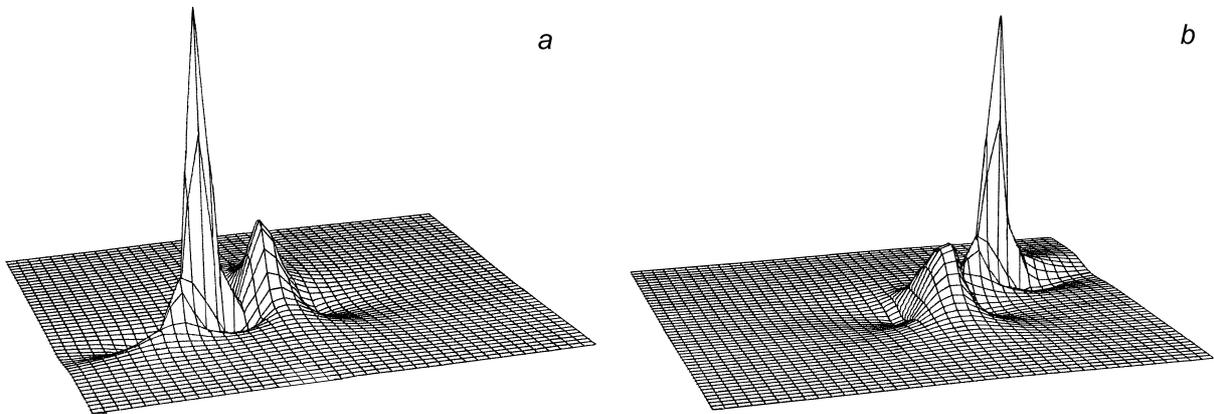


Рис. 1. Косое столкновение 2D солитонов с алгебраическими асимптотиками при $u_1(0)=12$, $u_2(0)=4$, $\Delta r(0)=3.3$: (a) $t=0$; (b) $t=0.7$.

Динамика же солитонов при $\gamma, \beta > 0$, имеющих осциллирующие асимптотики, нетривиальна и результат взаимодействия зависит от соотношения амплитуд начальных импульсов и Δr (Δx при движении вдоль оси x) в момент $t=0$. Из примера, представленного на рис. 2, можно видеть, что в случае существенно различающихся амплитуд $u_1(0)$ и $u_2(0)$ при относительно малом $\Delta x(0)$, взаимодействие импульсов имеет неупругий характер и, в результате, образуется один импульс с осцилляторной структурой хвостов, соответствующий 2D GKP-солитону.

Качественно аналогичные результаты были получены и при взаимодействии солитонов с близкими значениями амплитуд при $\Delta x(0) \leq u_{1,2}(0)$: в процессе эволюции также формируется осцилляторная структура и импульс, имеющий меньшую амплитуду, «поглощается» хвостом большего и образуется один солитон с $u_2(0) < u < u_1(0)$ и осциллирующими асимптотиками.

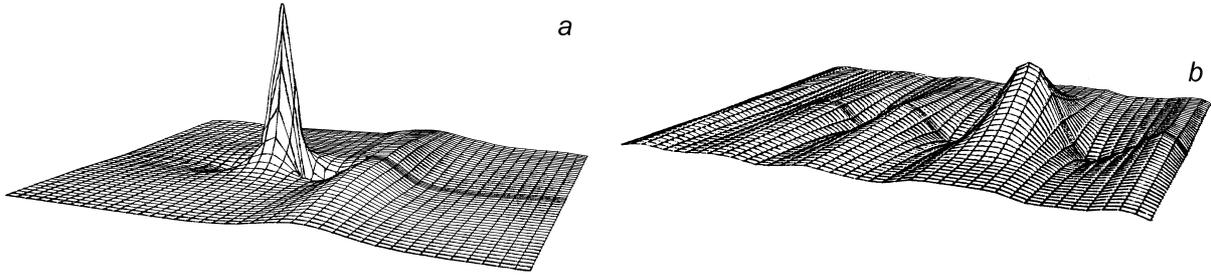


Рис. 2. Образование 2D солитона с осцилляторной структурой при взаимодействии начальных импульсов $u_1(0)=8$, $u_2(0)=1$ при $\Delta x(0)=4$: (a) $t=0$; (b) $t=0.8$.

Особый интерес представляют случаи, когда $\Delta x(0)$ больше характерных размеров взаимодействующих импульсов, а амплитуды близки. В этих случаях взаимодействие приводит к образованию связанного состояния и образуется солитонная структура с двумя максимумами и осциллирующими хвостами – 2D bi-солитон уравнения ГКР. Заметим, что возможность существования таких структур была впервые отмечена в [7], однако динамика их формирования и устойчивость были впервые исследованы в [2]. Здесь мы исследовали соответствие численных результатов аналитическим [2]. Приведенные на рис. 1–3 результаты соответствуют случаям, когда характеристики среды распространения удовлетворяют условиям устойчивости решений.

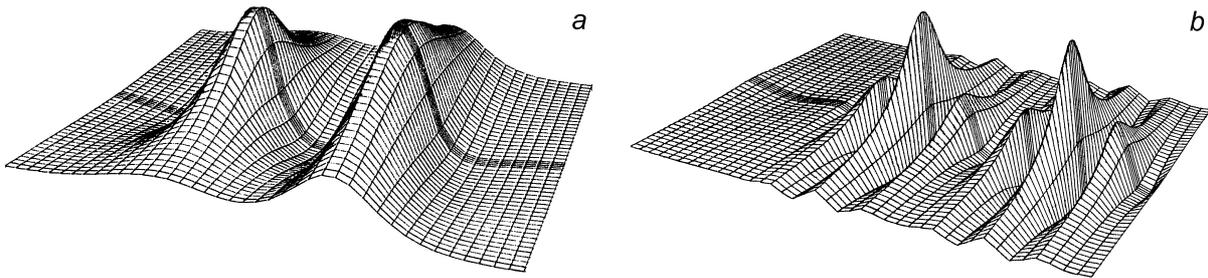


Рис. 3. Формирование 2D bi-солитона при $u_1(0)=1.35$, $u_2(0)=1.3$, $\Delta x(0)=6$: (a) $t=0$; (b) $t=0.9$.

В случаях, когда в уравнении ГКР $\nu > 0$ (эффекты диссипации значимы [2]), наряду с общим затуханием амплитуды волнового поля, отмечается изменение структуры 2D солитонов: наблюдается эффект удлинения солитонного «хвоста», уменьшение частоты осцилляций и гашение колебаний позади главного максимума, а также несимметричные изменения интегралов, соответствующих импульсу и энергии во фронтальной и задней «кавернах» (где $u < 0$) [1, 2].

Трехмерные задачи в рамках модели ГКР связаны, главным образом, с изучением динамики пучков БМЗ волн в замагниченной плазме. Они были подробно исследованы в наших работах [1, 3, 4, 6] и на них мы здесь останавливаться не будем.

Рассмотрим теперь основные результаты, полученные нами при моделировании эволюции и взаимодействия солитонных структур в рамках модели уравнения GNLS (3). Вопросы устойчивости GNLS-решений были аналитически исследованы в [5], здесь же целью являлась экспериментальная проверка этих результатов, когда среда нестационарна и неоднородна.

На рис. 4 представлен результат моделирования в простейшем 1D случае ($\sigma = 0$) при $\beta(t) = -0.5(1 + \sin 0.1\pi t)$, $\gamma = -1$ и отрицательной нелинейности, когда диссипацией и внешними воздействиями можно пренебречь ($\alpha, f' = 0$). Условие устойчивости решений (см. [5]) выполняется. Видно, что эволюция начального импульса огибающей $u(x, 0) = A \exp(-x^2/l)$, $A = \sqrt{|\beta/\gamma|}$ сопровождается его пульсациями со сдвигом импульса в направлении оси x . В случае, когда $\beta = 0.5$, $\gamma = -1 + 0.01 \sin 2\pi t$, наблюдаются более мощные устойчивые пульсации типа бризеров, без какого бы то ни было сдвига импульса (рис. 5). В обоих случаях реализуются режимы так называемой квазиустойчивой эволюции.

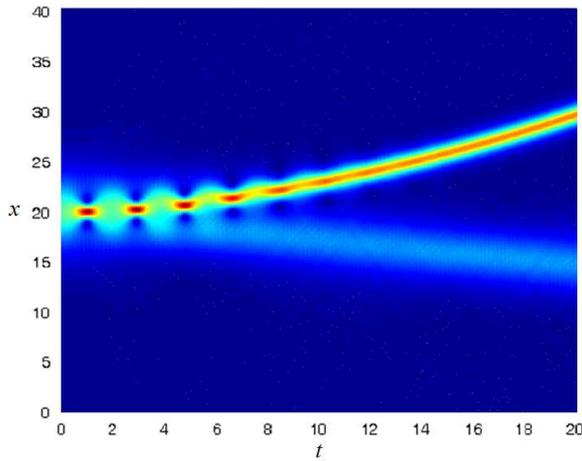


Рис. 4. Эволюция 1D гауссова импульса огибающей в нестационарной среде при $\beta(t) = -0.5(1 + \sin 0.1\pi t)$, $\gamma = -1$

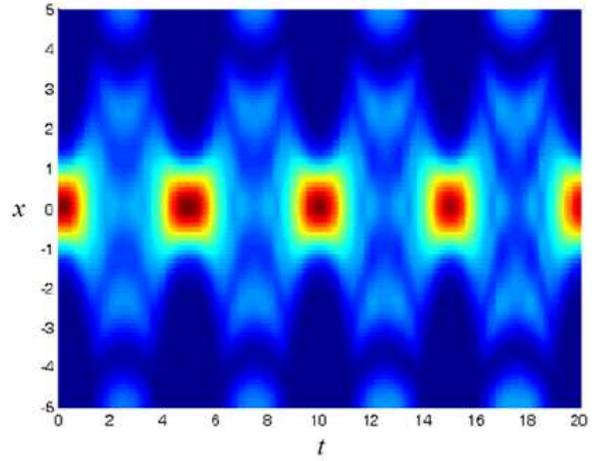


Рис. 5. Эволюция 1D гауссова импульса огибающей в нестационарной среде при $\beta = 0.5$, $\gamma = -1 + 0.01\sin 2\pi t$

На рис. 6 представлены результаты исследования взаимодействия двух импульсов GNLS в зависимости от начального расстояния между ними при слабой отрицательной нелинейности и отсутствии диссипации, когда условие устойчивости выполняется. Видно, что результат взаимодействия определяется величиной s при $t = 0$, и при уменьшении s можно наблюдать переход от устойчивого состояния к режиму устойчивых пульсаций типа бризеров.

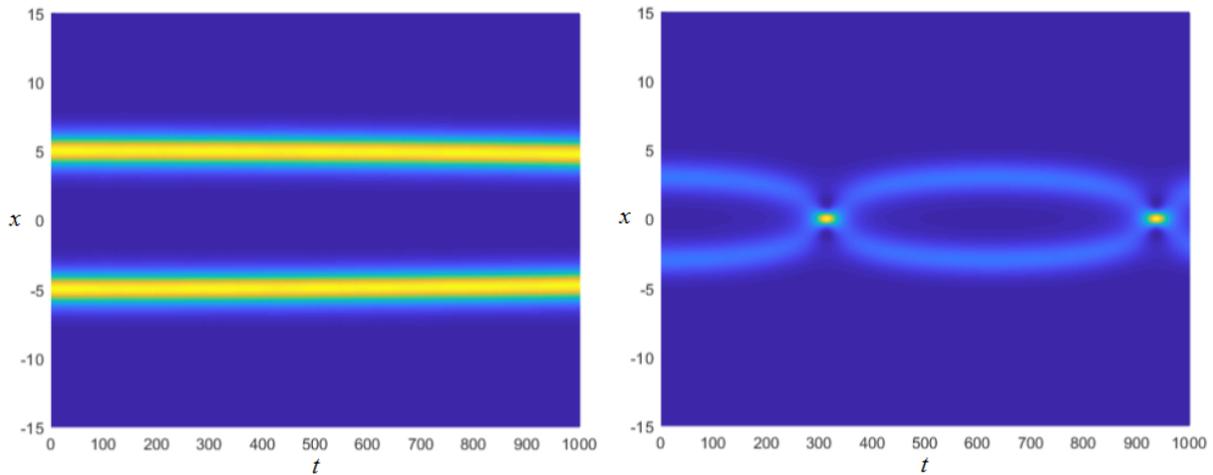


Рис. 6. Взаимодействие двух импульсов $u_0 = A[\text{sch}(x - s/2) + \text{sch}(x + s/2)]$ $A = \sqrt{|\beta/\gamma|}$ в стационарной среде с $\beta = 0.05$, $\gamma = -1$; $\alpha f' = 0$ при $s = 10, 5$.

Когда условие устойчивости [5] не выполняется, во всех случаях наблюдается рассеяние импульсов в процессе эволюции. Учет влияния диссипации ($\alpha > 0$ в уравнении GNLS), как и в случае уравнения GKP, приводит, наряду с общим затуханием амплитуды волнового поля, к изменению структуры солитонов с укручением передних фронтов и удлинением хвостов.

Заключение

В заключение, в работе мы численно исследовали динамику 1D и 2D солитонных структур, описываемую уравнениями GKP и GNLS системы ВК с целью подтверждения полученных ранее аналитически условий устойчивости для этих моделей. Результаты полностью подтвердили

аналитические выкладки [1–3, 5, 6] и могут быть полезны в исследованиях в таких областях, как физика плазмы, гидродинамика, физика верхней атмосферы и нелинейная оптика.

Благодарности

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров. Работа была поддержана Национальным научным фондом Грузии им. Шота Руставели (SRNF) (грант № FR17 252).

Список литературы

1. Belashov V. Yu., Vladimirov S. V. *Solitary Waves in Dispersive Complex Media. Theory, Simulation, Applications.* — Springer-Verlag, 2005. — 304 p.
2. Белашов В. Ю. Уравнение КП и его обобщения. Теория, Приложения. — Магадан: СВКНИИ ДВО РАН, 1997. — 162 с.
3. Белашов В. Ю., Белашова Е. С. Солитоны. Теория, моделирование, приложения. — Казань: РИЦ «Школа», 2016. — 273 с.
4. Belashov V. Yu. Nonlinear effects for FMS waves propagating in magnetized plasma // *Plasma Phys. Control. Fusion.* — 1994. — V. 36. — P. 1661–1669.
5. Belashov V. Yu., Kharshiladze O. A., Rogava J. Interaction of the multidimensional NLS solitons in non-uniform and nonstationary medium: modeling and stability problem // *J. Astrophys. Aerospace Tech.* — 2018. — V. 6. — P. 38.
6. Belashov V. Yu., Belashova E. S., Kharshiladze O. A. *Nonlinear Wave Structures of the Soliton and Vortex Types in Complex Continuous Media: Theory, Simulation, Applications. Lecture Notes of TICMI.* V. 18 / Ed. G. Jaiani. — Tbilisi: Tbilisi University Press, 2018. — 90 p.
7. Абрамян Л. А., Степанянц Ю. А. О структуре двумерных солитонов в средах с аномально малой дисперсией // *ЖЭТФ.* — 1985. — Т. 88. — С. 1616–1621.

Том II, с. 491–494

УДК: 530.1

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МНОГОМЕРНЫХ NLS-СОЛИТОНОВ В НЕОДНОРОДНОЙ И НЕСТАЦИОНАРНОЙ СРЕДЕ

В. Ю. Белашов¹, О. А. Харшиладзе², Дж. Л. Рогава²

¹ Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18
E-mail: vybelashov@yahoo.com

² Тбилисский государственный университет им. Ив. Джавахишвили,
Грузия, 380043, г. Тбилиси, ул. Университетская, 2
E-mail: oleg.kharshiladze@gmail.com

Аннотация. На основе аналитических и численных подходов изучается устойчивость и динамика взаимодействия неодномерных солитоноподобных решений обобщенного нелинейного уравнения Шредингера (GNLS), описывающего волны в плазме, оптоволокне и плоских оптических волноводах с учетом неоднородности и нестационарности среды распространения. Получены достаточные условия устойчивости 2-мерных и 3-мерных решений и показано, что даже в наиболее простом 1-мерном случае уравнение GNLS может иметь устойчивые и квазиустойчивые решения типа солитонов и бризеров, а также неустойчивые, рассеивающиеся со временем, решения. Полученные результаты могут быть полезны в многочисленных приложениях в физике плазмы, нелинейной оптике и многих других областях физики.

Ключевые слова: обобщенное нелинейное уравнение Шредингера; солитоны огибающей; бризеры; взаимодействие; многомерные солитоны; неоднородная среда; нестационарная среда; плазма; оптоволокно; оптические волноводы

INTERACTION OF MULTIDIMENSIONAL NLS-SOLITONS IN NONUNIFORM AND NONSTATIONARY MEDIUM

V. Yu. Belashov, O. A. Kharshiladze, J. L. Rogava

Abstract. On the basis of the analytical and numerical approaches the stability and dynamics of interaction of the multidimensional soliton-like solutions of the generalized nonlinear Schrödinger equation, which describes the waves in a plasma, fiber and planar optical waveguides, taking into account inhomogeneity and nonstationarity of propagation medium, is studied. The sufficient conditions of stability of the 2-dimensional and 3-dimensional solutions are obtained, and it is shown that even in the simplest 1-dimensional case the GNLS equation can have stable and quasi-stable solutions of the soliton and breather types and also unstable solutions which disperses with time. Obtained results can be useful in numerous applications in plasma physics, nonlinear optics and in many other fields of physics.

Keywords: generalized nonlinear Schrödinger equation; envelop solitons; breathers; interaction; multidimensional solitons; nonuniform medium; nonstationary medium; plasma; fiber; optical waveguides

Введение

Обобщенное 3-мерное (3D) нелинейное уравнение Шредингера (3-GNLS) [1] описывает динамику огибающей модулированных нелинейных волн и импульсов (волновых пакетов) в средах с дисперсией и имеет многочисленные важные приложения в физике плазмы (например, описывает распространение ленгмюровских волн в горячей плазме), нелинейной оптике (распространение световых импульсов в кристаллах, оптоволокне и плоских оптических волноводах), оно описывает, в частности такие явления, как турбулентность, волновой коллапс и оптическая самофокусировка. Уравнение используется и в других областях физики – таких, например, как теория сверхпроводимости и физика низких температур (в частности, обычное уравнение NLS есть упрощенная 1D форма уравнения Гинзбурга-Ландау, впервые введенного ими в 1950 г. при

описании сверхпроводимости), гравитационные волны малой амплитуды на поверхности глубокой невязкой жидкости и др. Отметим, что 3D уравнение 3-GNLS не является полностью интегрируемым, и его аналитические решения в общем случае не известны (за исключением, пожалуй, гладких решений типа уединенных волн). Однако, с использованием подходов, развитых в [2, 3] для других уравнений (GKP и 3-DNLS) системы ВК (Belashov-Karpmан), мы можем аналитически исследовать устойчивость возможных решений уравнения 3-GNLS, а динамику взаимодействия солитонов изучить численно. В настоящей работе и реализуется такой подход.

Уравнение 3-GNLS. Устойчивость решений

Если в системе ВК

$$\partial_t u + \hat{A}(t, u)u = f, \quad f = \sigma \int_{-\infty}^x \Delta_{\perp} u dx + f', \quad \Delta_{\perp} = \partial_y^2 + \partial_z^2 \quad (1)$$

дифференциальный оператор имеет вид $\hat{A}(t, u) = i [\gamma |u|^2 - \beta \partial_x^2] + \alpha/2$, мы имеем класс уравнений 3-GNLS:

$$\partial_t u + i \gamma |u|^2 u - i \beta \partial_x^2 u + (\alpha/2) u = \sigma \int_{-\infty}^x \Delta_{\perp} u dx + f', \quad (2)$$

где $\alpha, \beta, \gamma = \varphi(t, x, y, z)$, $f' = f'(t, x, y, z)$, и $(\alpha/2)u$ описывает диссипативные эффекты, а u есть огибающая волнового пакета (импульса). В гамильтоновой форме уравнение (2) с $\alpha = 0$ (уравнение 3-NLS) будет иметь вид:

$$\partial_t u = \partial_x (\delta \mathcal{H} / \delta u), \quad (3)$$

где $\mathcal{H} = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\gamma}{2} |u|^4 + \beta u u^* \partial_x \varphi + \frac{1}{2} \sigma (\nabla_{\perp} \partial_x w)^2 \right] dr$, $\partial_x^2 w = u$, $\varphi = \arg(u)$.

Используя метод, подробно изложенный в [2], исследуем устойчивость 2D и 3D решений уравнения (2). При этом, задача для уравнения (3) формулируется в виде вариационного уравнения $\delta(\mathcal{H} + v P_x) = 0$, $P_x = \frac{1}{2} \int u^2 dr$, смысл которого состоит в том, что все финитные решения уравнения (3) есть стационарные точки гамильтониана \mathcal{H} при фиксированном значении проекции импульса P_x . В соответствии с теоремой Ляпунова об устойчивости, в динамической системе точки, которые соответствуют минимуму или максимуму гамильтониана \mathcal{H} являются абсолютно устойчивыми. Если же экстремум локальный, то ему будут соответствовать локально устойчивые решения.

Рассмотрим деформации \mathcal{H} , сохраняющие проекцию импульса P_x :

$$u(x, r_{\perp}) \rightarrow \zeta^{-1/2} \eta^{-1} u(x/\zeta, r_{\perp}/\eta), \quad \zeta, \eta \in \mathbb{C}.$$

Гамильтониан при этом примет вид $\mathcal{H}(\zeta, \eta) = a \zeta^{-1} \eta^{-2} + b \zeta^{-1} - c \zeta^2 \eta^{(1-d)}$ с интегральными коэффициентами $a = (\gamma/2) \int |u|^4 dr$, $b = \beta \int u u^* \partial_x \varphi dr$, $c = (\sigma/2) \int (\nabla_{\perp} \partial_x w)^2 dr$. Из необходимых условий экстремума $\partial_{\zeta} \mathcal{H} = 0$, $\partial_{\eta} \mathcal{H} = 0$ сразу же найдем его координаты:

$$\zeta_0 = -ac^{-1}, \quad \eta_0 = [-ab^{-1} (1 + a^2 c^{-2})]^{1/2},$$

где $b < 0$, если $\eta \in \mathbb{R} \subset \mathbb{C}$, поскольку $a > 0$, $c > 0$ по определению, и $b > 0$, если $\eta \in \mathbb{C}$. Достаточные условия минимума в точке (ζ_i, η_j) :

$$\begin{vmatrix} \partial_{\zeta}^2 \mathcal{H}(\zeta_i, \eta_j) & \partial_{\zeta \eta}^2 \mathcal{H}(\zeta_i, \eta_j) \\ \partial_{\zeta \eta}^2 \mathcal{H}(\zeta_i, \eta_j) & \partial_{\eta}^2 \mathcal{H}(\zeta_i, \eta_j) \end{vmatrix} > 0, \quad \partial_{\zeta}^2 \mathcal{H}(\zeta_i, \eta_j) > 0.$$

Решая данную систему неравенств, получим следующие результаты. Для волн в случае $b < 0$ (положительная нелинейность) будем иметь: $a/c < d = (2\sqrt{2})^{-1} \sqrt{13 + \sqrt{185}}$, откуда следует, что $\mathcal{H} > -3bd/(1 + 2d^2)$, то есть гамильтониан ограничен снизу.

При $b > 0$ (отрицательная нелинейность): замена $b \rightarrow -b$ эквивалентна замене $y \rightarrow -iy$, $z \rightarrow -iz$ и $\mathcal{H} < -3bd/(1+2d^2)$, то есть гамильтониан снизу не ограничен (ограничен сверху).

Итак, мы доказали возможность существования устойчивых 3D решений в модели 3-NLS и получили условия их устойчивости, то есть определили области значений коэффициентов уравнения (характеристик среды), когда 3D солитоны будут устойчивыми.

Численное моделирование эволюции и взаимодействия GNLS солитонов

Рассмотрим вначале более простой 1D случай ($\sigma = 0$), когда уравнение (2) принимает вид

$$\partial_t u + i\gamma |u|^2 u - i\beta \partial_x^2 u + (\alpha/2)u = f', \quad (4)$$

где, в общем случае (неоднородная и нестационарная среда), $\alpha, \beta, \gamma = \varphi(x, t)$, $f' = f'(x, t)$.

При моделировании мы использовали начальные условия в виде солитоноподобного импульса огибающей $u_0 = u(x, 0)$ разной формы:

a) $u(x, 0) = A \exp(-x^2/l)$

b) $u(x, 0) = A \exp[-(x-5)^2/l] + A \exp[-(x+5)^2/l];$

c) $u(x, 0) = A [\operatorname{sch}(x-s/2) + \operatorname{sch}(x+s/2)];$

d) $u(x, 0) = A [\operatorname{sch}(x) + \operatorname{sch}(x-s/2) + \operatorname{sch}(x+s/2)].$

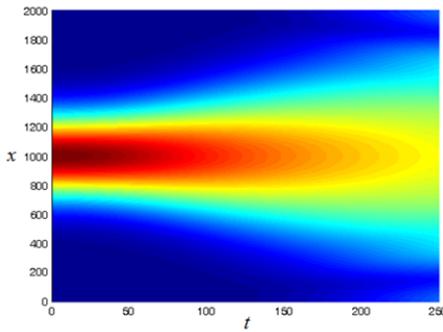


Рис. 1. Эволюция гауссовского импульса огибающей (a) при $A = 2, l = 2; \beta = 0.5, \gamma = 0$.

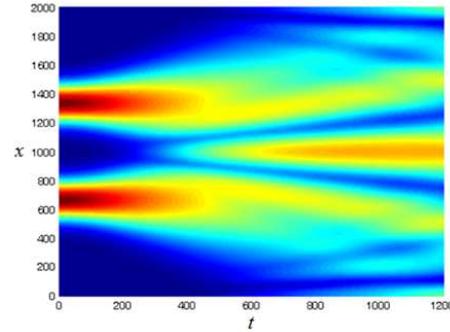


Рис. 2. Эволюция гауссовского импульса огибающей (b) при $A = 1, l = 4; \beta = 0.5, \gamma = 0$.

На рис. 1 и 2 представлены результаты, полученные при начальных условиях (a) и (b) в простейшем случае уравнения NLS с $\beta, \gamma = \text{const}$ (стационарная среда); $\alpha, f' = 0$ при отрицательной нелинейности, $\beta > 0$. В этом случае $b > 0$ и $\mathcal{H} > -3bd/(1+2d^2)$, а это значит, что условие устойчивости для отрицательной нелинейности, $\mathcal{H} < -3bd/(1+2d^2)$, не выполняется, и, как видно из рисунков, мы наблюдаем рассеяние импульсов огибающей со временем.

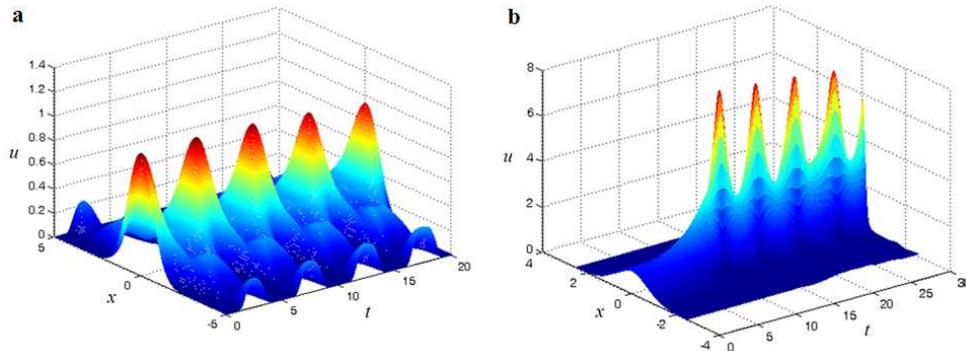


Рис. 3. Эволюция гауссова импульса огибающей в нестационарной среде при $\alpha, f' = 0$: $\beta = 0.5, \gamma = -1 + 0.01 \sin 2\pi t$; б) $\gamma = -1, \beta(t) = -0.5$ for $t \leq 5$ and $\beta(t) = 0.5(1 + 0.2 \sin 2\pi t)$ for $t > 5$; случаи отрицательной нелинейности.

На рис. 3 представлены два примера результатов эволюции гауссова импульса (а) в нестационарной среде при отрицательной нелинейности, когда условие устойчивости $\mathcal{H} < -3bd/(1+2)^2$ выполняется. В результате эволюции при этом наблюдается возникновение из начального уединенного импульса мощных устойчивых пульсаций типа бризеров.

Пример взаимодействия солитоноподобных начальных импульсов (d) и (c) при отрицательной нелинейности в рамках модели GNLS приведен на рис. 4, 5, соответственно. В первом случае, условие устойчивости не выполняется, и мы наблюдаем на первом этапе возникновение одного мощного импульса из 3-импульсного начального возмущения и далее, со временем, его распад на два импульса малой амплитуды. Во втором случае, условие устойчивости выполнено, и имеет место устойчивая эволюция 2-импульсного возмущения. В численных экспериментах было также установлено, что при слабой отрицательной нелинейности, когда условие устойчивости выполняется, переход от устойчивой эволюции к режиму устойчивых пульсаций (бризеров) происходит при уменьшении начального расстояния s между импульсами.

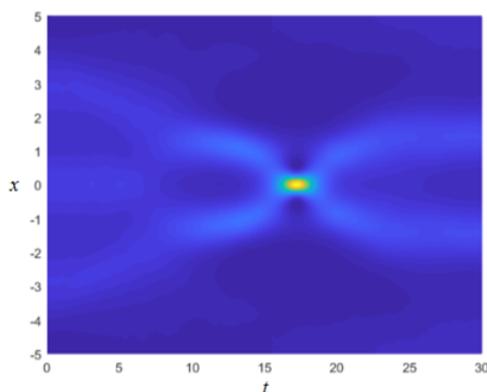


Рис. 4. Взаимодействие трех импульсов GNLS (стационарная среда) при $\gamma = -1$, $\beta = 0.25$; случай слабой отрицательной нелинейности.

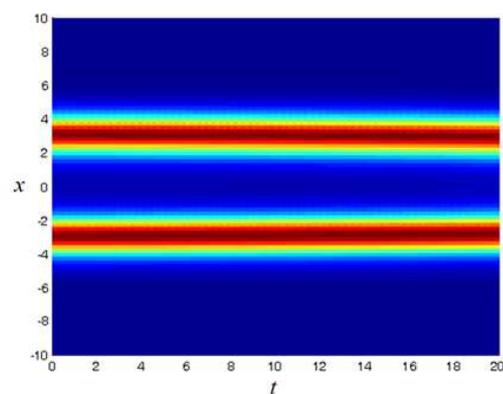


Рис. 5. Отсутствие взаимодействия импульсов GNLS (стационарная среда) при $\gamma = -1$, $\beta = 0.05$; случай отрицательной нелинейности.

Заключение

В работе аналитически получены условия устойчивости солитоноподобных решений уравнения GNLS и численно изучены случаи устойчивой и неустойчивой (с образованием бризеров) эволюции импульсов различной формы, а также взаимодействие 2- и 3-импульсных структур, приводящее к формированию устойчивых и неустойчивых решений.

Благодарности

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров. Работа была поддержана Национальным научным фондом Грузии им. Шота Руставели (SRNF) (грант № FR17 252).

Список литературы

1. Belashov V.Yu., Kharshiladze O.A., Rogava J. Interaction of the multidimensional NLS solitons in non-uniform and nonstationary medium: modeling and stability problem // J. Astrophys. Aerospace Tech. – 2018. – V. 6. – P. 38.
2. Belashov V.Yu., Vladimirov S.V. Solitary Waves in Dispersive Complex Media. Theory, Simulation, Applications. – Springer-Verlag GmbH & Co. KG, 2005. – 303 p.
3. Belashov V.Yu., Belashova E.S., Kharshiladze O.A. Problem of stability of multidimensional solutions of the BK class equations in space plasma // Advances in Space Research. – 2018. – V. 62. – P. 65–70.

Том II, с. 495–496

УДК: 530.1

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ГАУССОВЫХ ПУЧКОВ В ЗАДАЧАХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КОРОТКИХ ВОЛН В ПЛАВНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

Ю. Н. Черкашин, Ю. Г. Кочетков

*Институт Земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкина
Российской Академии наук, 108840, г.108840, г. Москва, г. Троицк, Калужское шоссе, д.4
E-mail: hamelionlera@mail.ru*

APPLICATION OF THE GAUSSIAN BEAMS METHOD IN PROBLEMS OF SHORT WAVES PROPAGATION IN SMOOTHLY INHOMOGENEOUS MEDIA

V. N. Cherkashin, Yu. G. Kochetkov

Особый интерес представляют задачи дифракции, которые порождаются простой интерференцией геометро-оптических полей в плавно-неоднородных средах, образуя фокусировки каустического типа любой сложности.

Цель работы – показать, что асимптотика в плавно-неоднородной среде может успешно описываться интерференцией локализованных волновых полей, которые без учета присущих таким образованиям дифракционных эффектов, описывают и обычную геометрическую оптику, и дифракцию в областях фокусировок.

В докладе для простоты и наглядности изложения рассматриваются двумерные задачи, но основные принципы могут быть применены и в трехмерном пространстве.

Основная идея метода заключается в представлении начального волнового фронта суперпозицией узконаправленных перекрывающихся элементарных источников - гауссовых пучков фиксированной полуширины σ , с центрами, взятыми с равным шагом вдоль фронта. После такого представления, путем применения методов геометрической оптики для каждого источника строится центральный луч и вычисляется амплитуда и фаза на волновом фронте в исследуемой области пространства. Поле в исследуемой области вычисляется как результат интерференции соседних перекрывающихся гауссовых пучков.

В докладе приводится обоснование выбора ширины пучков и шага между их центрами на примере цилиндрического волнового фронта. Шаг между центрами пучков необходимо выбирать таким, чтобы обеспечить достаточно плотное перекрытие соседних пучков как на начальном фронте, так и в исследуемой области. Было сделано следующее допущение: поскольку среда плавно-неоднородная, то соседние пучки практически идентичны, а поскольку перекрытие достаточно плотное, то и дифракционным расширением каждого пучка можно пренебречь, т.к. оно компенсируется таким же расширением соседних пучков. Тогда волновой фронт каждого пучка можно считать плоским, а пучки – нерасширяющимися и с постоянной амплитудой, что значительно облегчает расчеты. В этом случае амплитуда суммарного волнового фронта будет изменяться за счет схождения/расхождения соседних пучков, а также их интерференции.

Постоянная ширина пучков в расчетной области дает возможность расчета волнового поля в областях фокусировок, что невозможно в рамках обычной геометрической оптики. В качестве иллюстрации были проведены расчеты в следующих модельных задачах.

1. Падение плоской волны из однородного полупространства $z < 0$ на границу с плавно-неоднородным пространством $z \geq 0$ с линейным законом изменения квадрата коэффициента преломления по высоте $n^2(z) = 1 - \frac{z}{H}$. Лучи, построенные в неоднородном пространстве, представляют собой семейство парабол и образуют каустику (рис. 1). Полученное

указанным выше методом распределение амплитуды поля на «срезе», ортогональном каустике, в области света и в области тени, показало очень хорошее совпадение результата с аналитическим решением данной задачи [3] (функция Эйри).

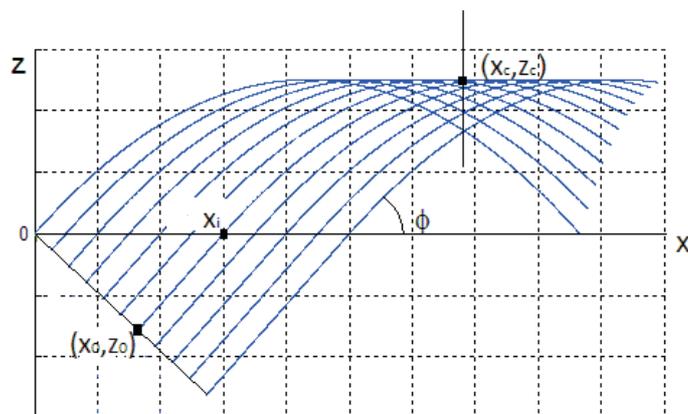


Рис. 1

2. Расчет поля сходящегося волнового фронта параболической формы в однородной среде (рис. 2). Особенностью данной задачи является каустика типа сборка. Расчет поля на разных срезах в области фокуса с помощью метода гауссовых пучков дал результат, хорошо согласующийся с функцией Пирси [3].

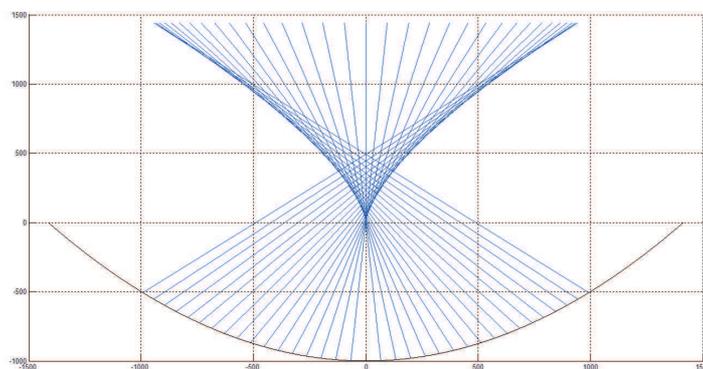


Рис. 2

Таким образом на этих двух задачах была продемонстрирована эффективность метода гауссовых пучков в областях фокусировки волнового поля.

Список литературы

1. Бабич В. М., Булдырев В. С. Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн, 1972 г.
2. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред, 1980 г.
3. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах, 1973 г.

Том II, с. 497–500

УДК: 530.1

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СОЛИТОНОВ С ФАЗОВЫМИ ИСКАЖЕНИЯМИ НА НАЧАЛЬНОМ ФРОНТЕ

Ю. Н. Черкашин, В. А. Еременко, С. О. Чумаков

*Институт Земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова
Российской Академии наук, 108840, г.108840, г. Москва, г. Троицк, Калужское шоссе, д.4
E-mail: eremenko@izmiran.ru*

Аннотация. Анализируется проблема рефракции и дифракции нелинейных волновых пучков. Рассматриваются физические эффекты при распространении нелинейного волнового пучка (простого солитона) имеющего возмущение фазы на начальном фронте. Показано, что плавные возмущения в структуре фазы волнового фронта приводят к эффекту поворота солитона на конечную величину угла относительно исходного направления распространения. Такие отклонения тем больше, чем существеннее наличие как амплитуды возмущения фазы так и асимметрии этого возмущения относительно центра солитона.

Ключевые слова: нелинейная и плавно неоднородная среда; параболическое уравнение теории дифракции

RADIOPHYSICAL PROPERTIES OF SOLITONS WITH PHASE DISTORTIONS ON THE INITIAL FRONT

V. N. Cherkashin, V. A. Eremenko, S. O. Chumakov

Abstract. The problem of the nonlinear beam propagation is considered. The wave beam is the concentrated solution of the nonlinear wave equation (soliton) which have the essential variation of the phase into the initial data. The nonlinearity is rather small so the approximation of the diffraction theory parabolic equation is valid. In the framework of this approximation the problem is solved by computer simulation. In result we can see that after some distance along the initial direction of the wave propagation the wave beam becomes the soliton moving at the some angle to the initial direction. This angle is determined by the across derivative of phase on the initial wave front. The wave beam maximum trajectory has the additional oscillation if the initial phase has the sharp variation up to phase jump.

Keywords: solitons; nonlinear and smoothly inhomogeneous medium; parabolic equation of diffraction theory

Обычно при описании распространения нелинейных волновых пучков в качестве начальных данных используется волновое поле с постоянной фазой в поперечном сечении. Однако значительные изменения в фазе начальных данных могут приводить к нетривиальным физическим эффектам. Такие изменения в фазе пучка могут возникать при прохождении пучком локализованных неоднородностей среды распространения. В отличие от линейной задачи, в которой волновой пучок разрушается при резких градиентах фазы, в нелинейной задаче остается локализованным, испытывая нетривиальные колебания [1].

Для описания нелинейного волнового поля с резкими изменениями в фазе начальных данных ограничимся узко угловым приближением, и воспользуемся параболическим уравнением теории дифракции [2]. Итак, параболическое уравнение теории дифракции для амплитуда волнового поля u .

$$2ik \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + k^2 (\epsilon - 1) u = 0 \quad (1)$$

Где k – волновое число, ϵ – диэлектрическая проницаемость, $\{x, y\}$ – декартовы координаты. Диэлектрическая проницаемость ϵ представима в виде $\epsilon = \epsilon_R(x, y) + \epsilon_N(x, y, |u|)$, где ϵ_R – регулярная часть проницаемости, зависящая только от координат (x, y) и ϵ_N – соответственно,

нелинейная часть, зависящая от квадрата модуля волновой амплитуды. В работе рассматривается широко распространенное представление $\varepsilon_N = \alpha |u|^2$, где α – коэффициент нелинейности, связывающей волновое поле и изменение свойств среды на теле солитона. Регулярная часть проницаемости определяет траекторию солитона, нелинейная часть обеспечивает сосредоточенность волнового пучка.

Оставаясь в рамках углового приближения будем считать, что регулярная часть проницаемости близка к единице, а нелинейная часть мала. В качестве основного малого параметра возьмем $\delta^2 \approx \frac{\alpha}{2} |u|_{\max}^2$, δ^2 – характерное значение показателя преломления $\delta \approx \sqrt{\varepsilon}$, то есть нелинейность доминирует в данной задаче. Далее перейдем к безразмерным величинам

$$U = u / |u|_{\max}, \quad \eta = k\delta \cdot y, \quad \xi = k\delta^2 \cdot x$$

Таким образом характерные масштабы изменения поля (пространственная длина волны) по поперечной координате $L_y = \frac{\lambda}{2\pi\delta}$ и по продольной координате $L_x = \frac{\lambda}{2\pi\delta^2}$, λ – длина волны. В этих переменных уравнение (1) принимает вид:

$$2i \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 U}{\partial \eta^2} + \Phi(\xi, \eta, |U|^2) \cdot U = 0, \quad (2)$$

где $\Phi = \frac{\varepsilon-1}{\delta^2}$, Φ – также представима в виде $\Phi = \Phi_R + \Phi_N$. В уравнении (2) все члены порядка единицы. В этом случае полуширина солитона $\sigma = 1/k\delta$. В безразмерных переменных полуширина становится равной единице.

Очевидна аналогия параболического уравнения теории дифракции с уравнением Шредингера. Поэтому вполне естественно использование математического аппарата квантовой механики, о именно операторов энергии, импульса, координаты и т. д. [3]. В рамках этих представлений, рассматривая волновой пучок как частицу, вводим среднюю координату $\langle \eta \rangle = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{+\infty} \eta U U^* d\eta$, где $E = \int_{-\infty}^{+\infty} U U^* d\eta$ – энергия волнового пучка. ($U U^*$ – плотность вероятности). Используя параболическое уравнение и его комплексное сопряжение для сосредоточенных решений, то есть при условии $|U|_{\eta=\pm\infty} = 0$ можно получить закон сохранения энергии $\frac{dE}{d\xi} = 0$ и выражение для определения траектории энергетического среднего $\langle \eta \rangle$

$$\frac{d^2 \langle \eta \rangle}{d\xi^2} = \frac{1}{2E} \int_{-\infty}^{\infty} U U^* \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} d\eta$$

Очевидно, что в случае плавного изменения среды, траектория пучка совпадает с классической. В частности, в однородной среде суть прямая линия. Полезно также проследить эволюцией вдоль продольной координаты максимума амплитуды волнового пучка – η_{\max} . В условиях постоянной фазы на начальном сечении пучка две траектории – траектория среднего $\langle \eta \rangle$ и траектория максимума η_{\max} совпадают. Однако в заданных условиях эти траектории могут отличаться значительно. Причем эти различия сильно зависят от степени плавности фазы в начальных данных.

В этой связи интересно проследить за этими траекториями при наличии резких (вплоть до разрывов) изменений фазы в начальных данных. Для этого вместо обычного солитона зададим поле $U|_{\xi=0} = \frac{\exp(i\psi(\eta))}{Ch(\eta)}$, $\psi(\eta)$ – функция меняющаяся на сечении солитона. Такая постановка задачи состоит в подмене влияния локализованной неоднородности резкими изменениями. Можно определить угол выхода средней траектории с линии начальных данных, используя параболическое уравнение и его комплексное сопряжение. После несложных преобразований получим:

$$\frac{d \langle \eta \rangle}{d\xi} = \frac{1}{E} \frac{d}{d\xi} \int_{-\infty}^{\infty} \eta U U^* d\eta = \frac{i}{2E} \int_{-\infty}^{\infty} \eta \left(U^* \frac{\partial^2 U}{\partial \eta^2} - U \frac{\partial^2 U^*}{\partial \eta^2} \right) d\eta = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \psi}{\partial \eta} U U^* d\eta \quad (3)$$

В случае однородной среды траектория среднего $\langle \eta \rangle$ есть прямая линия с тангенсом угла наклона, определяемым по последней формуле. В то время как траектория максимума η_{\max} имеет весьма причудливый вид.

Для численной реализации метода параболического уравнения теории дифракции использовался метод покомпонентного расщепления [4]. Расчеты проводились для фазовой функции $\psi(\eta)$ заданной в виде $\psi(\eta) = \psi_0 \cdot \left\{ \frac{1}{\pi} \arctg\left(\frac{\eta-\eta_0}{h}\right) + \frac{1}{2} \right\}$.

Далее для примера приводятся результаты расчета для параметров $\eta_0 = 0$, $\psi_0 = 0,25$, $h=0,5$ (рис. 1), и $\eta_0 = 1$, $\psi_0 = 0,25$, $h=0,5$ (рис. 2).

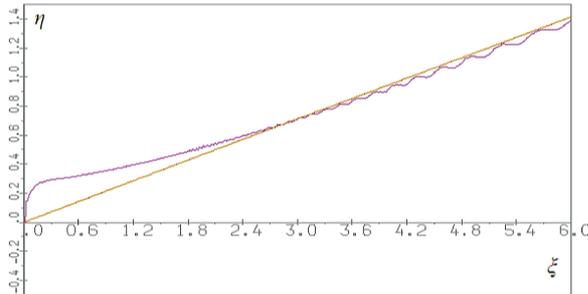


Рис. 1

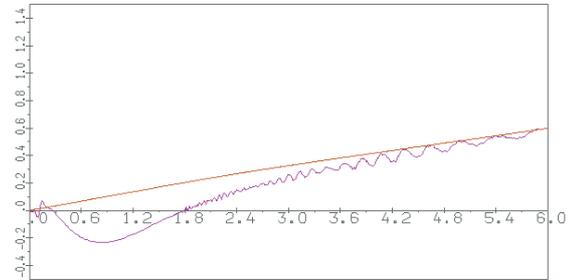


Рис. 2

Из расчетов следует, что мы наблюдаем процесс диффузии фазы поперек фронта. Траектории максимума практически ассиметричны относительно средней траектории. Более резкие изменения в фазе приводят к возникновению колебательного процесса.

Если значительное изменение фазы находится в центре пучка траектория максимума сразу, при $\xi = 0$ начинает движение. Понятно, что фронт волны в этом случае имеет сильный наклон в максимуме. Если же резкое изменение фазы находится на периферии пучка, то центр пучка не сразу чувствует изменение и только через некоторое расстояние откликается на возмущение фазы.

Из этих рисунков видно, что начиная с некоторого расстояния, возникают колебания с нарастанием амплитуды и периода осцилляции. Если возмущение фазы находится на периферии пучка картина движения максимума более сложная из-за ассиметрии центра возмущения фазы.

Эта картина говорит о наличии колебательных движений в структуре волнового пучка. Расстояние, на котором обе траектории сходятся, не зависит от интенсивности и плавности изменений фазы, и по порядку величины оценивается пространственной длиной волны. Начиная с некоторого расстояния характер колебаний приобретает некоторую устойчивую структуру.

Процесс выравнивания фазы пучка складывается из двух процессов – диффузионного и колебательного. Основной процесс диффузия, при плавных изменениях фазы в начальных данных колебания даже не успевают развиться. Постепенно диффузия ведет к выравниванию фазы – превращению к плоскому фазовому фронту, другими словами к повороту солитона. Однако, с увеличением градиента фазы диффузия и нелинейные колебания сосуществуют вместе. Высокочастотные колебательные моды возникают не сразу, должны накопиться напряжения. (инерционность)

Кроме того, ассиметрия задачи создает дополнительные колебания траектории максимума амплитуды. Когда возмущения фазы находятся на периферии пучка, то при плавных изменениях фазы имеется причудливая колебательная картина амплитудной траектории.

Далее для сравнения приведены рисунки для амплитуды пучка вдоль трассы распространения при тех же условиях (рис. 3, 4)

Анализируя поведение волнового поля можно отметить существенные особенности поведения максимума амплитуды пучка. Диффузия и колебания вдоль продольной координаты возникают одновременно, и чем больше градиент фазы в начальных данных, тем амплитуда высокочастотных колебаний больше. В процессе распространения пучка наблюдается перестройка групп колебаний (цугов) и неаналитичность в представлении траектории максимума волновой амплитуды.

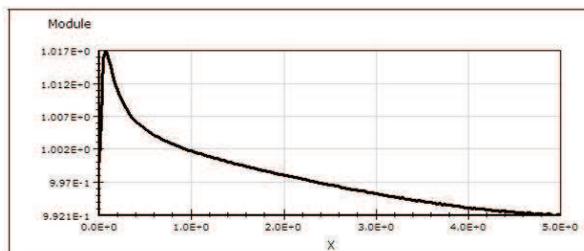


Рис. 3

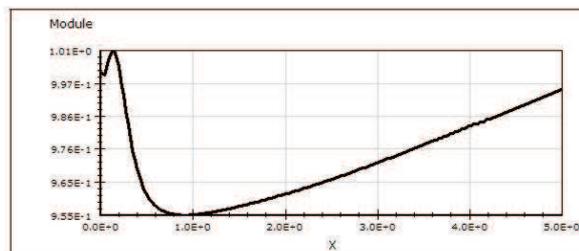


Рис. 4

Список литературы

1. Черкашин Ю. Н., Еременко В. А. Физические эффекты, порожденные возмущением фазового фронта солитонного пучка // *Электромагнитные волны и электронные системы*. — 2011. — Т. 16, № 8. — С. 40–43.
2. Фок В. А. Проблем дифракции и распространения электромагнитных волн. М.: «Сов.радио», 1970.
3. Мотт Н., Седдон И. Волновая механика и ее приложения. — М.: Наука. 1966. — с. 40–43
4. Марчук Г. И. Методы вычислительной математики. — М.: Наука, 1980.

Том II, с. 501–504

УДК: 530.1

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ И ВОДНОЙ СРЕДЕ ПРИРОДНЫХ ВОДОЕМОВ

Л. Н. Турышев, А. С. Светашев, Н. В. Дорожко, Ю. Г. Ермолович

*Национальный научно-исследовательский центр мониторинга озоносферы БГУ, Республика
Беларусь, г. Минск, ул. Курчатова 7*

E-mail: turishevl@tut.by; asvetashev@tut.by; natashka_d10.05@mail.ru; lia93@tut.by.

Аннотация. В работе представлены результаты исследования общей облученности и процессов распространения солнечного УФ излучения в водных средах озер Нарочанской группы.

NUMERICAL MODELING OF PROPAGATION OF SOLAR RADIATION IN THE EARTH'S ATMOSPHERE AND THE AQUATIC ENVIRONMENT NATURAL WATERS

L. N. Turyshev, A. S. Svetashev, N. V. Dorozhko, Y. G. Ermolovich

Abstract. The paper presents the results of a study of the total irradiance and propagation of solar UV radiation in water environments of lakes of the Naroch group.

Особенностью применяемого подхода является сочетание методов численного моделирования с экспериментальным измерением спектров солнечного излучения, достигающих водной поверхности и различных глубинных слоев водоема. Это дает уникальную возможность верификации численной модели.

Измерения биологически активной части приземного солнечного излучения проводились спектрометрическим ПИОН-УФ, разработанным в НИИЦ МО БГУ [1] и предназначенным для регистрации спектральной плотности энергетической освещенности (СПЭО) земной поверхности в диапазоне $\lambda=290\div 450$ нм.

Исследование уровней облученности различных глубинных водных слоев проводились с помощью погружаемого фотометра [2].

Прибор состоит из двух переносных модулей: погружаемого и надводного. Параллельная работа модулей позволяет измерять мощность солнечного излучения на различных глубинах водоема, а также прозрачность водного слоя (от поверхности до уровня погружения) в спектральном диапазоне 285–400 нм. Дополнительное использование фильтровых насадок позволяет ограничить диапазон биологически активным УФ-Б излучением (285–315 нм).

Кроме озера Нарочь «погружные» измерения проводились также в различных пунктах акватории озер Мястро, Малые Швакшты, Большие Швакшты, Белое и Баторино. Дальности от берега варьировались в пределах $200\div 2200$ м. Измерения проводились при различных состояниях облачности и волнения водной поверхности. В качестве характеристик «прозрачности» использовались относительные интенсивности излучения, зарегистрированного на различных глубинах, а также «оптические толщины» (отрицательные десятичные логарифмы пропускания) слоев (рис. 1).

«Прозрачность» среды является одной из важных характеристик водоема. Она достаточно устойчива (с учетом сезонных зависимостей) для данного конкретного водоема и является одной из характеристик растворенного вещества. Она косвенно связана с протекающими в водоеме экологическими и биологическими процессами.

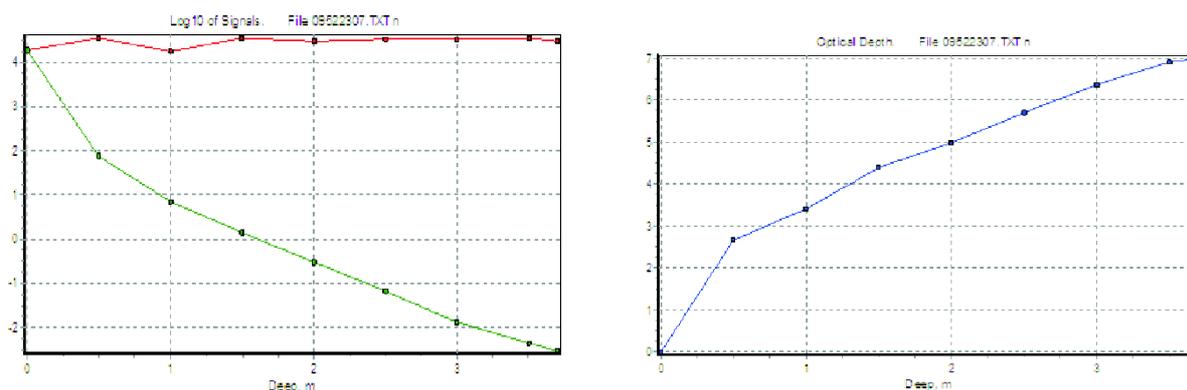


Рис. 1. Логарифмы сигналов (слева) и оптическая толщина водных слоев (справа), регистрируемые надводным и погружаемым модулем прибора PionDEEP в области (285-400 нм).

Определенная экспериментально функция пропускания позволяет сделать качественную оценку интенсивности излучения в различных слоях водной среды при регистрации спектров СПЭО на поверхности водоема.

Усредненные характеристики прозрачности водоемов Нарочанской группы были использованы для предварительной оценки уровней освещенности водной среды по данным, измеренным на уровне водной поверхности. Характеристики прозрачности водных слоев также являются важнейшим параметром в разрабатываемой в НИИЦ МО БГУ методике ретроспективной оценки УФ-климата на территории Нарочанского региона.

Для уточнения параметров численной модели, описывающей распространение приземного солнечного излучения в водных средах с различными оптическими характеристиками, была проведена серия лабораторных измерений функции пропускания образцов природных и модельных водных объектов. Так в летний период вегетационного сезона 2016 года в лабораторных условиях проводилось исследование проб воды, отобранных на озерах Нарочанской группы и ряде природных водоемов Минска и минской области. Были исследованы спектры поглощения природных и модельных водных объектов в спектральном диапазоне $\lambda = 200 \div 700$ нм.

Для проведения модельных исследований на основе модулей пакета libRadtran 2.0 [3] было разработано программное обеспечение, позволяющее численно моделировать спектры освещенности суммарным (прямым и диффузно рассеянным) солнечным излучением поверхности водоема при различных условиях (зенитный угол, облачность, параметры аэрозолей и т.п.), а также распространение этого излучения в водной среде и освещенности водных слоев на различных глубинах.

Программа объединяет атмосферный и водный модули, которые могут работать отдельно, что позволяет, использовать экспериментально измеренные, например, спектрометрическим ПИОН-УФ, спектры плотности энергетической освещенности (СПЭО) в диапазоне 280 \div 450 нм.

Результат такого расчета освещенности на глубине 10 м оз. Нарочь с использованием экспериментального спектра СПЭО, зарегистрированного на поверхности озера, представлен на рисунке 2. В расчете использованы спектры поглощения проб Нарочанской воды.

Разработанная модель позволяет достаточно гибко использовать все доступные оптические параметры атмосферы и водной среды, что позволяет решать различные задачи гидрооптики. С ее помощью была проведена оценка влияния взвешенных органических и неорганических частиц на глубину проникновения в водную среду солнечного излучения в широком спектральном диапазоне, включающем УФ-Б область.

На рисунке 3 представлен результат численного моделирования спектров СПЭО на глубине 10 м при различном содержании взвешенных частиц. Частицы моделировались сферами различ-

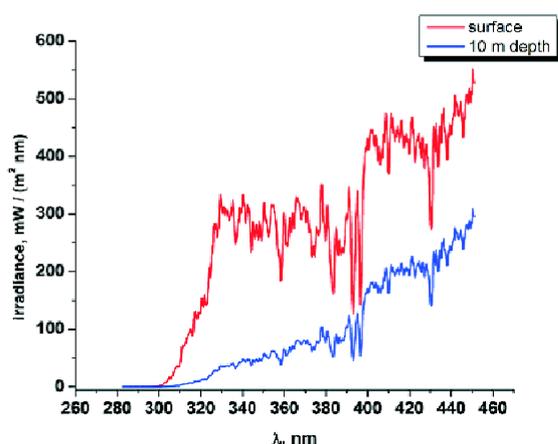


Рис. 2. Численное моделирование спектра СПЭО на глубине 10 м природного водоема по экспериментальному спектру СПЭО, зарегистрированному на поверхности.

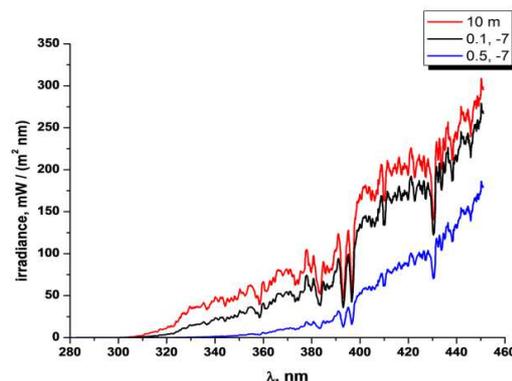


Рис. 3. Спектр на глубине 10 м, спектры с учетом диффузного рассеяния на твердых частицах (модель).

ных радиусов. В использованном варианте модель позволяет кроме радиусов и показателя преломления частиц задавать их концентрации и функции распределения по размерам в отдельных слоях.

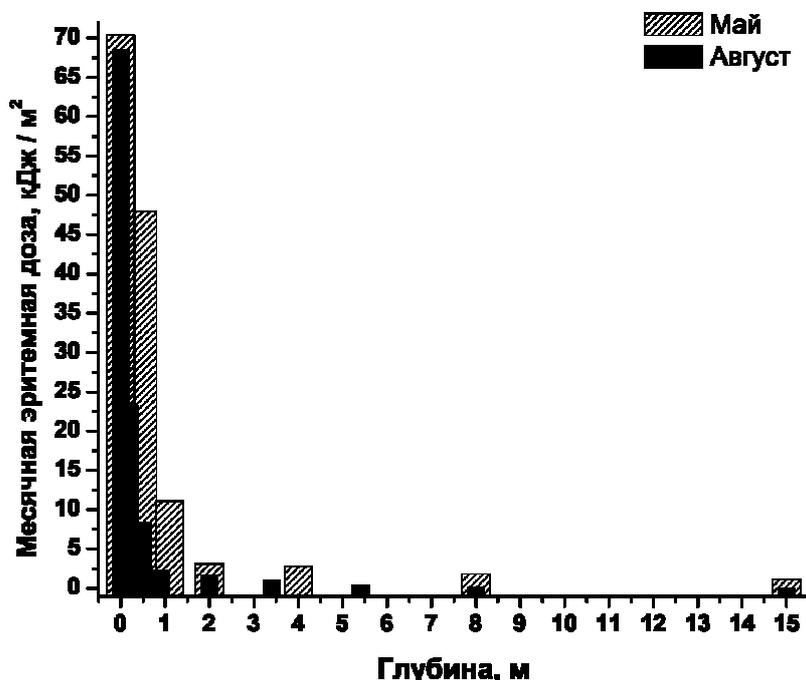


Рис. 4. Распространение солнечного УФ-Б излучения в водной среде оз. Нарочь. Оценка месячных доз биоэффекта эритемы на различных глубинах для мая и августа 2017 г.

На рисунке 4 представлены оценки месячной дозы облученности биологического эффекта эритемы на различных глубинах оз. Нарочь в мае и августе 2017 г. Как видно из рисунка, сол-

нечное излучение УФ-Б диапазона распространяется в водной среде озера до уровней глубины 15 и более метров, причем в мае регистрируется большая прозрачность для УФ излучения, чем в августе. В августе основная доля излучения поглощается поверхностным слоем воды толщиной ~0.5 м.

Показана работоспособность примененного подхода. При доработке модель позволит использовать различные дополнительные характеристики, например форму частиц, либо люминесцирующие свойства среды и т.п. Разработанная комплексная модель атмосферы и водной среды может быть использована для описания процессов распространения лазерных импульсов и различных нелинейных эффектов, возникающих при импульсном дистанционном зондировании.

На основе данной модели разработаны алгоритм и программное обеспечение как для решения «обратных» задач гидрооптики, так и для проведения ретроспективной оценки облученности водных сред природных водоемов.

Список литературы

1. Турышев Л. Н., Атрашевский Ю. И., Денисенко В. Н., Тавгин В. Л. Спектрорадиометр для мониторинга приземного ультрафиолетового солнечного излучения // Журнал прикладной спектроскопии. — 2005. — Т. 72, № 2 — С. 262–270.
2. Бюллетень экологического состояния озер Нарочь, Мясстро, Баторино, (2015 год) / Т. В. Жукова [и др.] ; под.общ.ред. д-ра биол. наук Т. М. Михеевой. — Минск: БГУ, 2016. — С. 9–10.
3. Mayer B., Kylling A., Emde C., Namann U., Buras R. libRadtran user's guide. — 2012. — P. 153.

Том II, с. 505–509

УДК: 517.9 + 532.59

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СОЛИТОНОВ В СРЕДАХ С НАСЫЩАЮЩЕЙСЯ И ПОРОГОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

В. А. Еременко, Н. И. Манаенкова

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова
РАН, 108840, г. Москва, г. Троицк, Калужское шоссе, д. 4, ИЗМИРАН
E-mail: eremenko.victor@gmail.com; nat_man@mail.ru*

Аннотация. Рассмотрена задача нелинейного взаимодействия сосредоточенных волновых пучков в условиях насыщающейся и пороговой нелинейности. Это взаимодействие может сильно отличаться от столкновения стандартных солитонов. При определенных параметрах такое взаимодействие может приводить как к полному уничтожению сосредоточенных волновых полей, так и к слиянию отдельных пучков в мощную уединенную волну.

Ключевые слова: распространение радиоволн; нелинейные волны; пороговая нелинейность; насыщающаяся нелинейность; взаимодействие солитонов

THE INTERACTION OF SOLITONS IN MEDIA WITH THE SATURABLE AND THRESHOLD NONLINEARITY

V. A. Eremenko, N. I. Manaenkova

Abstract. The problem of nonlinear interaction of concentrated wave beams under conditions of saturable and threshold nonlinearity is considered. This interaction can be quite different from the collision of standard solitons. Under certain parameters, this interaction can lead to the complete destruction of the concentrated wave fields, as well as to their fusion into a solitary wave of high power.

Keywords: radiowave propagation; nonlinear waves; threshold nonlinearity; interaction solitons

Введение

Нелинейные эффекты при распространении радиоволн в ионосфере проявляются уже для радиоволн относительно небольшой интенсивности. Так как длина свободного пробега электронов в плазме значительна, электрон успевает получить от поля заметную энергию за время одного пробега. В результате электроны плазмы сильно «разогреваются» в электрическом поле. Диэлектрическая проницаемость плазмы становится зависящей от электрического поля волны. Нелинейные эффекты могут проявляться как самовоздействие волны и как взаимодействие волн между собой. Теоретические оценки эффектов разогрева ионосферной плазмы мощным радиоизлучением появились достаточно давно [1, 2]. Экспериментальные подтверждения взаимодействия мощного коротковолнового излучения с ионосферной плазмой при наклонном распространении [3] активизировали дальнейшее развитие теории этого взаимодействия [4].

Наиболее часто используемая модель нелинейности, - так называемая Керровская нелинейность, где нелинейное возмущение диэлектрической проницаемости пропорционально квадрату модуля амплитуды волны. Это предположение позволяет описывать основные эффекты, возникающие при нелинейном взаимодействии излучения со средой распространения. Однако этот подход имеет определенные ограничения. Очевидно, что нелинейные эффекты не возникают, пока мощность волнового поля недостаточна. Но, как только величина амплитуды волны преодолевает некоторое пороговое значение, происходит «пробой» среды и возникает нелинейная зависимость диэлектрической проницаемости от амплитуды волнового поля.

Типичная задача нелинейного распространения радиоволн

Рассмотрим типичную картину распространения радиоволн в ближайшем околоземном пространстве. В области фокусировки лучей интенсивность сигнала заметно увеличивается, следовательно, возможно нелинейное взаимодействие радиоволны с ионосферой [4].

Чтобы описать волновое поле в этой малой области, воспользуемся уравнением Гельмгольца для амплитуды волнового поля

$$\Delta u + k^2 \cdot \varepsilon \cdot u = 0,$$

где k - волновое число и ε - диэлектрическая проницаемость.

При высокой интенсивности излученного сигнала диэлектрическая проницаемость становится зависимой от амплитуды излученной волны и тогда для описания распространения радиоволн потребуется решать нелинейную задачу.

Будем рассматривать распространение узкого коротковолнового пучка. Построим решение уравнения Гельмгольца, сосредоточенное в малой окрестности лучевой траектории. В этой окрестности введем ортогональную систему координат: x - длина дуги траектории; y - расстояние вдоль направления, ортогонального лучу. Представим комплексную функцию u в виде: $u = v \cdot \exp(ik\psi)$, где v и ψ - действительные функции, и перейдя к безразмерным переменным $\xi = kx$, $\eta = ky$, получим в главном приближении типичную задачу нелинейного распространения радиоволн [5, 6].

$\frac{d^2 v}{d\eta^2} = q^2 v - (1 + \varepsilon_n(v^2))v$, где $q = \frac{d\psi}{d\xi}$ - безразмерное волновое число, $\varepsilon = 1 + \varepsilon_n(v^2)$. Первый интеграл этого уравнения имеет вид: $F(v^2) = \int_0^{v^2} \varepsilon_n(t) dt$, $\lambda^2 = q^2 - 1$. Это уравнение при $E = 0$ предполагает существование сосредоточенных волн, при условии, что уравнение $F(t) - \lambda^2 t = 0$ имеет корни $t = 0$ и $t = t_0 > 0$ [5].

Пороговая нелинейность

Рассмотрим далее модель распространения волны в условиях пороговой нелинейности, считая, что нелинейные эффекты возникают только для волн, интенсивность которых превышает некоторое пороговое значение [5]. Нелинейное возмущение диэлектрической проницаемости в этом случае может быть представлено формулой:

$$\varepsilon_n(v^2) = \alpha v^2 \cdot \theta(v^2 - A^2), \text{ где } \theta(x) \text{ - функция Хэвисайда, } \theta(x) = \begin{cases} 1 & x \geq 0 \\ 0 & x < 0 \end{cases},$$

A - пороговое значение. В этом случае функция $F(v^2)$ имеет вид

$$F(v^2) = \int_0^{v^2} \varepsilon_n(t) dt = \frac{\alpha}{2}(v^4 - A^4) \cdot \theta(v^2 - A^2)$$

Нетрудно видеть, что и в этом случае уравнение $F(t) - \lambda^2 t = 0$ имеет простые корни $t = 0$ и $t = t_0 > 0$, что гарантирует существование сосредоточенного решения.

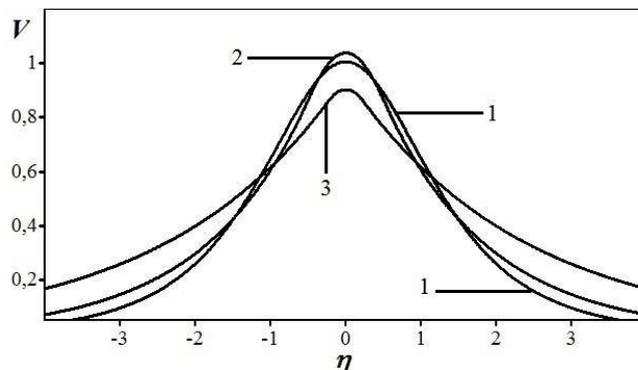


Рис. 1. Вид солитонов в среде с пороговой нелинейностью.

Сосредоточенное решение в среде с пороговой нелинейностью очень напоминает обычный солитон, но пучок – более узкий в центре и имеет «длинные хвосты». Примеры пучков с одинаковой энергией для различных уровней порога ($A^2=0$, линия 1; $A^2=0,6$, линия 2; $A^2=0,9$, линия 3) приведены на рис. 1. При малых значениях порога A^2 максимум пучка чуть превышает максимум стандартного Керровского солитона. При уровне порога превышающем 0,8 амплитуда начинает уменьшаться.

Насыщающаяся нелинейность

Нелинейная зависимость становится более сложной при дальнейшем росте мощности волны. Возмущение диэлектрической проницаемости уже не описывается такой простой зависимостью от энергии излучения, как прямо пропорциональная. В литературе получила достаточную известность модель насыщающейся нелинейности [6, 7], где зависимость диэлектрической проницаемости от интенсивности волнового поля описывается дробно-линейной функцией. Возмущение диэлектрической проницаемости в данном случае имеет вид:

$$\varepsilon_n = \frac{\alpha v^2}{1 + \beta v^2}, \text{ тогда } F(v^2) = \int_0^{v^2} \varepsilon_n(t) dt = \frac{\alpha v^2}{\beta} - \frac{\alpha}{\beta^2} \ln(1 + \beta v^2)$$

В этом случае также существуют сосредоточенные решения, Примеры которых для различных значений коэффициента насыщения с одинаковой энергией представлены на рис. 2 ($\beta=0$, линия 1; $\beta=0,5$, линия 2; $\beta=1$, линия 3).

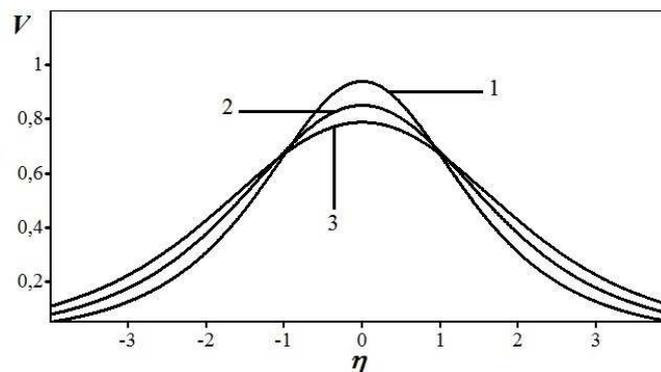


Рис. 2. Вид солитонов в среде с насыщающейся нелинейностью.

Взаимодействие волновых пучков в средах с пороговой и насыщающейся нелинейностью может заметно отличаться от взаимодействия стандартных солитонов в среде с Керровской нелинейностью.

Заметим, что насыщающаяся нелинейность дает лишь незначительное отклонение картины взаимодействия стандартных солитонов. Очевидно, что, если насыщение происходит при сравнительно больших амплитудах (β достаточно мало, $\beta \ll \alpha$), то отличие от стандартного взаимодействия практически не наблюдается. Естественно, что при относительно больших параметрах насыщения ($\beta \approx \alpha$), взаимодействие начинает отличаться от стандартного: часть энергии излучается и, тем не менее, это взаимодействие качественно подобно стандартному, отличия чисто количественные (рис. 3).

При пороговой нелинейности ситуация совершенно другая. При малых порогах ($A^2 \ll 1$) рано ожидать каких-либо заметных эффектов. Но при достижении значительных величин, например, $A^2=0,6$, взаимодействие резко отличается от стандартного: солитоны «слипаются» в один пучок с некоторой потерей энергии. Интересно, что при дальнейшем увеличении порога нелинейности, волна вообще перестает быть локализованной.

Пример взаимодействия уединенных волн в среде с пороговой нелинейностью приведен на рис. 4. (Керровские солитоны - линия 1; «пороговые» солитоны с порогом $A^2 = 0,6$ – линия 2).

Взаимодействие таких пучков принципиально отличается от взаимодействия Керровских солитонов, восстанавливающих свою форму после столкновения. Как видно из рисунка, в отличие

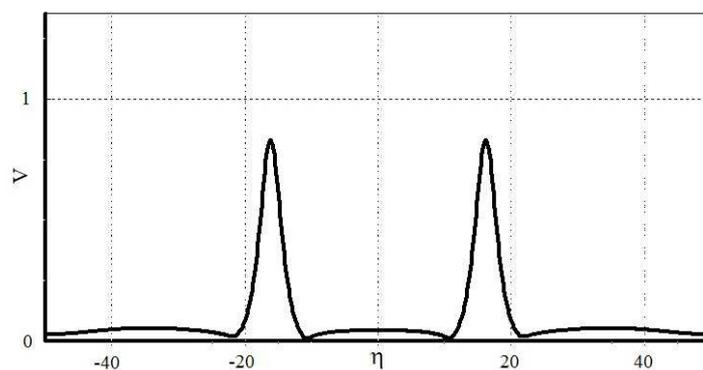


Рис. 3. Взаимодействие солитонов в среде с насыщающейся нелинейностью.

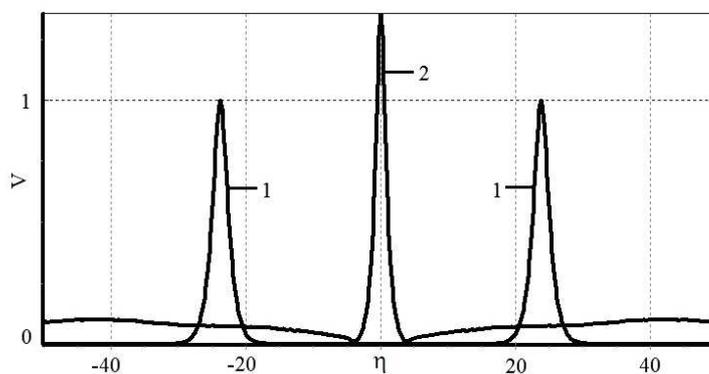


Рис. 4. Взаимодействие солитонов в среде с пороговой нелинейностью.

от «стандартных» солитонов, разошедшихся после взаимодействия, «нестандартные» солитоны слиплись в единый конгломерат повышенной интенсивности. Таким образом, распространение мощного радиоизлучения в ионосфере в условиях пороговой нелинейности может привести к заметным изменениям среды распространения сигнала, что может оказаться важным для систем радиосвязи, навигации, радиолокации.

Список литературы

1. Гинзбург В.Л., Гуревич А.В. Нелинейные явления в плазме, происходящие в переменном электромагнитном поле. // Успехи физических наук. — 1960. — Т.70. — С. 201–246.
2. Farley D.T. Artificial heating of the electrons in the F-region of the ionosphere. // Journal of Geophysical Research. — 1963. — V.68. — P. 401–413.
3. Bochkarev G.S., Eremenko V.A., Lobachevsky L.A., Ljannoy B.E., Migulin V.V., Cherkashin Yu.N. Non-linear interaction of decameter radio waves at close frequencies on oblique propagation // Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics. — 1982. — V.44, № 12. — P. 1137–1141.
4. Бочкарев Г.С., Еременко В.А., Лобачевский Л.А., Лянной Б.Е., Мигулин В.В., Черкашин Ю.Н. Моделирование воздействия мощной волны на ионосферу при наклонном падении. // Геомагнетизм и Аэрономия. — 1980. — Т.20. — С. 848–853.
5. Еременко В.А., Манаенкова Н.И. Влияние типа нелинейности на существование сосредоточенных волн. // Успехи современной радиоэлектроники. — 2017. — № 6. — С. 49–54.
6. Еременко В.А., Молотков И.А. Особенности поведения волновых пучков в средах с насыщающейся нелинейностью. // Радиотехника и электроника. — 1998. — Т.43, № 6. — С. 657–660.
7. Molotkov I.A, Eremenko V.A., Anderson D. and Lisak M. Stationary High Intensity Wave Beams in Media with Saturable Nonlinearity // Physica Scripta. — 2000. — V.61, No 4. — P. 472–475.

Том II, с. 509–512

УДК: 53.072 + 519.95

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР**В. Ю. Белашов¹, О. А. Харшиладзе², Дж. Л. Рогава²**¹ Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

E-mail: vybelashov@yahoo.com

² Тбилисский государственный университет им. Ив. Джавахишвили,

Грузия, 380043, г. Тбилиси, ул. Университетская, 2

E-mail: oleg.kharshiladze@gmail.com

Аннотация. Представлены результаты численных экспериментов, выполненных на основе модифицированного метода КД, по исследованию динамики взаимодействия вихревых структур для различных конфигураций их взаимного расположения, знаков завихрённости и расстояний между границами вихревых областей. Показаны примеры результатов моделирования для реальных вихревых систем в атмосфере и плазме.

Ключевые слова: вихри; моделирование; атмосфера; плазма; метод КД; режимы взаимодействия; явление квазивозврата; фазовое перемешивание

SIMULATION OF INTERACTION OF VORTEX STRUCTURES**V. Yu. Belashov, O. A. Kharshiladze, J. L. Rogava**

Abstract. The results of numerical experiments, made on the basis of the modified CD method, on study of the dynamics of interaction of vortical structures for various configurations of their relative positioning, signs of vorticity and distances between borders of vortical regions are presented. The examples of modeling results for real vortex systems in atmosphere and plasma are given.

Keywords: vortices; modeling; atmosphere; plasma; CD method; regimes of interaction, quasi-recurrence phenomenon, phase intermixing

Введение. Основные уравнения

В работе численно изучается взаимодействие вихревых структур типа вихревых областей конечной площади (ВОКП) [1] в сплошных средах, таких как атмосфера, гидросфера и плазма в двумерном (2D) приближении, когда для описания движения применимы уравнения эйлерового типа. Уравнение Эйлера для невязкой несжимаемой жидкости $du/dt = \mathbf{F} - (1/\rho)\text{grad}p$ в переменных «завихренность — функция тока» в случае плоского движения принимает вид системы, состоящей из уравнения переноса вихря и уравнения Пуассона для функции тока [2]:

$$\partial_t \zeta + u \partial_x \zeta + v \partial_y \zeta = 0, \quad \Delta \psi = -\zeta, \quad (1)$$

где $\zeta = [\nabla, v]$ — завихренность, $\mathbf{v} = [\nabla, \psi \hat{\mathbf{z}}] = (u, v)$, где ψ — функция тока (ψ положительна, когда линии тока направлены против часовой стрелки); $u = \partial \psi / \partial y$, $v = -\partial \psi / \partial x$. Заметим, что уравнение переноса вихря является нелинейным, поскольку u и v есть функции ζ . Последние два члена в нем описывают конвекцию, и это означает, что вихрь переносится потоком.

Приведем примеры реальных физических задач, когда такое описание является справедливым. Простая модель 2D замагниченной плазмы Тэйлора-Макнамары [3] — заряженные нити, ориентированные вдоль магнитного поля \mathbf{B} , которые перемещаются с центрально-направленной скоростью $\mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2$, имеет вид:

$$e_i dx_i / dt = (1/B) (\partial H / \partial y_i), \quad e_i dy_i / dt = -\partial H / \partial y_i,$$

где e_i — заряд на единицу длины, $H = \sum -e_i e_j \ln(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|)$ — энергия кулоновского взаимодействия. В непрерывном пределе такая 2D плазма удовлетворяет уравнениям:

$$\partial \rho / \partial t + v \cdot \nabla \rho = 0, \quad v = -(1/B)(\psi \hat{\mathbf{z}} \times \nabla \psi), \quad \nabla^2 \psi = -\rho, \quad (2)$$

где ρ — плотность заряда, $\mathbf{v} = (v_x, v_y)$, $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$, ψ — потенциал электрического поля. Видно, что эти уравнения идентичны уравнениям 2D движения невязкой несжимаемой жидкости, когда ρ — z -компонента завихренности ζ , ψ — функция тока, и для дискретных вихрей $B = 1$. Уравнения движения облаков идеальной ионосферной плазмы имеют аналогичный вид. Другие 2D непрерывные модели включают дебаевский радиус экранирования $k^2\psi$ в уравнении Пуассона (2) [4]: $\nabla^2\psi - k^2\psi = -\rho$. В этих моделях гамильтониан H описывает экранированное взаимодействие между нитями.

Модель Хасегавы-Мимы [5] включает ионно-поляризованный ток через уравнение движения ионов: $d\mathbf{v}/dt = (e/M)(-\nabla\varphi + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$. В этом случае k^{-1} уже не длина Дебая, а ионный ларморовский радиус (электронная температура), и экранировка есть косвенный эффект ионно-поляризованного тока.

Модель гидродинамических жидкостей Черни [6], описывающая движение земной атмосферы, также формально соответствует экранированному взаимодействию. Атмосферные потоки в горизонтальной плоскости описываются уравнением: $d\mathbf{v}/dt = -g\nabla h + \mathbf{R}v \times \hat{\mathbf{z}}$, где h — «глубина» атмосферы, \mathbf{R} — сила Кориолиса, а роль длины экранирования здесь играет радиус Россби $\sqrt{gH_0}/\mathbf{R}$.

Существует много и других примеров вихревых движений в плазме и вращающихся жидкостях (см., например, [2, 7–9]), когда также используется гидродинамическое описание и уравнения могут быть сведены к виду (1) или (2).

Итак, система уравнений, описывающих движение жидкости, газа или плазмы, в обобщенных переменных имеет вид:

$$\partial\rho/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla\rho = 0, \quad \mathbf{v} = -(1/B)(\hat{\mathbf{z}} \times \nabla\psi), \quad \nabla^2\psi - f = -\rho. \quad (3)$$

В зависимости от рассматриваемой среды, функции и переменные здесь будут иметь разный физический смысл (табл. 1), а система будет иметь вид рассмотренных выше уравнений.

Таблица 1. Смысл функций и переменных в зависимости от типа среды.

Функция	Жидкость, газ	Плазма
ρ	z — компонента завихренности	линейная плотность заряда
ψ	функция тока	потенциал электрического поля
B	$B = 1$	модуль вектора магнитной индукции
f	$f = 0$	$f = 0$ — плазма с кулоновским взаимодействием $f = k^2\psi$ — плазма с экранированным кулоновским взаимодействием

Система (3) для разных физических систем решалась нами численно с использованием модифицированного метода контурной динамики, развитого и подробно описанного в [10, 11].

Результаты моделирования и заключение

На первом этапе нами были изучены режимы 2-вихревого (парного) взаимодействия в зависимости от величины ряда критических параметров [2, 9]. Было установлено, что для вихрей одинаковой полярности результат эволюции зависит от величины параметра δ — расстояния между границами взаимодействующих вихревых областей:

- при достаточно больших δ (рис. 1а) вихри, наряду с вращением вокруг собственных осей, вращаются вокруг их общего центра, их взаимодействие слабое и сводится к малому циклическому изменению их формы — наблюдается явление «квази-возврата», отмеченное впервые в [1];
- при достаточно малых δ (рис. 1с) вихри, наряду с таким же вращением, взаимодействуют, формируя общую вихревую область, которая состоит из вихрей более мелкого масштаба, при этом имеет место режим активного взаимодействия с "фазовым перемешиванием".

Критическое начальное расстояние между двумя взаимодействующими вихрями, разделяющее два типа взаимодействия $\delta_{cr} = 3d/4$, где d – диаметр вихря;

- при $\delta \sim \delta_{cr}$ реализуется промежуточный случай (рис. 1b).

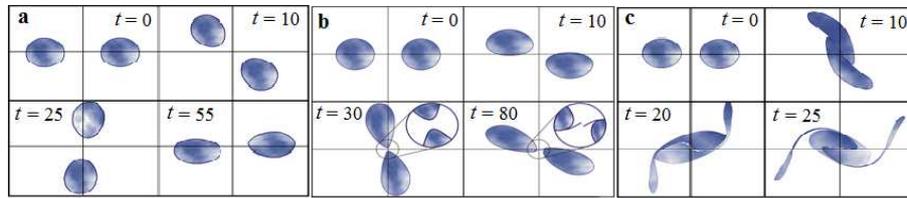


Рис. 1. Моды парного взаимодействия вихрей антициклонического типа.

Для двух вихрей противоположной полярности было установлено, что они практически не взаимодействуют, независимо от величины начального расстояния δ между их границами.

Задача для N -вихревых систем с $N = 3, 4$ рассматривалась в двух вариантах: для вихрей, расположенных в начальный момент линейно и для вихрей, расположенных в начальный момент в углах соответствующих равносторонних фигур. В численных экспериментах было установлено (см. рис. 2), что:

- при достаточно большом и равном расстоянии между вихрями эволюция приводит к формированию двух вихревых областей в результате более сильного взаимодействия каждого из "внешних" вихрей с ближайшим "внутренним" вихрем (рис. 2а). При этом, взаимодействие формирующихся пар подобно 2-вихревому случаю;
- при $\delta_i = \delta_{cr} = d/2$ ($i = 1, \dots, 4$) наблюдается формирование сложной вихревой структуры, состоящей из вихрей более мелких масштабов (рис. 2b). Дальнейшая эволюция приводит к формированию сложного турбулентного поля. Можно также видеть, что взаимодействие между внешними вихрями более сильное.

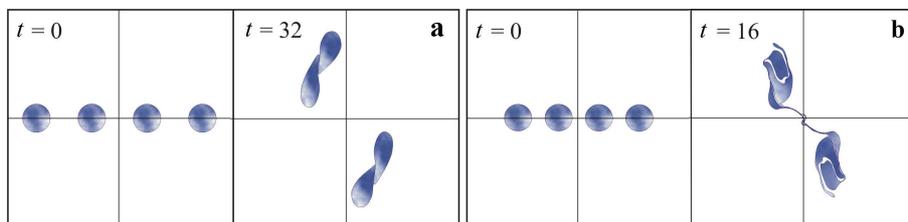


Рис. 2. 4-вихревое взаимодействие для линейной цепочки вихрей.

Далее нами были изучены 3D вихревые движения в плоско-стратифицированных сплошных средах, в частности, была промоделирована динамика взаимодействия 3D плоско вращающихся вихревых структур в «2D аппроксимации» в рамках многослойной модели среды. На рис. 3 показан результат моделирования взаимодействия двух вихревых трубок с экспоненциальным уменьшением их завихренности с ростом вертикальной координаты z . Видно, что вначале вступают во взаимодействие центральные области вихревых трубок и только потом вовлекаются во взаимодействие другие их области. Такое поведение объясняется более сильным взаимодействием центральных областей, которые расположены по отношению друг к другу на относительно малой дистанции, а их завихренности имеют относительно большие значения, так что отношение ζ/δ велико в сравнении с его значением для вершин и дна вихрей.

В качестве приложения к реальным средам нами было выполнено моделирование эволюции торнадо, при этом модельный вихрь (система ВОКП) ассоциировался путем преобразований подобия с реальным торнадо с видеозаписи. В экспериментах [2, 9], в частности, удалось показать, что малые поперечные возмущения оси торнадо приводят лишь к слабым ее колебаниям и, в целом, не влияют на структуру и устойчивость вихревой трубки. Другие изученные с помощью представленного здесь подхода приложения – это формирование сложных вихревых структур и

складок (folds) при поперечных возмущениях заряженных нитей в однородном поле \mathbf{B} с переходом потоков частиц в нестабильное состояние, что приводит к деформациям магнитного поля в зоне полярного каспа; и взаимодействие между "гидродинамическими" вихревыми структурами и пылевыми частицами в пылевой плазме (подробно об этом см. в [2, 9]).

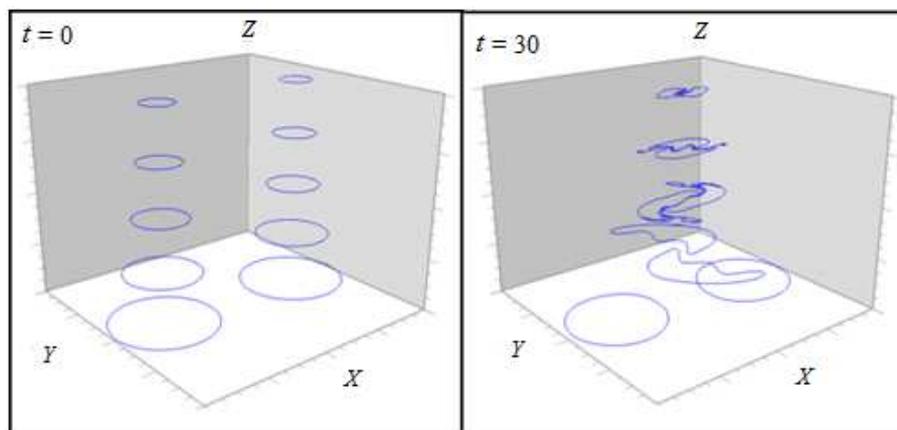


Рис. 3. Взаимодействие 3D плоско вращающихся вихревых трубок (многослойная модель среды).

Благодарности

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научных образовательных центров. Работа была поддержана Национальным научным фондом Грузии им. Шота Руставели (SRNF) (грант № FR17 252).

Список литературы

1. Zabusky N.J, Hughes, M.N., Roberts K.V. Contour Dynamics for the Euler Equations in Two Dimensions // *J. Comput. Phys.* – 1979. – V. 135. – P. 220–226.
2. Belashov V.Yu. Interaction of N -vortex structures in a continuum, including atmosphere, hydrosphere and plasma // *Adv. Space Res.* – 2017. – V. 60. – P. 1878–1890.
3. Taylor J.B., McNamara B. Plasma diffusion in two dimensions // *Phys. Fluids.* – 1971. – V. 14. – P. 1492–1499.
4. Taylor J.B. Turbulence in two-dimensional plasmas and fluids // *Plasma Phys. Control. Fusion.* – 1977. – V. 39. – P. A1–A9.
5. Hasegawa A., Mima K. Pseudo-three-dimensional turbulence in magnetized nonuniform plasma // *Phys. Fluids.* – 1978. – V. 21. – P. 87–103.
6. Charney J.G. On the scale of atmospheric motions // *Geophys. Public. Kosjones Nors. Videnshap-Acad. Oslo.* – 1948. – V. 17. – P. 1–17.
7. Mikhailovskii A.B., Lakhin V.P., Mikhailovskaya L.F., Onishchenko O.G. On the theory of vortices in a plasma // *Sov. Phys. JETP.* – 1984. – V. 59. – P. 1198–1205.
8. Petviashvili V.I., Pokhotelov O.A. *Solitary Waves in Plasmas and in the Atmosphere.* Gordon and Breach Science Publishers, Reading-Philadelphia. – 1992.
9. Belashov V.Yu., Belashova E.S., Kharshiladze O.A. Nonlinear Wave Structures of the Soliton and Vortex Types in Complex Continuous Media: Theory, Simulation, Applications // *Lecture Notes of TICMI.* V. 18 / Ed. G. Jaiani. – Tbilisi: Tbilisi University Press, 2018. – 90 p.
10. Белашов В.Ю., Сингатулин Р.М. Алгоритм метода контурной динамики и моделирование вихревых структур. Казань: КГЭУ, 2003, 39 с. – Деп. ВИНТИ 11.02.2003 г., № 272 – В2003.
11. Белашов В.Ю., Харшиладзе О.А. Модифицированный метод контурной динамики и моделирование вихревых структур // *Ученые записки КГУ.* – 2019. – № 1 (в печати).

Том II, с. 513–516

УДК: 53.072 + 519.95

МОДИФИЦИРОВАННЫЙ МЕТОД КОНТУРНОЙ ДИНАМИКИ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР

В. Ю. Белашов¹, О. А. Харшиладзе²

¹ Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18
E-mail: vybelashov@yahoo.com

² Тбилисский государственный университет им. Ив. Джавахишвили,
Грузия, 380043, г. Тбилиси, ул. Университетская, 2
E-mail: oleg.kharshiladze@gmail.com

Аннотация. Рассматривается один из наиболее эффективных методов моделирования вихревых структур, описываемых 2-мерным уравнением переноса завихренности и уравнением Пуассона для функции тока, — метод контурной динамики (КД), базирующийся на представлении вихревого потока в виде вихревых областей конечной площади. Предлагается модификация метода КД, минимизирующая погрешности, возникающие при прямом его применении к описанию вихревых структур.

Ключевые слова: вихри; ВОКП; моделирование; гидродинамика; модифицированный метод контурной динамики; алгоритм

THE MODIFIED METHOD OF CONTOUR DYNAMICS FOR MODELING OF VORTICAL STRUCTURES

V. Yu. Belashov, O. A. Kharshiladze

Abstract. One of the most effective methods of modeling of the vortical structures described by the 2-dimensional equation of carry of a vortex and by the Poisson equation for a flow function, namely, the contour dynamics (CD) method which is based on representation of a vortical stream by the finite area vortical regions is considered. The modification of the CD method minimizing the errors arising at its direct application to the description of vortical structures is offered.

Keywords: vortices; FAVR; modeling; hydrodynamics; modified contour dynamics method; algorithm

Введение

При решении любой задачи неизбежно возникает вопрос об оптимальном методе её решения, выбор метода, при этом, определяется рядом факторов, среди которых необходимо отметить его временные характеристики, простоту (при соблюдении условия адекватности решаемой задаче), надежность и универсальность. Для задач, изучаемых в рамках теории вихревых движений, выбор методов численного решения зачастую ограничен набором известных схем, базирующихся на конечно-разностном представлении дифференциальных уравнений в частных производных, описывающих движение жидкости, газа и плазмы. Однако такой подход не всегда приемлем в силу ограничений, которые накладываются на разностные сетки.

Существенный прогресс в области исследования вихревых явлений наметился в конце 60-х годов прошлого века, когда появились достаточно мощные компьютеры и родилась новая наука – вычислительная динамика жидкости [1,2]. В предлагаемой работе рассматривается один из эффективных методов, построенный на представлении вихревых структур в виде вихревых областей конечной площади (ВОКП) [3], в связи с чем описание их динамики существенно упрощается. Для численного исследования предлагается использование алгоритма контурной динамики (КД) [4] и рассматривается его модификация, позволяющая моделировать не только отдельные вихревые структуры, но и исследовать динамику N -вихревых систем, состоящих из отдельных вихрей, в зависимости от их относительного положения, порядка симметрии, величины и знака завихренности.

Основные уравнения и методы моделирования вихревых явлений

В простейшем случае несжимаемой вязкой среды уравнениями, описывающими движение жидкости, являются уравнения Навье-Стокса:

$$\partial_t \mathbf{v} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -(1/\rho) \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{v}, \quad \nabla \mathbf{v} = 0,$$

где ν — кинематическая вязкость, ρ — плотность среды, p — давление. Поскольку рассматривается вихревое движение, от этих уравнений, исключая давление и вычисляя ротор от обеих частей, мы переходим к уравнению переноса для завихренности и уравнению Пуассона для функции тока. В результате получаем нестационарное уравнение для завихренности среды: $\partial_t \zeta + (\mathbf{v} \nabla) \zeta = \nu \nabla^2 \zeta$, где ζ — завихренность, $\zeta = [\nabla, \mathbf{v}]$, и уравнение Пуассона:

$$\Delta \psi = -\zeta. \quad (1)$$

Скорость в данном случае определяется как $\mathbf{v} = [\nabla, \psi \mathbf{e}_z]$, где ψ — функция тока. Таким образом, получается система уравнений, описывающая движение несжимаемой среды. В двумерном случае эта система имеет достаточно простую форму:

$$\partial_t \zeta + (\mathbf{v} \nabla) \zeta = \nu \nabla^2 \zeta, \quad \Delta \psi = -\zeta, \quad \mathbf{v} = [\nabla, \psi \mathbf{e}_z],$$

где \mathbf{e}_z — единичный вектор нормали.

Моделирование процессов и явлений, описываемых этими уравнениями, осуществляется с применением специальных методов, к которым можно отнести: конечно-разностные схемы, метод «частиц в ячейке» (PIC-модель), метод «водяного мешка», дискретных вихрей, конечных элементов и ряд других [5, 6]. Однако все эти методы в их классической постановке обладают рядом недостатков, существенно снижающих эффективность моделирования динамики и взаимодействия вихревых структур [7, 8].

Рассматриваемый в работе метод КД является обобщением метода «водяного мешка», традиционно используемого при изучении динамики плазмы, описываемой уравнением Власова [7]. Основная идея метода заключается в представлении исследуемой среды в виде функции распределения некоторой физической величины, задающей её конфигурацию. Например, для идеальной жидкости с локальным вихревым возмущением — это распределение завихренности, которое будет представлять собой контур, внутри которого жидкость вращается с постоянной угловой скоростью. В этом случае для моделирования эволюции жидкости исчезает необходимость рассматривать всю область, занимаемую средой (что приходится делать при использовании конечно-разностных сеток) или площадь внутри вихря (как в методе дискретных вихрей), достаточно численно решать уравнения для границы вихревой области (или областей), что значительно экономит машинное время и память. Еще одно достоинство метода КД — это отсутствие искусственных дисперсии и диссипации, характерных для конечно-разностных схем.

Алгоритм метода контурной динамики

Основные положения метода описаны в работе [4], однако при его прямом использовании возникает ряд трудностей, поэтому для корректного применения к моделированию вихревых структур метод КД требует некоторой модификации. Исходными уравнениями в методе КД являются уравнение переноса вихря (для идеальной среды)

$$\partial_t \zeta + u \partial_x \zeta + v \partial_y \zeta = 0 \quad (2)$$

и уравнение Пуассона для функции тока (1). Систему уравнений (1), (2) необходимо также дополнить выражениями для компонент скорости: $u = \partial \psi / \partial y$, $v = -\partial \psi / \partial x$.

Как было сказано, идея метода состоит в том, что рассматривается взаимодействие между границами областей, а завихренность каждой области является постоянной (но необязательно одинаковой для всех областей), благодаря чему размерность задачи снижается на единицу.

Области положительной завихренности соответствуют вращению конвективных жидких элементов против часовой стрелки, поэтому мы будем изучать правостороннюю координатную систему, где вектор ζ направлен вдоль оси $\mathbf{e}_z = \mathbf{e}_x \times \mathbf{e}_y$.

Аналитическое решение уравнения Пуассона (1) для функции тока ψ имеет вид:

$$\psi(x, y) = -(2\pi)^{-1} \iint d\xi d\eta [\ln r] \zeta(\xi, \eta), \quad r = [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2]^{1/2}, \quad (3)$$

где $\ln r$ – функция Грина уравнения (1). Значение скорости в любой точке потока можно получить дифференцированием интеграла (3): $\mathbf{u} = \nabla \times \mathbf{e}_z \psi = \mathbf{e}_x \partial_y \psi - \mathbf{e}_y \partial_x \psi$. При замене переменных $\partial_y \rightarrow -\partial_\eta$ и $\partial_x \rightarrow -\partial_\xi$, исходя из второй формулы (3), получим

$$\mathbf{u} = (2\pi)^{-1} \iint d\xi d\eta \zeta [\mathbf{e}_x \partial_\eta [\ln r] - \mathbf{e}_y \partial_\xi [\ln r]]. \quad (4)$$

Интегрируя (4) по частям, найдем [8]: $\mathbf{u} = (2\pi)^{-1} \mathbf{e}_z \times \iint d\xi d\eta [\ln r] \nabla_\xi \zeta$, где $\nabla_\xi = \mathbf{e}_x \partial_\xi + \mathbf{e}_y \partial_\eta$ и $\nabla_x = \mathbf{e}_x \partial_x + \mathbf{e}_y \partial_y$. Интеграл содержит две части, описывающие: 1) область внутри контура, где $\nabla_\xi \zeta = 0$, которая не влияет на скорость, и 2) тонкую полосу на границе контура, где $\nabla_\xi \zeta \neq 0$, которая даёт единственный конечный вклад в изменение скоростей вихрей. Далее, вводя на контуре локализованную ортогональную координатную систему с осями s и q , после несложных преобразований (подробно – см. в [7, 8]) получим:

$$\mathbf{u} = (2\pi)^{-1} \sum_{j=1}^{N_c} [\zeta]_j \oint_j [\ln r] [\mathbf{e}_x d\xi_j + \mathbf{e}_y d\eta_j],$$

где $[\zeta]_j$ – значение $[\zeta]$, связанное с контуром j , а $[\zeta] = \zeta_0 - \zeta_1$ (квадратные скобки означают скачок функции; ζ_0 – завихренность вне контура, а ζ_1 – завихренность внутри контура, где по всей его площади она – константа). Таким образом, области постоянной завихренности заменяются распределением источников с логарифмическими силами вдоль j -х контуров, окруженных конечным числом N_c вихревых областей в поле завихренности. Пространственная и временная дискретизация записанных выше уравнений подробно рассмотрена в [7, 8].

Сделаем важное замечание. Для того чтобы описанный выше метод КД давал устойчивые решения, его необходимо модифицировать, поскольку, во-первых, схема с перешагиванием дает ощутимую погрешность на достаточно больших временных интервалах, а, во-вторых, как показывают эксперименты, эволюция ВОКП приводит к «разбеганию» узлов контура, и при этом нарушается главное условие – контур должен быть кусочно-непрерывным, т.е. должен как можно более точно аппроксимировать непрерывную линию. Первая проблема может быть решена с помощью методики, предложенной в [7]. Для устранения погрешности в методе с перешагиванием следует синхронизировать значения переменных на двух временных слоях. При этом предполагается, что на некотором временном слое известны координаты и скорости всех узлов контура. Тогда асинхронная компонента может быть отфильтрована с помощью усредненных переменных для момента времени $p + 1/2$, причем p должно быть четным. Эти переменные находятся тривиально: $\mathbf{x}^{p+1/2} = (\mathbf{x}^{p+1} + \mathbf{x}^p)/2$, $\mathbf{u}^{p+1/2} = (\mathbf{u}^{p+1} + \mathbf{u}^p)/2$, и, задавая приращение за время $\tau/2$: $\mathbf{x}^{p+1} = \mathbf{x}^{p+1/2} + (\tau/2)\mathbf{u}^{p+1/2}$, $\mathbf{x}^p = \mathbf{x}^{p+1/2} - (\tau/2)\mathbf{u}^{p+1/2}$, вычисляем новое положение системы контуров.

Вторая трудность может быть преодолена введением дополнительных узлов в местах «разрыва» контура, когда $h_n \geq 2h_{\max}$ – для сохранения точности вычислений в области «разрыва» между уже имеющимися точками A и B вводится точка C с координатами $x_C = (x_A + x_B)/2$, $y_C = (y_A + y_B)/2$. При этом, если используется схема с перешагиванием, дополнительные узлы необходимо добавить и на двух предыдущих временных слоях. Здесь же следует отметить, что возможна и обратная ситуация – при сильном сближении двух узлов один из них можно исключить из расчетов, в этом случае точность вычислений не изменится.

Еще одним способом оптимизации является «подправление» контуров, описанное в [7]. С течением времени линии одного и того же контура или линии, принадлежащие разным контурам, могут сближаться друг с другом настолько, что становятся одной кривой, которую приходится проходить дважды. Исключив этот участок, мы не изменяем состояния системы [7, 8].

Итак, задавая начальную конфигурацию ВОКП, мы можем исследовать их временную эволюцию. Детальная схема расчета в соответствии с алгоритмом модифицированного метода КД,

а также его диагностика подробно рассмотрены в работах [7, 8], где показано, что данный метод может успешно использоваться для исследования эволюции вихревых структур. В [8, 9] приведены результаты моделирования N -вихревых систем различных конфигураций.

Заключение

Итак, мы показали, что при изучении вихревых явлений наиболее предпочтительным является метод КД, обладающий отсутствием искусственных диффузии и диссипации. Представление среды в виде отдельных ВОКП исключает, при этом, необходимость рассматривать всё пространство, а также вычислять значения скоростей и завихренностей внутри вихревых областей, что существенно ускоряет процесс моделирования. Для устранения погрешностей, связанных с «разрывом» контуров и погрешностью метода «с перешагиванием», нами предложена специальная модификация стандартного алгоритма метода КД. Она позволяет эффективно изучать эволюцию и динамику взаимодействия N -вихревых систем различных пространственных конфигураций, состоящих из ВОКП, в зависимости от пространственного расположения, порядка симметрии, величины и знака завихренности отдельных ВОКП.

В класс вихревых структур, которые можно исследовать методом КД можно включить также вихревые пелены [10, 11], которые возникают, например, при изучении устойчиво стратифицированной среды со сдвигом скорости, описываемой уравнениями Буссинеска.

Получаемые в численных экспериментах с помощью модифицированного метода КД результаты, наряду с их очевидной значимостью для интерпретации эффектов турбулентности в газах и жидкостях (в частности, вихревых движений в атмосфере Земли с учетом кориолисовых сил), могут быть полезны при описании турбулентных процессов в плазме (например, при описании плазмы моделью кулоновски взаимодействующих квазичастиц и заряженных «нитей», а также при изучении динамики альфвеновских вихрей в космической плазме [9, 11–13]).

Благодарности

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров. Работа была поддержана Национальным научным фондом Грузии им. Шота Руставели (SRNF) (грант № FR17 252).

Список литературы

1. Роуч П.Дж. Вычислительная гидродинамика. – М.: Мир, 1980. – 616 с.
2. Вычислительные методы в гидродинамике / Под. ред. Б. Олдер. – М.: Мир, 1967. – 384 с.
3. Дим Г., Забуски Н. Стационарные V -состояния, их взаимодействие, возврат и разрушение // Солитоны в действии: Пер. с англ. – М.: Мир, 1981. – С. 289-304.
4. Zabusky N.J, Hughes, M.N., Roberts K.V. Contour Dynamics for the Euler Equations in Two Dimensions // J. Comput. Phys. – 1979. – V. 135. – P. 220–226.
5. Поттер Д. Вычислительные методы в физике. – М.: Мир, 1975. – 392 с.
6. Березин Ю.А., Федорчук Н.П. Моделирование нестационарных плазменных процессов. – Новосибирск: ВО «Наука». Сибирская издательская фирма, 1993. – 357 с.
7. Белашов В.Ю., Сингатулин Р.М. Алгоритм метода контурной динамики и моделирование вихревых структур. Казань: КГЭУ, 2003, 39 с. – Деп. ВИНТИ 11.02.2003 г., № 272. – В2003.
8. Белашов В.Ю., Харшиладзе О.А. Модифицированный метод контурной динамики и моделирование вихревых структур // Ученые записки КГУ. – 2019. – № 1 (в печати).
9. Belashov V.Yu., Belashova E.S., Kharshiladze O.A. Nonlinear Wave Structures of the Soliton and Vortex Types in Complex Continuous Media: Theory, Simulation, Applications // Lecture Notes of TICMI. V. 18 / Ed. G. Jaiani. – Tbilisi: Tbilisi University Press, 2018. – 90 p.
10. Сэффмэн Ф.Дж. Динамика вихрей. – М.: Научный мир, 2000. – 376 с.
11. Belashov V.Yu., Kharshiladze O.A. Numerical modeling of interaction of vortex structures in fluids and plasmas // VIII Annual Meeting of the Georgian Mechanical Union. Book of Abstracts. 25.09-29.09.2017, Tbilisi. – Tbilisi: Tbilisi University Press. – 2017. – P. 31-32.
12. Pokhotelov O.A., Stenflo L., Shukla P.K. Nonlinear Structures in the Earth's Magnetosphere and Atmosphere // Plasma Physics Reports. – 1996. – V. 22. No. 10. – P. 852-863.
13. Belashov V.Yu. Interaction of N -vortex structures in a continuum, including atmosphere, hydrosphere and plasma // Adv. Space Res. – 2017. – V. 60. – P. 1878–1890.

Том II, с. 517–520

УДК: 523.36 + 533.951

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА НАД УЧАСТКАМИ ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ, ОБОГАЩЕННЫМИ ВОДОРОДОМ

С. И. Попель^{1,2,3}, С. И. Копнин^{1,2,3}, А. Ю. Дубинский¹

¹ *Институт космических исследований РАН, 117997, г. Москва, ул. Профсоюзная, 84/32*

E-mail: popel@iki.rssi.ru

² *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141701, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 20*

³ *Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», 101000, г. Москва, ул. Мясницкая, 20*

Аннотация. Исследуется влияние водородосодержащих соединений в реголите на свойства пылевой плазмы у поверхности Луны. Произведен расчет распределений по размерам и высотам подъема заряженных пылевых частиц над освещенными участками поверхности Луны, обогащенными водородом. Продемонстрировано, что пылевые частицы, парящие над участками, обогащенными водородом, имеют большие размеры и большие заряды, а также достигают больших высот, чем в ситуации, когда пыль парит над областями небогащенного водородом лунного реголита. Показана возможность высвобождения из кристаллической решетки диоксида кремния в лунном реголите атомов кислорода как частей молекул гидроксида серебра. Гидроксид серебра, в свою очередь, может относительно легко вступать в реакцию с водородом, что приводит к образованию воды и серебра. Тем самым показана возможность образования молекул воды, включенных в приповерхностный лунный грунт. Присутствие молекул воды в лунном грунте также может повлиять на фотоэлектрические свойства лунного реголита и параметры плазменно-пылевой системы над Луной.

Ключевые слова: Луна; пылевая плазма; фотоэффект; работа выхода; реголит; вода

DUSTY PLASMAS OVER HYDROGEN-RICH AREAS OF LUNAR SURFACE

S. I. Popel, S. I. Kopnin, A. Yu. Dubinskii

Abstract. The effect of hydrogen-containing compounds in the regolith on the properties of dusty plasmas near the surface of the Moon is investigated. The calculation of the size distributions and heights of the rise of charged dust particles above the illuminated parts of the lunar surface enriched with hydrogen is carried out. It is demonstrated that dust particles levitating over hydrogen-rich sites have larger sizes and larger charges, and also reach higher altitudes than in a situation when dust levitates over areas of lunar regolith not enriched with hydrogen. The possibility of the release from the crystal lattice of silicon dioxide in the lunar regolith of oxygen atoms as parts of silver hydroxide molecules is shown. Silver hydroxide, in turn, can relatively easily react with hydrogen, which leads to the formation of water and silver. This shows the possibility of the formation of water molecules included in the near-surface lunar soil. The presence of water molecules in the lunar soil can also affect the photoelectric properties of the lunar regolith and the parameters of the dusty plasma system over the Moon.

Keywords: the Moon; dusty plasmas; photoelectric effect; work function; regolith; water

Введение

В настоящее время немаловажная роль в космических исследованиях принадлежит выявлению свойств и проявлений заряженной пыли у поверхности Луны и в лунной экзосфере. В России готовятся миссии «Луна-25» и «Луна-27». На посадочных модулях станций «Луна-25» и «Луна-27» предполагается разместить аппаратуру, которая будет как непосредственно детектировать пылевые частицы над поверхностью Луны, так и осуществлять оптические измерения. Оказывается, что характеристики пылевой плазмы над поверхностью Луны существенным образом зависят от свойств лунного реголита. Недавние исследования [1] по детектированию потоков

нейтронов, прошедших через участки лунной поверхности в южном полушарии Луны, проведенные Lunar Reconnaissance Orbiter, показали присутствие в приповерхностной зоне Луны в области широт, превышающих 70 градусов, областей, обогащенных водородом. В настоящей работе исследуется влияние водородосодержащих соединений в реголите на свойства пылевой плазмы у поверхности Луны.

Распределения пыли по размерам и высотам над поверхностью Луны

Перечислим основные свойства плазменно-пылевой системы в приповерхностном слое над освещенной частью Луны в ситуации, когда Луна не находится в хвосте магнитосферы Земли, и, соответственно, влияние плазмы хвоста магнитосферы на освещенную сторону Луны несущественно. В этой ситуации составными частями плазменно-пылевой системы являются [2] нейтралы разреженной лунной атмосферы, электроны и ионы солнечного ветра, заряженные частицы пыли, фотоэлектроны, образующиеся при взаимодействии с солнечным излучением поверхности Луны и пылевых частиц, парящих над поверхностью Луны. Несмотря на существование нейтралов в лунной атмосфере над освещенной частью Луны с концентрацией порядка 10^5 см^{-3} , фотоионизацией нейтралов и, соответственно, возникновением электронов и ионов в результате фотоионизации можно пренебречь, поскольку значительные временные масштабы фотоионизации (порядка 10–100 земных дней) и быстрый ($\sim 1 \text{ с}$) захват ионов солнечным ветром ограничивают концентрации электронов и ионов, образующихся в результате фотоионизации нейтралов, величинами порядка $\sim 1 \text{ см}^{-3}$ [3], что существенно меньше, чем концентрации электронов и ионов солнечного ветра $\sim 10 \text{ см}^{-3}$.

Вычисление распределений пыли и электронов в приповерхностном слое освещенной части Луны производится на основе теоретической модели [2], в которой зарядка пылевых частиц над поверхностью Луны вычисляется на основе зондовой модели с учетом влияния фотоэлектронов, электронов и ионов солнечного ветра, а также солнечного излучения. Не учитывается воздействие светового давления на динамику пылевых частиц, поскольку, как показывают оценки, указанное воздействие сказывается лишь для частиц с размерами, заведомо не превышающими 1 нм. Производится учет фотоэлектронов как от лунной поверхности, так и от поверхностей парящих над Луной пылевых частиц. Рассмотрение фотоэлектронов от поверхностей пылевых частиц требует самосогласованного описания, поскольку фотоэлектроны влияют на распределения пылевых частиц, в то время как распределения пылевых частиц определяют количество фотоэлектронов. Ввиду самосогласованного характера задачи решить ее удастся только численными методами, использующими итерации. В нулевом приближении пренебрегается эффектами фотоэлектронов от поверхностей пылевых частиц. При этом определяются распределения пыли над поверхностью Луны. После чего вычисляются распределения фотоэлектронов от поверхностей пылевых частиц для тех распределений пыли, которые были рассчитаны на предыдущем шаге. Далее, вычисляются распределения пыли, но уже с новыми распределениями фотоэлектронов над поверхностью Луны. Затем для так вычисленных распределений пыли определяются распределения фотоэлектронов и т. д.

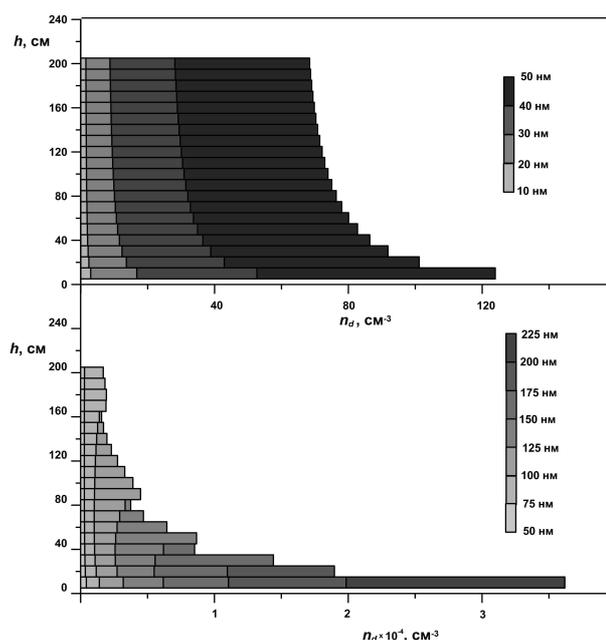


Рис. 1. Распределения пылевых частиц над участками лунной поверхности, обогащенными водородом, для значений $\theta = 82^\circ$.

Для определения распределений (по размерам и высотам) пылевых частиц над поверхностью Луны вычисляется вероятность присутствия частицы на определенной высоте (обратно пропорциональная времени присутствия частицы на этой высоте). Указанная вероятность умножается на нормировочный множитель, который вычисляется таким образом, чтобы обеспечить адекватное описание распределения (по размерам) лунной пыли, находящейся на поверхности Луны.

Важным параметром, необходимым для расчетов, является концентрация фотоэлектронов непосредственно у поверхности Луны, которые возникают, главным образом, от ее поверхности (но не от поверхностей парящих пылевых частиц) при взаимодействии с солнечным излучением [4]. Функция распределения фотоэлектронов по энергиям определяется стандартным образом на основе расчета плотности потока фотоэлектронов, испускаемых твердым телом под действием излучения.

Полученная таким образом функция распределения может быть использована для нахождения концентрации N_0 и температуры T_e фотоэлектронов в приповерхностном слое Луны. При вычислении функции распределения фотоэлектронов, их концентрации и температуры важными параметрами являются квантовый выход и работа выхода лунного реголита. Несмотря на существенные вариации количества энергии, излучаемой Солнцем в ультрафиолетовом диапазоне (основном с точки зрения испускания фотоэлектронов), эти вариации не приводят к существенным (на порядки величины) изменениям значений N_0 и T_e [4]. Типичные значения работы выхода W для лунного реголита варьируются в пределах 5-6 эВ. Однако работа выхода фотоэмиссии участков лунной поверхности, обогащенных водородом, может принимать меньшие значения $W = W_H \approx 4$ эВ [5]. Данный факт приводит, в частности, к тому, что пылевые частицы, парящие над участками, обогащенными водородом, имеют большие размеры (вплоть до ≈ 250 нм), большие заряды, достигают больших высот и т.д., чем в ситуации, когда пыль парит над областями лунного реголита. Высотные распределения пылевых частиц над участками, обогащенными водородом, для угла между местной нормалью и направлением на Солнце $\theta = 82^\circ$ представлены на рис. 1. На рис. 2 для $\theta = 77^\circ, 82^\circ, 87^\circ$ показаны максимально возможные высоты подъема пылевых частиц H_{max} .

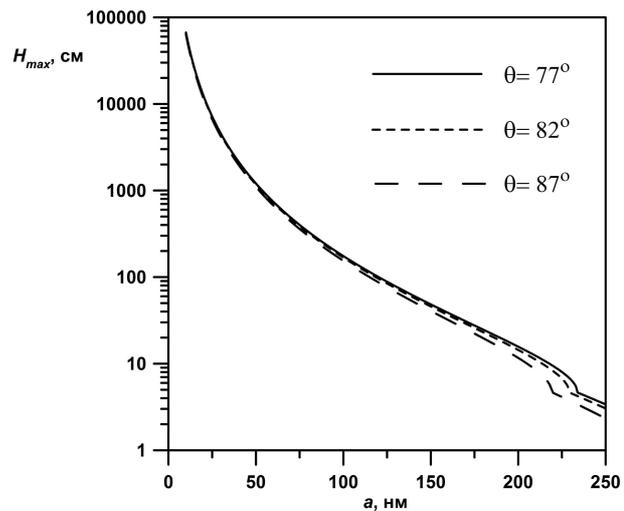


Рис. 2. Максимально возможные высоты подъема пылевых частиц над участками лунной поверхности, обогащенными водородом, для значений $\theta = 77^\circ, 82^\circ, 87^\circ$ в зависимости от размера частиц a .

Вода в лунном реголите

Несмотря на приведенные выше результаты расчетов присутствие водорода в лунном реголите может по-разному влиять на фотоэлектрические свойства лунного реголита и параметры плазменно-пылевой системы над Луной. Так, например, если в реголите присутствуют молекулы воды, то, его работа выхода может увеличиться по сравнению с работой выхода типичного реголита, поскольку работа выхода льда равна 8,7 эВ. Соответственно, можно ожидать, что присутствие воды в лунном реголите, наоборот, ослабит свойства плазменно-пылевой системы.

Имеются свидетельства (см., например, [6]) о небольших количествах воды в лунном грунте. Молекулы воды могут образовываться [7] вследствие реализации следующего механизма обмена серой и кислородом в тех точках реголита, где непосредственно контактируют сульфид серебра и диоксид кремния. Когда в эту точку попадает протон солнечного ветра, происходит разрыв связи Si-O, а водород образует OH-группу. Затем происходит сближение атомов серы и кремния, в свою очередь, атом серебра сближается с атомом кислорода с образованием промежуточного ком-

плекса. После чего образуется единый промежуточный комплекс за счет ковалентно-водородных связей, и происходит разрыв связи Ag-S. В результате отделяется гидроксид серебра, и, наконец, происходит отрыв атома серебра.

Таким образом, существует возможность высвобождения из кристаллической решетки диоксида кремния в лунном реголите атомов кислорода как частей молекул гидроксида серебра. Гидроксид серебра, в свою очередь, может относительно легко вступать в реакцию с водородом, что приводит к образованию воды и серебра. Можно предполагать, что молекулы воды, образованные в результате реализации описанного в данной работе механизма, присутствуют лишь в приповерхностном (толщиной порядка 0,1 мкм) слое частицы реголита. Соответственно, количество воды в лунном реголите по отношению к количеству сульфида серебра можно оценить как отношение объема указанного приповерхностного слоя частицы к объему типичной частицы реголита, имеющей размер в несколько десятков микрометров. Учитывая, что в некоторых участках лунного реголита содержание Ag_2S может достигать величин порядка 1%, находим, что в этих же участках доля воды, образуемой за счет описанного здесь механизма, может превышать $10^{-6}\%$.

Заключение

Итак, присутствие водорода в лунном реголите может по-разному влиять на фотоэлектрические свойства лунного реголита и параметры плазменно-пылевой системы над Луной. Проведенные расчеты распределений по размерам и высотам подъема заряженных пылевых частиц над освещенными участками поверхности Луны, обогащенными водородом, показали, что возможны ситуации, когда пылевые частицы, парящие над участками, обогащенными водородом, имеют большие размеры и большие заряды, а также достигают больших высот, чем в ситуации, когда пыль парит над областями небогащенного водородом лунного реголита. Однако присутствие воды в лунном реголите ослабляет свойства плазменно-пылевой системы. Молекулы воды могут образовываться в лунном реголите вследствие высвобождения из кристаллической решетки диоксида кремния атомов кислорода как частей молекул гидроксида серебра.

Список литературы

1. Mitrofanov I. G., Sanin A. B., Boynton W. V. et al. Hydrogen mapping of the lunar south pole using the LRO neutron detector experiment LEND // *Science*. – 2010. – Vol. 330. – P. 483–486.
2. Попель С. И., Копнин С. И., Голубь А. П. и др. Пылевая плазма у поверхности Луны // *Астрономический вестник*. – 2013. – Т. 47, № 6. – С. 455–466.
3. Stubbs T. J., Glenar D. A., Farrell W. M. et al. On the role of dust in the lunar ionosphere // *Planet. Space. Sci.* – 2011. – Vol. 59. – P. 1659–1664.
4. Попель С. И., Голубь А. П., Извекова Ю. Н. и др. К вопросу о распределениях фотоэлектронов над освещенной частью Луны // *Письма в ЖЭТФ*. – 2014. – Т. 99, № 3. – С. 131–137.
5. Колесников Е. К., Мануйлов А. С. Расчет напряженности электростатического поля над поверхностью Луны, покрытой монослоем водорода // *Астрономический журнал*. – 1982. – Т. 59, № 5. – С. 996–998.
6. Barnes J. J., Kring D. A., Tartèse R. et al. An asteroidal origin for water in the Moon // *Nature Communications*. – 2016. – V. 7. – P. 11684, 10 pages.
7. Дубинский А. Ю., Попель С. И. К вопросу об образовании воды в лунном реголите // *Космические исследования*. – 2019. – Т. 57, № 2. – С. 93–98.

Том II, с. 521–524

УДК: 550.388.2

ПРЕДВОСХОДНЫЕ АНОМАЛИИ ПЭС ЗИМНЕЙ ИОНОСФЕРЫ СРЕДНИХ ШИРОТ

Ю. Я. Ружин¹, В. М. Смирнов²

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова
РАН (ИЗМИРАН), г. Троицк

E-mail: ruzhin@izmiran.ru

²Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, г. Фрязино

Аннотация. Радиопросвечивание ионосферы сигналами спутников сети GPS показало заметные квази-периодические вариации ПЭС (до 100%) в декабре над Москвой. Волновая активность периодичностью 10-15 минут наблюдается больше часа в предвосходный период. Показано, что это может быть связано с развитием магнитно-сопряженной токовой системы в динамо области южного полушария. Учитывая связь ПЭС с плотностью плазмы максимума слоя F2 - это приводит также к модуляции критической частоты и соответствующим последствиям в распространении радиоволн в это зоне.

Ключевые слова: ионосфера; ПЭС; сопряженная область; S_q -вариация

PRE SUNRISE ANOMALIES OF WINTER MIDDLE LATITUDE IONOSPHERE

Yu. Ruzhin, V. M. Smirnov

Abstract. The continuous electromagnetic transmission probing of ionosphere by the satellite signals of the GPS network showed marked quasi-periodic variations of TEC (up to 100%) in December over Moscow. Wave activity (with a periodicity of 10-15 minutes) there are more hours in sunrise period. Considering the relationship of TEC with the maximum plasma density in the F2 layer - this also leads to modulation of the critical frequency and the corresponding consequences for the radiowave propagation in this area.

Keywords: ionosphere, TEC, conjugate point, S_q -variation

Введение

Исследование неоднородной структуры ионосферы имеет большое фундаментальное и прикладное значение. В работах [1, 2] было установлено, что на средних широтах неоднородность ионосферы проявляется особым образом в переходное время суток (область солнечного терминатора) и выражается в увеличении интенсивности образования спорадических неоднородностей в –области и волновой активности в слое F2. С появлением навигационных спутников появилась возможность непрерывного контроля ионосферных условий с помощью полного электронного содержания (ПЭС). Анализ GPS наблюдений показал, что вариации ПЭС очень чувствительны к изменению электронной концентрации области F2 и могут эффективно использоваться для обнаружения волновых возмущений [3, 4]. Коэффициент корреляции между ПЭС и f_oF2 достигает величины 0.9. В нашей работе приведены обнаруженные в период зимнего солнцестояния квазипериодические регулярные вариации ПЭС большой амплитуды, которые свидетельствуют о генерации аномальных волновых возмущений (плазменных неоднородностей) в зоне солнечного утреннего терминатора. Обсуждается возможный механизм и последовательность процессов в магнитно – сопряженных областях ионосфер обоих полушарий способствующих появлению таких неоднородностей над Москвой.

Содержание доклада

По данным радиопросвечивания ионосферы в декабре 2013 сигналами спутников навигационной сети GPS над Москвой обнаружены предвосходные квазипериодические вариации ПЭС ионосферы с амплитудой, достигающей 100%. Наблюдения проводились аппаратно-программным комплексом пассивного мониторинга ионосферы с 13 по 27 декабря, и обнаруженный эффект проявлялся регулярно. Комплекс располагался на территории Института земного

магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова РАН. Он предназначен для оперативного определения в пассивном режиме ионосферных параметров (критическая частота и высота ионосферного слоя F_2 , полное электронное содержание и высотный профиль электронной концентрации ионосферы) в радиусе до 1000 км от места его установки по результатам приема и обработки радиосигналов навигационных спутниковых систем ГЛОНАСС и GPS.

На рис. 1 приведены примеры регистрируемых ПЭС для двух спутников, которые наблюдались в предвосходный период одновременно почти три часа. Видны устойчивые квазисинусоидальные вариации ПЭС периодами 10–15 мин для спутника GPS21.

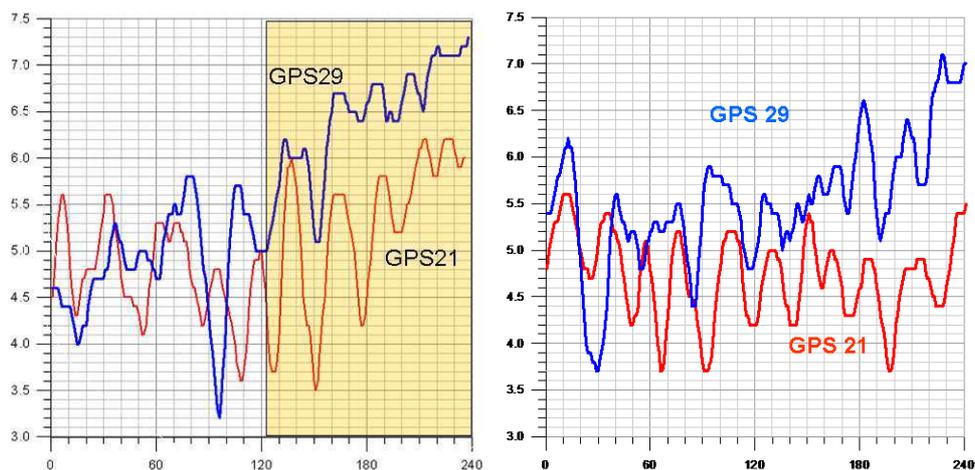


Рис. 1. Представлена динамика ПЭС (TECU) для 17 и 23 декабря для предвосходного периода 4–6 UT. Видны квазипериодические вариации ПЭС для спутника GPS21.

На рис. 2 представлена геометрия расположения подионосферных точек для каждого спутника и пункта наблюдения (звездочка) – ИЗМИРАН. Пространственное положение траекторий и различие в поведении ПЭС дает нам возможность установить причину такого явления, которое является аномальным, судя по амплитуде возмущения и устойчивости проявления. Для этого остановимся на некоторых особенностях зондирования.

Проекция ионосферной точки (условное пересечение луча зондирования с ионосферой) на поверхность Земли известна как подионосферная точка [4]. Примем, что ионосферная точка находилась на высоте ~ 350 км. Тогда скорость ее движения изменяется в пределах 60–500 м/с. Меньшее значение скорости отнесено к моменту прохождения спутника вблизи зенита для каждого приемника. Максимальная скорость достигается при восходе и заходе спутника. Из-за относительно малой скорости сканирования (~ 100 м/с) возмущенной области ионосферы диагностика среды носит пространственно-временной характер.

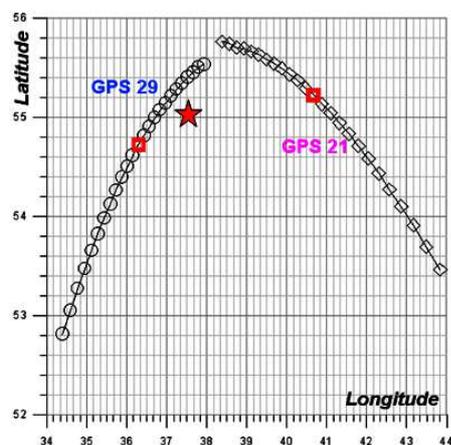


Рис. 2. Траектории подионосферных точек (географ. координаты) для двух спутников. Прямоугольники соответствуют моменту времени 5 UT. Перемещение — слева направо для обоих спутников.

Обсуждение

Исследование возникновения и эволюции неоднородностей электронной концентрации является одним из основных вопросов физики ионосферы. Общепринятыми основными механизмами их образования в настоящее время считаются плазменные неустойчивости [7, 8], что и предопределяет их интенсивное изучение во всём мире. Наиболее важными из них являются градиентно–дрейфовая, Рэлея–Тейлора и конвергентная неустойчивости, которые именуются неустойчивостями градиентно–дрейфового (ГД) типа. Градиентно–дрейфовая неустойчивость обычно привлекается для объяснения $F2$ рассеяния на субавроральной и авроральных широтах, где наблюдаются резкие горизонтальные градиенты концентрации плазмы и сильные электрические поля и токи [5, 6]. Однако в вечерней и утренней ионосфере средних и низких широт также может иметь место достаточно сильные электрические поля [7]. В связи с этим естественно обратить внимание на градиентно–дрейфовую неустойчивость ионосферной плазмы [6].

Кроме градиентов концентрации плазмы, для реализации градиентно–дрейфовой неустойчивости необходимы и электрические поля. В южном полушарии в декабре развивается летняя токовая система Sq-вариации геомагнитного поля более интенсивная, чем в это время суток на севере. При этом, предвосходному периоду на севере соответствует практически предполуденная ситуация в магнитно–сопряженной области ионосферы южного полушария, когда электрическое динамо - поле максимально.

На рис. 3 (слева) представлены горизонтальные компоненты магнитного поля спокойной солнечно–суточной вариации геомагнитного поля на ближней магнитносопряженной ИЗМИРАН obs. Крозе, где хорошо видно, что времени 3–6 UT соответствуют максимальные отклонения, как в меридиональной, так и зональной компонентах. Представим динамику вектора магнитной вариации для этого периода времени на Рис.3 (справа). Получаем, что вектор составляет угол α с направлением на запад в пределах $\alpha = 20^\circ - 25^\circ$. Направление тока и соответственно электрического поля в ионосфере, обеспечивающего эту вариацию, будет иметь перпендикулярное направление (правило правой руки), то есть на север и, при этом, азимут равен этому углу.

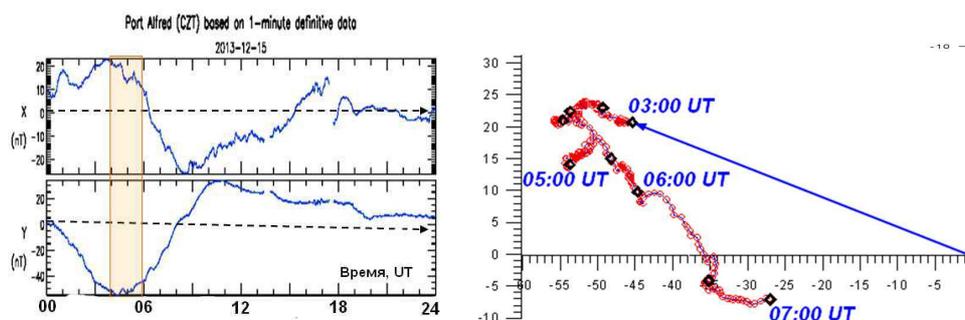


Рис. 3. Слева — компоненты вектора горизонтальной вариации геомагнитного поля (X – меридиональная компонента, направлена на север, Y – зональная компонента). Справа — динамика вектора вариации с 03 UT до 07 UT (X – вертикальная ось, Y – горизонтальная ось). Все величины компонент указаны в нТл.

Разность потенциалов участка (условно - АВ) за счет высокой проводимости плазмы вдоль силовых линий геомагнитного поля (практически от высот 100 км в ионосфере) будет перенесена в северное полушарие (участок $A * B$). При этом меридиональная компонента электрического поля меняет свое направление на обратное, а зональная сохраняет направление. В итоге мы получаем электрическое поле на севере с азимутом $155^\circ - 160^\circ$, соответственно. При этом величина этого поля несколько увеличивается за счет сгущения силовых линий геомагнитного поля по сравнению с южным полушарием. Оценочная величина поля составляет 1–2 мВ/м. Таким образом, в декабре, когда над Москвой в ионосфере в предвосходный период появляется электрическое поле, плазма испытывает дрейф в скрещенных электрическом и магнитном полях \times .

Считаем магнитное поле вертикальным и тогда азимут направления дрейфа составит 65° – 70° , соответственно. Скорость дрейфа находится в пределах 20–40 м/с.

В нашем случае, азимут направления на Солнце или направления горизонтального градиента ионосферной плазмы в области терминатора находится в пределах 105° – 125° , что достаточно для развития неустойчивости при азимуте электрического поля 155° – 160° [8].

Судя по рис. 2, где направление сканирования ионосферы спутником близко к направлению перпендикулярному электрическому полю, или направлению скорости дрейфа (азимут 65° – 70°), то регулярные вариации ПЭС высвечивают регулярную структуру неоднородностей ионосферной плазмы, вызванной градиентно–дрейфовой неустойчивостью. Принимая скорость пространственного сканирования 100 м/с для спутника GPS21 и, вычитая возможную скорость дрейфа в скрещенных полях 20–40 м/с, получим для периодов 10–15 мин оценку размера поперечника неоднородностей в пределах 36–72 км. Этот масштаб соответствует классу среднemasштабных [?, 6] перемещающихся ионосферных неоднородностей (ПИВ).

Заключение.

По данным радиопросвечивания ионосферы сигналами спутников навигационной сети GPS обнаружены в декабре над Москвой предвосходящие квазипериодические вариации ПЭС ионосферы с амплитудой, достигающей 100%. Принимая к сведению, что коэффициент корреляции между ПЭС и f_0F2 достигает величины 0.9, то эти результаты свидетельствуют о значительных вариациях критических частот слоя $F2$ в этот период. Наличие результатов одновременной регистрации ПЭС на пространственно разнесенных траекториях ионосферных точек трансionoсферного зондирования позволило определить направление среднemasштабных ПИВ и их характерный размер.

По данным станций INTERMAGNET (в Индийском океане) рассмотрена ситуация в магнитно – сопряженной области южного полушария, где в это время развивалась система токов спокойной солнечно – суточной вариации магнитного поля и определены величина и направление электрического динамо поля в окрестности магнитно - сопряженной точки. Учитывая высокую проводимость плазмы вдоль геомагнитных силовых линий это поле проникает в ионосферу над Москвой и способствует появлению \times горизонтальных дрейфов и перераспределению неустойчивой ионосферной плазмы в предвосходящий период.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (Grant № 17–55–45094_a).

Список литературы

1. Сомсиков В. М. Солнечный терминатор и динамика атмосферы. Алма–Ата: Наука, 1983. — 192 с.
2. Сомсиков В. М. Волны в атмосфере, обусловленные солнечным терминатором. (Обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. — 1991. — Т. 31, №1. — С. 1–12.
3. Afraimovich E. L. First GPS-TEC evidence of wave structure excited by solar terminator moving // Earth, Planets and Space. — 2008. — Vol. 60. — P. 895–900.
4. Афраймович Э. Л., Перевалова Н. П. GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли. Иркутск: Изд-во ГУ НЦ РВХ ВСНЦ СО РАМН, 2006. — 480 с.
5. Гершман Б. Н. Механизмы возникновения ионосферных неоднородностей в области F // Ионосферные исследования. — 1980. — №30. — С. 17–26.
6. Гершман Б. Н., Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д., Чернобровкина Н. А. Явление $F2$ рассеяния в ионосфере. М.: Наука, 1984. — 141 с.
7. Takeda M., Yamada Y. Simulation of ionospheric electric fields and geomagnetic field variation by the ionospheric dynamo for different solar activity // Ann. Geophysicae. — 1987. — Vol. 5, No 6. — P. 429–433.
8. Мальцев Ю. П. Лекции по магнитосферно–ионосферной физике. Апатиты: ПГИ РАН, 1995. — 125 с.

Том II, с. 525–526

УДК: 681.5

О МОДЕРНИЗАЦИЯ КОНТРОЛЬНО-ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ МАШИНЫ «КИМ-АЛЬФА»

О. Н. Захарова, О. В. Ильина

*Казанский национальный исследовательский технический университет, 420015, Казань, ул.
Карла Маркса, 68*

Аннотация. Контрольно-измерительные машины (КИМ) получили широкое распространение в авиационной промышленности. Это связано с тем, что указанные измерительные комплексы позволяют проводить высокоточные измерения (погрешность измерений 0,01 мм) габаритных деталей. Основным режимом работы КИМ это измерение ансамбля точек детали и сравнение его с точками математической модели. Отсюда следует, что высокоточное измерение требует значительного количества измеряемых точек, так как процесс измерения включает установку координат точки в одной из возможных плоскостей (например плоскость XOY). Указанный режим был реализован в процессе модернизации КИМ – «Альфа». Измерения с помощью модернизированной системы позволяют уменьшить значительное количество времени.

Ключевые слова: распространение радиоволн; нелинейные волны; пороговая нелинейность; насыщающаяся нелинейность; взаимодействие солитонов

MODERNISATION OF COORDINATE MEASURING MACHINES «KIM-ALPHA»

O. N. Zakharov, O. V. Ilyina

Abstract. Control and measuring machines (CMM) are widely used in the aviation industry. This is due to the fact that these measuring systems allow for high-precision measurements (measurement error 0.01 mm) dimensional parts. The main mode of operation of KIM is the measurement of the ensemble of detail points and its comparison with the points of the mathematical model. It follows that a high-precision measurement requires a significant number of measured points, since the measurement process involves setting the coordinates of a point in one of the possible planes (for example, the xOu plane). This mode was implemented in the process of modernization of KIM – «alpha». Measurements with the upgraded system can reduce a significant amount of time.

Keywords: radio wave propagation; nonlinear waves; threshold nonlinearity; saturated nonlinearity; soliton interaction

Контрольно-измерительные машины (КИМ) получили широкое распространение в авиационной промышленности. Это связано с тем, что указанные измерительные комплексы позволяют проводить высокоточные измерения (погрешность измерений 0,01 мм) габаритных деталей с размером $5000 \times 3000 \times 2500$ мм.

Основным режимом работы КИМ это измерение ансамбля точек детали и сравнение его с точками математической модели. Отсюда следует, что высокоточное измерение требует значительного количества измеряемых точек, так как процесс измерения включает установку координат точки в одной из возможных плоскостей (например плоскость O). Точки задаются с определенным интервалом (шагом измерений). Если принять, что в данной плоскости деталь занимает размер $1 \text{ м} \times 1 \text{ м}$, а шаг измерений составляет один сантиметр. То это значит, что необходимо обеспечить измерение координаты Z в 10 000 точек. Цикл измерений однотипен — первоначально рабочий инструмент устанавливается с требуемыми координатами и . Затем производится измерение по координате Z. Для этой цели используется ноль-датчик. Выходной сигнал равен первоначально нулю. Датчик соприкасается с измеряемой деталью и в момент достижения требуемого размера формируется перепад напряжения 0-1. По указанному перепаду формируется сигнал замера координаты Z. С этой целью считывается показания фотоэлектрического датчика в указанный

момент и в памяти устройства фиксируется все три координаты измеряемой точки. После этого КИМ приступает к измерению следующей точки – рабочий инструмент для этого отводится к измеряемой поверхности в соответствующую сторону, чтобы предотвратить поломку датчика. После этого устанавливаются координаты в точке в измеряемой плоскости. И после этого рабочий инструмент начинает двигаться по координате Z . После соприкосновения датчика с плоскостью, нуль-датчик формирует сигнал измерения координаты точки по оси Z . Этот цикл повторяется многократно.

Предположим, что цикл измерения занимает отрезок времени равный 10 секунд, тогда измерения детали с размерами по измеряемой плоскости составит $10\,000 \times 10 = 100\,000$ секунд примерно 28 часов.

Таким образом, такой режим работы обеспечивает высокоточное измерение, но требует значительного времени (в нашем случае это время больше суток).

Однако такие измерения не всегда себя оправдывают. Наиболее часто необходимо провести измерения детали с целью выяснения обстоятельства на сколько точно размеры детали соответствуют чертежу.

Чертеж детали выполняется в системе координат Z , причем размеры детали указываются относительно этих координат, с этой целью деталь соответствующим образом располагается. Поэтому размеры детали указываются относительно осей X , Y , Z и деталь характеризуется матрицей размеров по каждой оси.

В связи с этим время измерения можно существенно уменьшить за счет того, что измерение производится по характерным точкам, соответствующих началу и концу измеряемого участка.

Для осуществления этого режима измерений необходимо произвести модернизацию КИМ, с целью приближения алгоритма измерений близкой к измерению механических измерителей типа штангель-циркуль.

С этой целью в каждом канале имеется оптико-электронный датчик перемещений, который фиксирует размер перемещения по каждой оси. С этой целью измеряемая деталь должна быть соответственно сориентирована в рабочем пространстве. Оси детали и оси измерительного прибора должны совпадать.

Если измерения проводится по оси Z , то оси детали должны быть параллельны оси измерительного инструмента, тогда в этом случае, если зафиксировать начало измерения с помощью датчика перемещений и включить режим измерения по указанной оси, то при достижении конечного размера с помощью нуль-датчика будет обеспечено фиксация этой точки и вычисления размера детали.

Указанный режим был реализован в процессе модернизации КИМ – «Альфа». Измерения с помощью модернизированной системы обеспечивают погрешность не хуже 0,01 мм при измерении длины детали до 3 метров.

Список литературы

1. Ильин А. Г., Польский Ю. Е. Структура и информационная емкость узкополосных шумов в лидарных системах с гетеродинным приемом // Оптика атмосферы и океана. – Томск, 1995. – Вып. 8, № 5. – С. 92–97.
2. Ильин А. Г., Ильин Г. И. Особенности преобразования Гильберта, для описания квазигармонических колебаний с произвольной структурой // Инфокоммуникационные технологии. – 2007. – № 4 – С. 13–15.
3. Крауфорд З. Ф. Волны. Берклеевский курс лекций. Т. 3. – М.: Наука, 1976.

Том II, с. 527–530

УДК: 537.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ СОЛНЕЧНЫМ ТЕРМИНАТОРОМ, ПО ДАННЫМ СЕТИ ГНСС-СТАНЦИЙ, РАСПОЛОЖЕННЫХ В ПРИВОЛЖСКОМ ФЕДЕРАЛЬНОМ ОКРУГЕ

И. А. Насыров Д. А. Когогин М. А. Шербоев, Р. В. Загретдинов

КФУ, Институт физики, 4200008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 16А

E-mail: dkogogin@kpfu.ru

Аннотация. В данной работе приведены результаты регистрации в рядах ПЭС ионосферных волновых возмущений, генерируемых солнечным терминатором в период с 1 ноября 2015 года по 31 декабря 2016 года (суммарно 426 дней). Сигналы от глобальных навигационных спутниковых систем регистрировались в двух пунктах: Астрономической обсерватории им. В. П. Энгельгардта (55.83° с.ш., 48.91° в.д.) и Казани (55.80° с.ш., 49.13° в.д.). Расстояния между измерительными пунктами: АОЭ – Казань ~ 20 км. На основе анализа массива данных рядов ПЭС были получены количественные оценки параметров, зарегистрированных крупномасштабных волновых возмущений, генерируемых при движении СТ.

Ключевые слова: СТ; ПЭС; GPS; ионосфера; среднемасштабные и крупномасштабные волны

STUDY OF IONOSPHERIC WAVE DISTURBANCES GENERATED BY THE SOLAR TERMINATOR BY GNSS NETWORK OF VOLGA FEDERAL DISTRICT

I. A. Nasyrov, D. A. Kogogin, M. A. Sherboev, R. V. Zagretdinov

Abstract. This work presents the results of registration ionospheric wave disturbances generated by the solar terminator in the TEC series in the period from November 1, 2015 to December 31, 2016 (a total of 426 days). Signals from global navigation satellite systems were recorded at two points: Engelgardt Astronomical Observatory (EAO) (55.83° N, 48.91° E) and Kazan (KZN) (55.80° N, 49.13° E). Distances between measuring points: EAO – KZN ~ 20 km. Based on the analysis of the data set of TEC series, quantitative estimates of the parameters recorded by LSTID generated during the motion of the ST were obtained.

Keywords: solar terminator; ST; TEC; ionosphere; LSTID and MSTID; GPS

Введение

Солнечный терминатор (СТ) представляет собой движущейся диск, разделяющий атмосферу Земли на ночную и дневную область с различными параметрами. СТ является постоянным, естественным источником волновых возмущений в ионосфере и магнитосфере Земли. Генерируемые СТ неоднородности проявляет себя практически в течение всех суток и на всех высотах атмосферы. Первое экспериментальное подтверждение эффективности генерации волн на ионосферных высотах при движении СТ приведено в работе [1]. В окрестности СТ атмосферный газ находится в неравновесном состоянии, что приводит к неоднородностям атмосферы [2]. Одной из основных особенностей СТ, как источника волновых возмущений в ионосфере, является его глобальность и различие характеристик генерируемых ионосферных неоднородностей при его прохождении во время восхода (утренний сектор СТ) и захода Солнца (вечерний сектор СТ). Утренний сектор СТ в основном характеризуется процессами нагрева и фотоионизации атмосферы, в то время как вечерний сектор СТ определяется процессами релаксации, которые приводят к уменьшению потока солнечной радиации в атмосфере. Поэтому характерная ширина восходной области СТ значительно меньше характерной ширины заходной области. Это обусловлено, в частности, более высокочастотным спектром, генерируемых СТ возмущений атмосферы в утренние часы, чем в вечерние [3]. Граница области СТ отличается от оптической границы дня и ночи

так как они по-разному влияют на атмосферу. Исходя из этого более правильное определение СТ дал в своей работе Сомсиков [4]. Расчеты моделей СТ, выполненные на основе моделей потока солнечной радиации, подтвердили что СТ является областью наиболее быстрого изменения параметров, влияющих на состояние атмосферы [5].

Сезонные характеристики зарегистрированных ионосферных возмущений

Одной из основных причин значительного прогресса в исследованиях ионосферных неоднородностей с помощью радиофизических методов, являлось развёртывание в 80-х годах прошлого столетия навигационных систем второго поколения – GPS и ГЛОНАСС, и позднее ряда других. Навигационные спутниковые системы позволяют непрерывно наблюдать пространственно-временную структуру ионосферных возмущений с хорошим временным разрешением, а также обеспечивают глобальный охват. Под непрерывностью подразумевается постоянное нахождение не менее трех спутников в зоне видимости ГНСС приёмника, обеспечивающих достаточное количество лучей спутник–приёмник, пересекающих исследуемую область. При распространении через ионосферу у сигналов навигационных спутников появляется дополнительный набег фазы, обусловленный дисперсией радиоволн в ионосферной плазме и линейно связанный с полным электронным содержанием (ПЭС) на траектории распространения. Таким образом, информации о ПЭС получается посредством фазовых и псевдодалномерных измерений сигналов навигационных систем GPS/ГЛОНАСС и выражается в специальных единицах TECU ($1 \text{ TECU} = 10^{16} / \text{м}^2$). С помощью статистической обработки большого количества рядов и карт ПЭС удалось выявить новые закономерности поведения акустическо-гравитационных волн в области СТ [6]. В данной работе для расчета ПЭС использовались формулы приведённые в работе [7], в которой ПЭС было рассчитано по измерениям фазы сигнала и разности псевдодалномерностей.

Из исходной зависимости $I(t)$ (наклонное ПЭС от времени (англ. s/TEC)), удаляется тренд при помощи вычитания скользящего среднего с линейной весовой функцией [8]:

$$dI(j) = I(j) - \frac{1}{N} \sum_{n=j-N}^j j + N(I[n] \frac{N - |n - j|}{N}),$$

$dI(j)$ - вариации наклонного ПЭС, N – параметр усреднения, равный 15-20 мин.

Крупномасштабные перемещающиеся ионосферные возмущения являются волнообразными возмущениями ионосферной плазмы. Поскольку эти волны распространяются внутри термосферы, они могут вызывать колебания ионосферы. Для анализа рядов ПЭС в этой работе были использованы данные, полученные с приёмников, входящих в сеть ГНСС-станций Приволжского федерального округа, расположенные в Казани (п. Казань (англ. KZN)) (55.80° с.ш., 49.13° в.д.) и Астрономической обсерватории им. В. П. Энгельгардта (п. АОЭ (англ. ЕАО)) (55.83° с.ш., 48.91° в.д.). Данные приёмные пункты предоставляет ГНСС данные с временным разрешением 30 с. В результате обработки экспериментальных данных полученных в каждом из пунктов было установлено, что генерация крупномасштабных волновых возмущений при прохождении утреннего и вечернего сектора СТ происходит не каждый день. Количество таких случаев зависит от сезонов года. Критериями по которым регистрируемые ионосферные возмущения идентифицировались как, крупномасштабные волновые возмущения, были выбраны их амплитуда и длительность фазового фронта. Полный размах амплитуды для подобных возмущений должен превышать 0.5 TECU, а длительность распространения фазового фронта возмущения быть более 20 минут. Масштабы зарегистрированных возмущений, генерируемых при прохождении СТ, варьируется в пределах от 30 до 160 мин. Они были разделены на 2 группы: крупномасштабные (с продолжительностью более 60 мин рис. 1) и среднемасштабные (от 30 до 60 мин рис. 2).

Посредством обработки массива экспериментальных данных рядов ПЭС за 2016 год было установлено, что наблюдаются три сценария возникновения крупномасштабных волновых возмущений, генерируемых движением СТ: 1) на заднем фронте СТ; 2) на переднем фронте СТ; 3) на широте фронта СТ. При этом чаще всего возмущения возникают на переднем и заднем фронтах СТ. Количество дней когда были зарегистрированы крупномасштабные волновые возмущения на широте самого фронта СТ в утреннем и вечернем секторах СТ за все сезоны 2016 г.

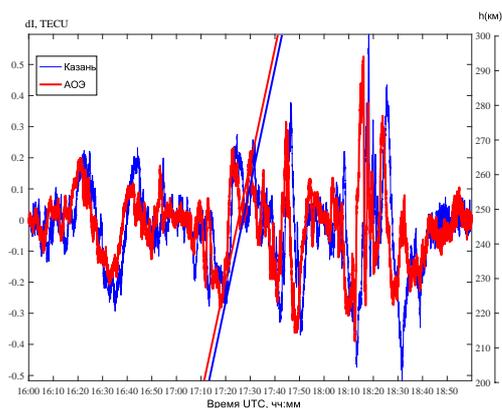


Рис. 1. Вечерний сектор СТ. Ряды наклонного ПЭС для спутника GPS № 25 над пунктами Казань (синяя кривая) и АОЭ (красная кривая) 2 августа 2016 г. Синей и красной линией показано время прохода СТ на различных высотах для пунктов Казань и АОЭ.

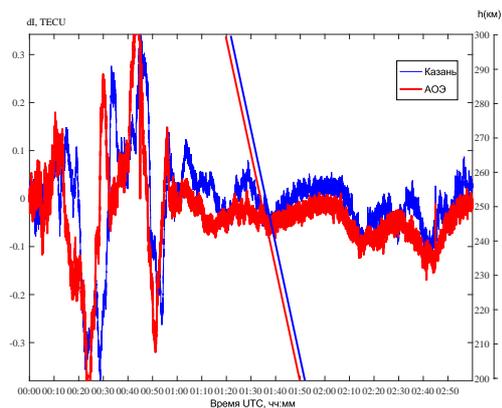


Рис. 2. Утренний сектор СТ. Ряды наклонного ПЭС для спутника GPS № 19 над пунктами Казань (синяя кривая) и АОЭ (красная кривая) 9 октября 2016 г. Синей и красной линией показано время прохода СТ на различных высотах для пунктов Казань и АОЭ.

почти одинаково и составляет $\sim 27\%$. В тоже время, количество случаев регистрации крупномасштабных волновых возмущений в вариациях ПЭС, возникающих на заднем и переднем фронте СТ различны для утреннего и вечернего секторов СТ. При прохождении утреннего сектора СТ в большинстве случаев крупномасштабные волновые возмущения наблюдается на переднем фронте $\sim 43\%$, в отличие от $\sim 30\%$ случаев на заднем фронте. Относительный сдвиг, между временем прохода СТ на высоте 200 км и временем регистрации крупномасштабного возмущения в рядах ПЭС для двух пунктов Казань и АОЭ при утреннем секторе СТ варьируется от 20 до 120 мин. В отличие от утреннего сектора СТ при прохождении вечернего сектора СТ крупномасштабные волновые возмущения чаще всего наблюдается на заднем фронте СТ (после прохождения СТ)

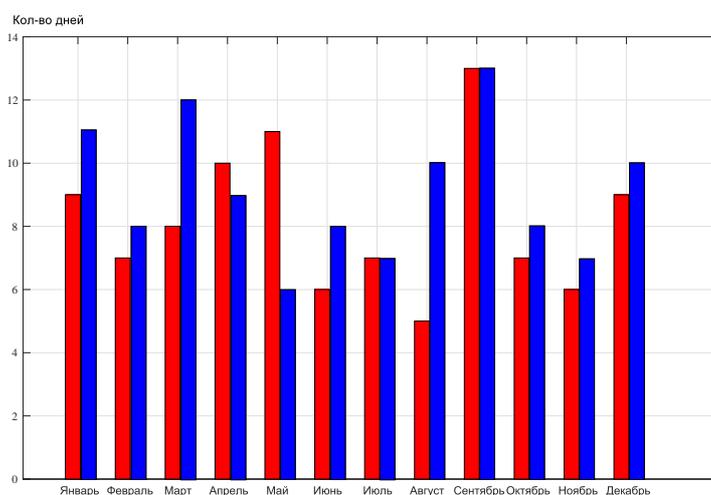


Рис. 3. Количественные оценки распределения сеансов регистрации крупномасштабных волновых возмущений, генерируемых при движении СТ за каждый месяц 2016 г. Красные столбы сеансы для п. АОЭ, синие столбы для п. Казань.

в $\sim 43\%$ случаев, против $\sim 29\%$ для переднего фронта. Относительный сдвиг между временем регистрации крупномасштабного возмущения и временем прохода СТ на высоте 200 км при вечернем секторе СТ составляет от 10 до 100 мин. Для оценки сезонной зависимости были выбраны данные только за весь 2016 год. Это было сделано для равномерного распределения количества дней каждого сезона. Полученные количественные оценки распределения успешных сеансов регистрации крупномасштабных волновых возмущений, генерируемых при движении СТ за каждый месяц 2016 г. приведены на рис. 3.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Казанского (Приволжского) федерального университета.

Список литературы

1. Herron T. J. Phase velocity dispersion of F-region Waves // J. Atmos. Terr. Phys. — 1973. — Vol. 35. — P. 101–124.
2. Somsikov V. M. On mechanisms of formation of atmospheric inhomogenities in the solar terminator region // J. Atm. Ter. Ph. — 1995. — Vol. 57. — P. 75–83.
3. Сомсиков В. М. Солнечный терминатор и динамика атмосферы. Алма-Ата: Наука. — 1983. — 192 с.
4. Somsikov V. M. A spherical model of wave generation in atmosphere by solar terminator // J. Atmos. Terr. Phys. — 1987. — Vol. 49. — P. 433–438.
5. Курмангалиев Д. А., Сомсиков В. М. О влиянии солнечного терминатора на волны в атмосфере // Динамика ионосферы. — 1991. — С. 98–102.
6. Афраймович Э. А., Едемский И. К. Исследования ионосферных возмущений методами GPS-радиозондирование // Солнечно-земная физика. — 2011. — № 18. — С. 24–39.
7. Рябов А. В., Грач С. М., Шиндин А. В., Котик Д. С. Исследование характеристик крупномасштабных неоднородностей ионосферы, вызванных воздействием на неё мощного коротковолнового радиоизлучения, с помощью сигналов GPS // Известия вузов. Радиофизика. — 2011. — Т. 54, № 7. — С. 485–496.
8. Шиндин А. В., Грач С. М., Сергеев Е. Н., Рябов А. В. Пространственная корреляция крупномасштабных неоднородностей плотности (по данным анализа GPS сигналов) и искусственного оптического свечения в линии 630 нм в ионосфере, возмущенной мощной радиоволной // Вестник Нижегородского университета им. Н. И. Лобачевского. — 2012. — № 4(1). — С. 105–113.

СЕКЦИЯ 10

Атмосферное электричество

Том II, с. 532–537

УДК: 551.594

Посвящается Алексееву Владимиру Алексеевичу

ВЛИЯНИЕ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 29 МАРТА 2006 ГОД НА ИОНОСФЕРУ, ДЕГАЗАЦИЮ ЗЕМЛИ И СЕЙСМИЧЕСКУЮ АКТИВНОСТЬ КАВКАЗА

Н. Г. Алексеева

Москва, Хорошевское ш., д.78, кв.30, тел.8-499-195-37-77; 8-915-287-64-77

E-mail: ANITU@mail.ru

Аннотация. По инициативе В. А. Алексеева был проведён комплекс измерений ионосферных и геофизических параметров во время Солнечного затмения с 28 марта по 2 апреля 2006 г. **1.** Изучалась проводимость ионосферы по изменениям условий распространения радиоволн на трассе от г. Нижнего Новгорода до о. Крит. **2.** В Приэльбрусье, в штольне Баксанской Нейтринной лаборатории исследовали потоки водорода и глубинных аэрозолей, также измеряли сейсмический шум. **3.** В Дагестане измерялись электрические поля на скважине вблизи Чиркейской ГЭС. Во время затмения все параметры резко снизились, по окончании затмения значения постепенно восстановились до исходного уровня. После затмения наблюдались феномены: усилились фумаролы на Эльбрусе, был зафиксирован ряд землетрясений в Индийском океане.

29 MARCH 2006 SOLAR ECLIPSE INFLUENCE ON IONOSPHERE, EARTH DEGASSING, AND CAUCASUS SEISMIC ACTIVITY

N. G. Alekseeva

Abstract. Complex ionospheric and geophysical measurements was carried out during solar Eclipse from March 28 to April 2, 2006 thanks to Alekseev Vladimir. **1.** Ionosphere conductivity changes on radio wave propagation on the route from Nizhny Novgorod to Crete were studied. **2.** Hydrogen flows and aerosols deep were studied in Baksan Neutrino tunnel laboratory Elbrus region, as indicators of the degassing of the Earth, and seismic noise was measured. **3.** Electric field was investigate in Dagestan at the well near Chirkey hydropower station. During Eclipse, all parameters experienced a sharp jump down, at the end of the Eclipse their values gradually recovered to the original level. After Eclipse phenomena were observed: Elbrus fumaroles intensified and numbers of earthquakes were happened in the Indian ocean.

Вместе с В. А. Алексеевым мы изучали поступление тектонических аэрозолей и водорода в атмосферу от глубинных разломов при магматическом и грязевом вулканизме, сейсмических зон [1–6]. Эти процессы не стабильны во времени, и пространстве, их исследования трудны. Астрономические факторы также вносят неопределённость.

Во время Солнечного затмения 2006 года Владимир Алексеевич Алексеев организовал комплексные исследования, выбрал для этого активный район Приэльбрусье и уникальный объект для измерений, Баксанскую Нейтринную лабораторию, где в туннелях исключено влияние атмосферы. К работе были привлечены лучшие специалистов разных направлений науки [7, 8].

Влияние солнечной активности и связь с процессами в Земле и ионосфере в настоящее время остается не совсем ясным и содержит в себе нерешенные проблемы. Попытка установить связь чисел Вольфа и циклов солнечной активности с землетрясениями и извержениями вулканов предпринята пока лишь в немногих публикациях. Солнечные затмения предоставляют уникальную возможность для изучения динамических и статистических характеристик ионосферных процессов и процессов в Земле в условиях контролируемого «выключения» и «включения» источника ионизации.

Целью нашей работы были поиски эффектов, связанных с кратким исключением влияния солнечного ветра в период полного солнечного затмения 29 марта 2006 года на Кавказе.

В период с 28 марта по 2 апреля был проведен комплекс измерений ионосферных, атмосферных и геофизических параметров.

1. Состояние ионосферы определялось по изменениям условий распространения радиоволн на трассе от о. Крит до г. Нижнего Новгорода (В.П. Урядов).

2. В Приэльбрусье, в штольне Баксанской Нейтринной лаборатории исследовали потоки водорода и аэрозолей, как показатели дегазации Земли, также измерялся сейсмический шум (В. А. Алексеев, Н. Г. Алексеева, С. М. Першин, А. Д. Жигалин).

3. В Дагестане в скважине вблизи Чиркейской ГЭС измеряли электрические поля. (М. Г. Даниялов, И. Мусаев).

В нашей работе приводятся результаты исследования влияния солнечного затмения, произошедшего 29 марта 2006 г., на разные динамические процессы в ионосфере, атмосфере и земной коре.

1. Изучены характеристики ионосферы, прохождение коротковолновых сигналов на трассе наклонного ЛЧМ зондирования Кипр – Н. Новгород. Ионограммы снимали каждые 10 минут в диапазоне частот 8 – 30 МГц, скорость перестройки частоты составляла 100 кГц/с.

На рис. 1 показан временной ход максимальной наблюдаемой частоты (МНЧ) моды 1F2 на трассе Кипр – Н. Новгород во время затмения и в контрольный день 28 марта. Вертикальными пунктирными линиями отмечены начало покрытия (н), максимальная фаза (м) и окончание покрытия (к), соответствующие средней точке трассы.

Из рис. 1 видно, что **во время затмения происходило уменьшение МНЧ**. Для моментов времени, близких к максимальной фазе покрытия, составлявшей 95–100% для трассы Кипр – Н. Новгород уменьшение МНЧ составило $\sim 25\%$. После окончания затмения МНЧ восстановилась до уровня невозмущенного состояния для данного времени суток.

Оценки показывают, что уменьшение электронной концентрации $\Delta N/N$ в области отражения вблизи максимума F-слоя (подионосферная точка отражения вблизи Новороссийска) во время затмения по сравнению с контрольным днем составило $\sim 30\%$.

2. В штольне Нейтринной обсерватории РАН в Приэльбрусье были измерены концентрации аэрозолей лидаром обратного рассеяния с энергией импульса $1 \mu\text{Дж}$. Плотность энергии в пучке на выходной апертуре объектива передатчика не превышала величины $0,01 \mu\text{Дж}\cdot\text{см}^{-2}$. Лидар может регистрировать сигнал обратного рассеяния на аэрозольных шлейфах (облака, дымовые выбросы и др.), удаленных на несколько километров.

Лидар был разработан в ИКИ и прошел конкурс НАСА для исследования атмосферы Марса, был установлен на посадочный модуль MARS POLAR LANDER-99, и находится на поверхности Марса с декабря 1999 г.

3. В той же изолированной подземной комнате непрерывно измеряли концентрации водорода водородным датчиком, разработанным в МИФИ. Чувствительность водородного датчика $0,5 \text{ppm}$, в диапазоне концентраций от $0,5$ до 50ppm . Водород является хо-

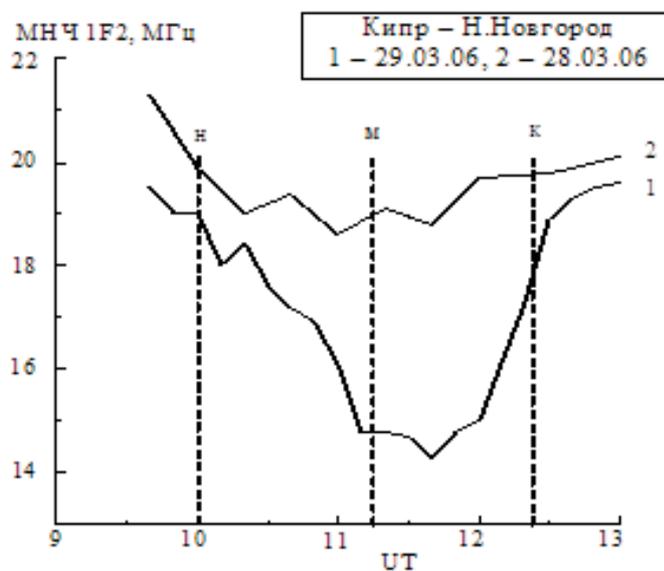


Рис. 1. Временной ход максимальной наблюдаемой частоты (МНЧ) моды 1F2 на трассе Кипр – Н. Новгород во время затмения 29 марта и 28 марта.

рошим индикатором дегазации Земли в зонах тектонической активности и применяется для прогноза сейсмических процессов.

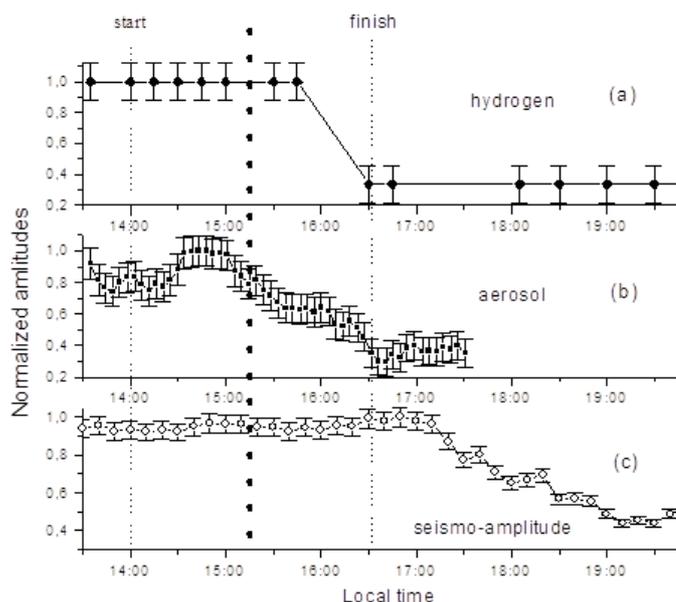


Рис. 2. Верхний график (а) – ход концентрации водорода; Средний график (б) – ход концентраций тектонических аэрозолей; Нижний график (с) – ход сейсмического шума в штольне в Приэльбрусье при полном солнечном затмении 29 марта 2006 г. Нейтринная Лаборатория.

ных условиях, температура была постоянная.

4. Сейсмические наблюдения проводили в период времени с 28 марта по 1 апреля 2006 г. Пункт наблюдения был выбран в Приэльбрусье, в зоне прохождения теневого пятна в полной фазе солнечного затмения. Регистрирующая аппаратура была установлена на специальном постаменте в лабораторной камере в штольне Нейтринной лаборатории ОИЯИ в Баксанском ущелье (Кабардино-Балкария) в горе на глубине около 400 м под дневной поверхностью.

Сейсмическая станция «Экспресс-4» включала три сейсмометра, один вертикальный и два горизонтальных типа СМЗ-КВЭ-И, распределительную коробку и регистратор геофизических сигналов РГС1. Сейсмометры регистрировали сигналы в диапазоне частот от 0,5

Наблюдения проводились с 28 марта. В день затмения 29 марта получено резкое снижение потока аэрозолей и водорода при наступлении в долине темноты от Лунной тени во время затмения. Графики на рис. 2 иллюстрируют этот процесс. Измерения проводились в подземных условиях, строго изолированных от влияния внешней среды. Аэрозоли и водород являются хорошими индикаторами процесса общей дегазации Земли.

При затмении Солнца в районе прохождения тени Луны дегазация Земли резко снизилась. Проводимые ранее измерения на поверхности Земли не позволяли сделать такой вывод, так как мы считали, что дегазация изменялась, возрастала при росте температуры. Здесь, в изолированных подзем-

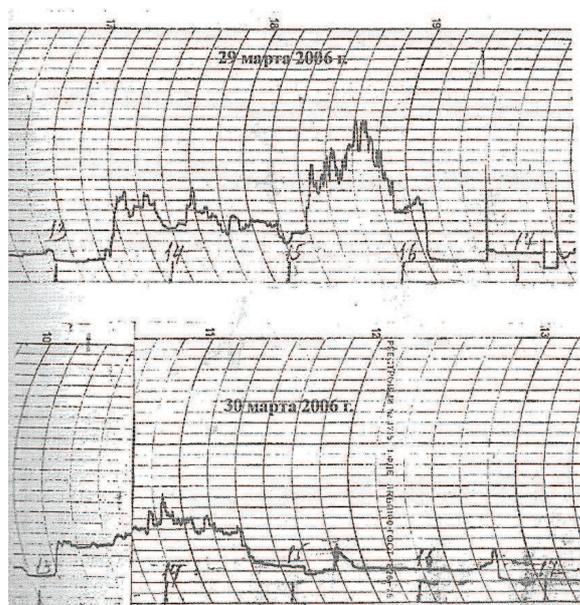


Рис. 3. Запись самописца электрического поля на скважине рядом с Чиркейской ГЭС. Результаты И. Мусаева (По оси У напряженность, по оси X время по ленте самописца.)

до 25 Гц в режиме непрерывной записи с 11:30 28 марта по 17:30 1 апреля 2006 г. Обработка осуществлялась в ИГЭ РАН.

Сложные условия регистрации были связаны с наличием техногенных микросейсмических помех от различного рода насосных и вентиляционных устройств, движением вагонеток по соседней штольне – в 30–40 м от камеры, где были расположены сейсмометры. При обработке приходилось выбирать места, свободные от помех, что создавало определенные трудности.

Уменьшение амплитуды, не обнаруживающее периодичности, не может быть объяснено действием приливных процессов.

5. В Дагестане рядом с плотиной Чиркейской ГЭС на скважине проводились измерения электрического поля. Во время солнечного затмения 29 марта 2006 года получен верхний график рис. 3, на другой день 30 марта – нижний. Рисунок 3. Изменение электрического поля в скважине в Дагестане, в день затмения 29 марта 2006 г. и контроль 30 марта 2006 г.

На графиках виден резкий всплеск напряженности электрического поля 29 марта между 15 и 16 часами в день и время затмения, 30 марта в те же часы такого всплеска не наблюдалось.

В 2008 году мы проводили измерения во время полного солнечного затмения в Новосибирске в закрытом бункере и на воздухе.

На рисунке 4 представлен график изменения относительной концентрации водорода.

Как видно из графика дегазация Земли претерпевает изменения при затмении. Мы считаем, это связано с уменьшением электромагнитного тока между поверхностью Земли и ионосферой.

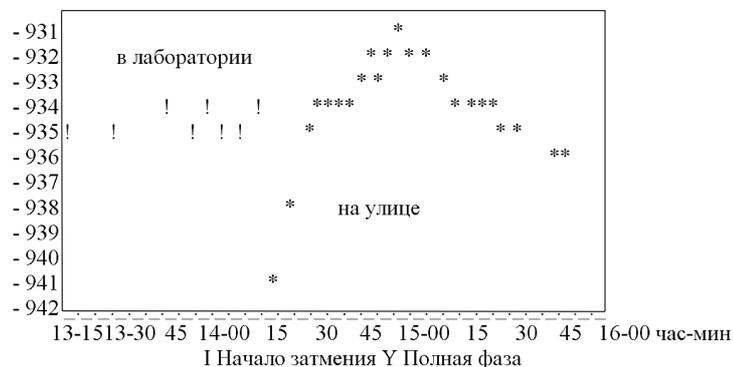


Рис. 4. Измерения относительной концентрации водорода под Новосибирском при солнечном затмении 2008 года.)



Рис. 5. Фумарольный шлейф на Восточном склоне горы Чегет Восточной вершины Эльбруса. Фото В. А. Алексева 30 марта 2006 г.

Выводы

1. Во время солнечного затмения, в течение того часа, когда Луна перекрывала Солнце, уменьшилась дегазация Земли. Значительно снизились концентрации водорода и аэрозолей, измеренные в подземных условиях Нейтринной лаборатории.
2. Сейсмическая активность также уменьшилась примерно через 3 часа после затмения примерно вдвое.

3. Эти факты можно объяснить благодаря измерениям в ионосфере. В ионосфере резко уменьшилась концентрация электронов, изменился электрический ток в атмосфере между ионосферой и Землей. В результате этого одновременно снизилась дегазация Земли. А спустя некоторое время сейсмический шум уменьшился.
4. Измерения потоков водорода и аэрозолей происходили в изолированных условиях при стабильной температуре. Раньше мы считали, что поток водорода зависит от температуры внешней среды. Данные измерений позволяют понять, что он зависит не от температуры воздуха и земли, а от проводимости ионосферы, которая меняется при восходе Солнца.
5. Снижение уровня микросейсм через 3 часа после затмения может свидетельствовать об изменении характера взаимодействия ионосферы и поверхности Земли при прохождении теневого пятна через пункт наблюдения. Диаметр теневого пятна составляет около 200 км, нарушение обычного взаимодействия в системе «ионосфера–Земля может быть существенным. Другую причину наблюдаемого феномена найти пока затруднительно.
6. Таким образом, можно констатировать, что дегазация Земли сразу непосредственно реагирует на изменение проводимости ионосферы, а более инертная система – сейсмичность – реагирует с задержкой по времени.
7. Измерения электрического поля в скважине в Дагестане дали резкий всплеск во время затмения, какого не наблюдалось в другие дни.
8. Возможно, изменения в геосферах при затмении послужили спусковым механизмом для ряда тектонических процессов на Земле. Так на Эльбрусе на следующий день после затмения мы наблюдали сильный фумарольный выброс. На фоне совершенно чистого неба на Восточном склоне Восточной вершины Эльбруса отчетливо был виден белый шлейф фумарольных газов (см. рис. 5). Мы это наблюдали со склона горы Чегет склоне Восточной вершины Эльбруса. Произошли несколько сильных, магнитудой 6 баллов землетрясений в Бенгальском заливе. 11 марта было 30 землетрясений. Сдвинулся полуостров Индостан. (По сообщению Журбы).

Список литературы

1. Алексеев В. А., Алексеева Н. Г. К вопросу о поступлении тяжелых металлов при дегазации Земли. / Ядерно-физ. методы анализа в контроле окружающей среды. Труды 2 Всесоюзного совещания. Ленинград, Гидрометеиздат, 1985, с. 243—251.
2. Алексеев В. А., Алексеева Н. Г. Поступление микроэлементов при фумарольной деятельности вулкана Авачинский и их распределение в свежеснеговом и сезонном снеге и природных водах. // «Вулканология и сейсмология», N 3, с. 30—37, 1989.
3. Alekseev V. A., Alekseeva N. G. Investigation of metal transfer in the biosphere during gaseous emission in zones of tectonic activity using methods of nuclear physics.// Nucl.Geophys.Vol. 6 No 1, p.99—110, 1992.
4. Alekseev V. A., Alekseeva N. G., Martin J., etc. Element accumulation in lichens, mosses and soils connected in mud volcano activity zones. In: Air pollution vegetation including forest ecosystems./Proceedings 2-d US-USSR symposium in 1989. p. 205—209, 1992.
5. Алексеев В. А., Алексеева Н. Г., Муравьев Я. Д. и др. Аэрозольный предвестник извержения Авачинского вулкана в январе 1991 г.// ДАН, 1995, т. 345, № 5, стр. 667—670.
6. Алексеев В. А., Алексеева Н. Г. Поступление аэрозолей в зонах тектонической активности/В кн.: Регулярности и симметрия в строении Земли, «Рост», Москва, стр. 120—132, 1997 г.
7. В.А. Алексеев, Н.Г. Алексеева, М.Г. Даниялов, А.Д. Жигалин, И. Мусаев, С.М. Першин, В.В. Фомичев, В.П. Урядов. «О влиянии солнечного затмения 29 марта 2006 г. на ионосферу и сейсмическую активность Кавказа» в Сб.: Современные методы обработки и интерпретации сейсмологических данных. Материалы Международной сейсмологической школы, Петергоф, 2006 г, с. 9-13.
8. В.А. Алексеев Избранные труды. Аэрозоли – предвестники извержений вулканов и землетрясений. Тунгусский и Челябинский метеориты. М: ГНЦ РФ ТРИНИТИ: Филин, 2018г, с. 276-282

Том II, с. 537–540

УДК: 550.346

ОСОБЕННОСТИ ВАРИАЦИЙ ОНЧ РАДИОШУМА В СЕЙСМОАКТИВНОЙ БАЙКАЛЬСКОЙ РИФТОВОЙ СИСТЕМЕ

И. Б. Нагуслаева, Ю. Б. Башкуев, Д. Б. Аюров

*Институт физического материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук
(ИФМ СО РАН), 670042, Республика Бурятия, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6
E-mail: buddich@mail.ru*

Аннотация. В результате непрерывных наблюдений за параметрами естественного импульсного электромагнитного поля Земли (ЕИЭМПЗ) в Байкальской рифтовой зоне показано, что суточные вариации очень низкочастотного (ОНЧ) электромагнитного поля в сейсмический период имеют устойчивые суточный и сезонный ходы. Установлено, что в сейсмоактивном Байкальском регионе за несколько суток до близкого сильного землетрясения происходят резкое либо увеличение, либо уменьшение интенсивности ОНЧ электромагнитного поля в зависимости от места расположения эпицентра землетрясения (на суше или в акватории озера Байкал).

Ключевые слова: естественное электромагнитное поле; ОНЧ диапазон; близкое и сильное землетрясение.

FEATURES OF VLF RADIONOISE VARIATIONS IN THE SEISMOACTIVE BAIKAL RIFT SYSTEM

I. B. Naguslaeva, Y. B. Bashkuev, D. B. Ayurov

Abstract. As a result of continuous monitoring of natural impulse electromagnetic field of the Earth in place Baikal lake rift zone, it has been found that daily and seasonal variations of very low frequency (VLF) electromagnetic field are stable during a seismic calm period. It has been established that a few days before a strong imminent earthquake the intensity of VLF electromagnetic field rises or falls, depending on the location of the earthquake (land or water).

Keywords: natural electromagnetic field, VLF range, strong imminent earthquake.

Введение

Электромагнитное поле Земли, являясь важнейшим фактором окружающей среды, воздействующим на жизнедеятельность человека, тесно взаимосвязано с другими составляющими природного комплекса планеты. По литературным данным, несмотря на многообразие подходов и методов анализа, основным признаком готовящегося землетрясения является увеличение потока атмосфериков. Непрерывная регистрация естественного ОНЧ электромагнитного поля в Байкальской рифтовой зоне проводится в автоматическом режиме в пригороде Улан-Удэ на стационаре «Верхняя Березовка» (51,87°N, 107,65°E). Комплекс аппаратуры представляет собой многоканальный геофизический регистратор МГР-01, разработанный и изготовленный в ИМКЭС СО РАН (г. Томск). Принцип действия МГР-01 основан на технике счета импульсов ЕИЭМПЗ, превысивших заданный порог. Наибольший интерес, на наш взгляд, представляет магнитная компонента ЕИЭМПЗ, принимаемая в двух взаимно-ортогональных направлениях приема «север-юг» и «запад-восток» на частоте 14,5 кГц [1]. Целью данной работы является исследование естественного ОНЧ-электромагнитного поля в сейсмоактивной Байкальской рифтовой зоне для выделения электромагнитных эффектов перед близкими и сильными землетрясениями.

Методика обработки и изложение полученных результатов

Статистический анализ результатов многолетних круглогодичных наблюдений ЕИЭМПЗ на стационаре «Верхняя Березовка» (с 31 марта 2008 г. по сегодняшний день) показал, что интенсивность суточных вариаций магнитной компоненты ОНЧ импульсного потока меняется не только в течение суток, но и от месяца к месяцу в течение года в довольно широких пределах. В изменениях интенсивности магнитной компоненты прослеживается отчетливый суточный ход, характерный для летнего, зимнего и переходных периодов – осени и весны. На рис. 1 показаны усредненные на месячном интервале суточные вариации ОНЧ импульсного потока ЕЭМПЗ по направлениям приема «север-юг» и «запад-восток» за 2017 год (в январе 2017 г. нет данных по техническим причинам).

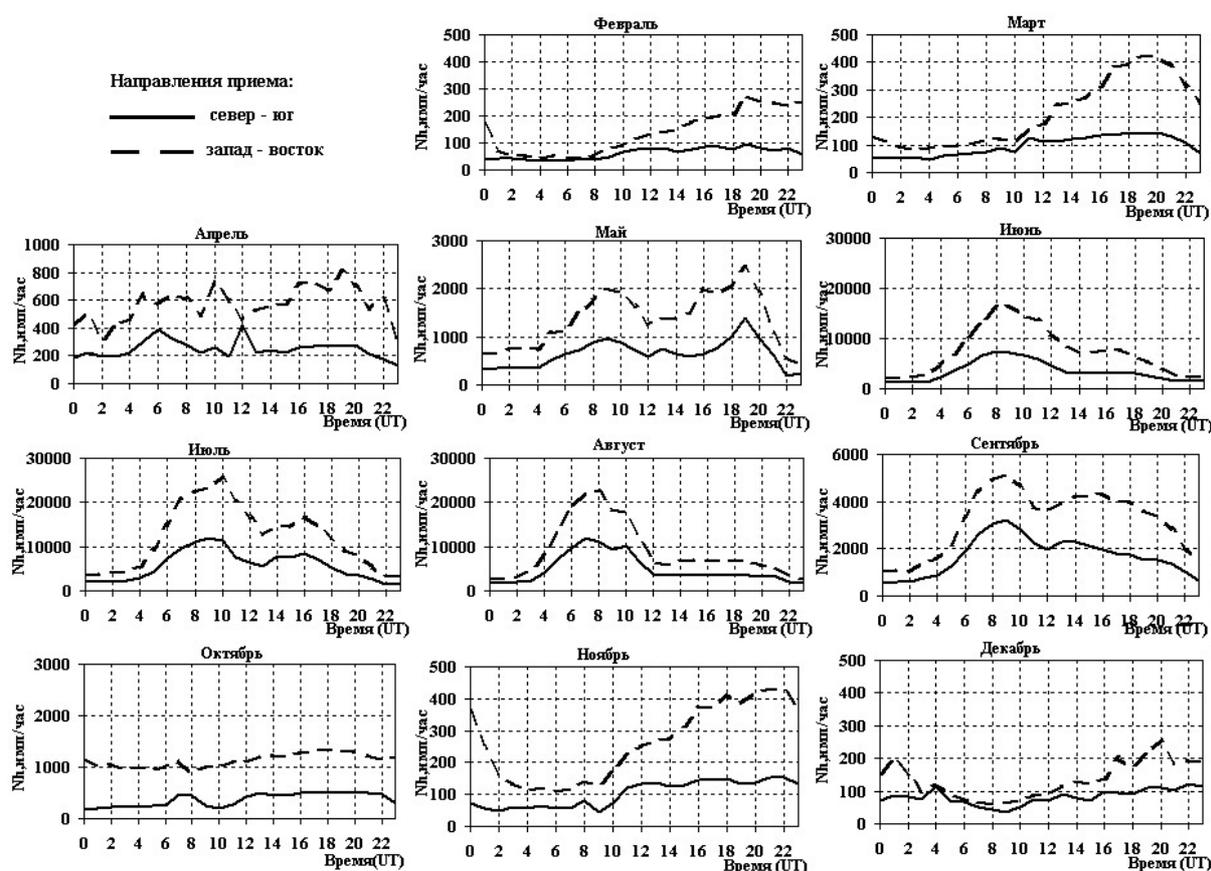


Рис. 1. Усредненные суточные хода магнитной компоненты ЕИЭМПЗ на частоте 14,5 кГц за 2017 год.

Анализ результатов наблюдений по компонентам «север-юг» и «запад-восток» показывает преимущественное направление прихода импульсного потока ЕЭМПЗ с «запад-востока» во все сезоны года. Этот результат согласуется с выводами работы [2]. Основные особенности изменения импульсного потока ЕЭМПЗ по обоим направлениям приема в зависимости от времени суток и сезона года аналогичны предшествующим годам наблюдений: высокие коэффициенты корреляции зафиксированы в летние и зимние месяцы (до 0,99), в переходные периоды (весна и осень) коэффициенты корреляции варьируют от 0,2 до 0,9.

Байкальская рифтовая зона (БРЗ) представляет собой дивергентную границу внутри континентальной коры. Эта зона активна: здесь постоянно происходят землетрясения - за месяц в среднем 700 – 800 [3]. Однако значительные события в БРЗ наблюдаются редко. Для установления корреляции между сейсмическим и электромагнитным процессами нами проводится совместная обработка вариаций электромагнитного поля по данным геофизического регистратора МГР-01 и сейсмических событий, каталог которых (время, координаты и сила – энер-

гетический класс) представлен Институтом земной коры СО РАН на сайте [3]. Рассмотрим примеры сильных землетрясений, произошедших относительно близко к пункту наблюдения, и, вызванными, на наш взгляд, изменениями в суточном ходе ЕИЭМПЗ в период подготовки и в момент землетрясений. 27 августа 2008 г. в 1 ч 35 мин UT произошло разрушительное Култукское землетрясение энергетического класса $K = 15,7$ вблизи регистрирующей установки (горизонтальное расстояние 239 км до стационара «Верхняя Березовка»). Эпицентр землетрясения расположен в акватории озера Байкал: $51^{\circ}37' N$, $104^{\circ}12' E$; глубина гипоцентра – 17 км. Понижение уровня ОНЧ импульсного потока по обоим направления приема «север-юг» и «запад-восток» в 6-8 раз началось за 7 дней до землетрясения 20 августа и продолжалось четверо суток до 25 августа 2008 года. 16 июля 2011 г. в 18 час 30 мин UT произошло Туркинское землетрясение энергетического класса $K = 14,5$. Эпицентр землетрясения расположен на суше: $52^{\circ}52' N$, $108^{\circ}31' E$ на расстоянии 133 км от стационара «Верхняя Березовка». В период подготовки Туркинского землетрясения отмечено, напротив, резкое увеличение ОНЧ-импульсного потока магнитной компоненты ЕИЭМПЗ с 3 по 11 июля преимущественно по компоненте «север-юг» (рис. 2а), достигающее 100000 импульсов в час и более. Момент землетрясения сопровождается существенным повышением уровня ОНЧ-импульсного потока магнитной компоненты ЕЭМПЗ (стрелка на рис. 2а). 3 февраля 2016 г. в 18 час 27 мин 52 сек UT произошло сильное землетрясение энергетического класса $K = 13$ в районе поселка Гремячинск. Эпицентр землетрясения находился в акватории озера Байкал ($52^{\circ}51' N$, $107^{\circ}36' E$) на расстоянии 114 км до стационара «Верхняя Березовка». За четверо суток до землетрясения произошло резкое снижение интенсивности магнитной компоненты по обоим направлениям приема «север-юг» и «запад-восток» (рис. 2б). После землетрясения интенсивность магнитной компоненты ЕИЭМПЗ постепенно вышла на обычный «фоновый» уровень.

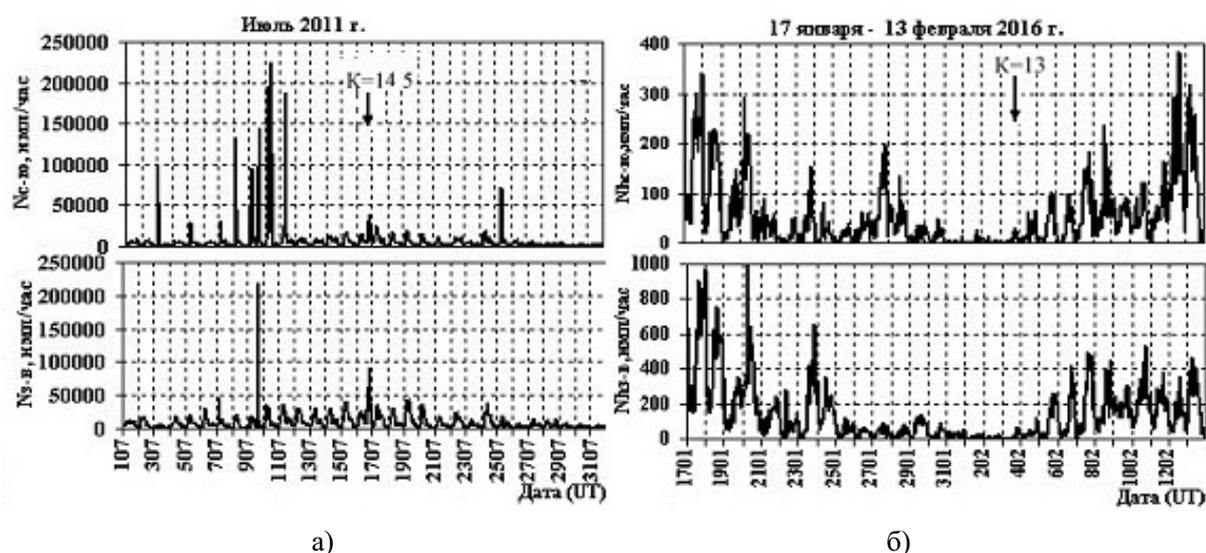


Рис. 2. Результаты регистрации магнитной составляющей ОНЧ-импульсного потока ЕЭМПЗ на стационаре «Верхняя Березовка» ($f = 14,5$ кГц) в окрестности землетрясений, произошедших а) 16 июля 2011 г.; б) 3 февраля 2016 г. (стрелками показаны моменты землетрясений).

Выводы

Приведенные в докладе результаты многолетней регистрации естественного электромагнитного поля в ОНЧ диапазоне в Байкальском регионе показали, что суточные вариации ОНЧ-импульсного потока ЕЭМПЗ в сейсмостойкий период имеют устойчивые суточный и сезонный ход, что свидетельствует об едином механизме формирования ЕИЭМПЗ [4]. При совместной обработке вариаций естественного электромагнитного поля и сейсмических событий обнаружено, что при подготовке близких и сильных землетрясений происходят изменения интенсивности

ности ОНЧ-импульсного потока естественного электромагнитного поля Земли в любое время года. Причем, за несколько суток до землетрясения, эпицентр которых расположен в акватории озера Байкал, происходит резкое снижение интенсивности магнитной компоненты ЕИЭМПЗ по обоим направлениям приема «север-юг» и «запад-восток» почти до момента землетрясения. В момент землетрясения заметных изменений интенсивности не наблюдается. Таким образом, подтвержден эффект «сейсмического затишья» [5]. При подготовке близкого и сильного землетрясения, эпицентр которого расположен на суше, за несколько суток до землетрясения происходит увеличение интенсивности магнитной компоненты ЕИЭМПЗ. В момент землетрясения также происходит резкое увеличение интенсивности ОНЧ-импульсного потока по обоим направлениям приема. После землетрясения интенсивность ЕИЭМПЗ выходит на обычный «фоновый» уровень. Полученные экспериментальные результаты показывают неоднозначность проявления электромагнитных аномалий в зависимости от расположения эпицентра землетрясения (в акватории озера Байкал или на суше) и нуждаются в дальнейших наблюдениях и физическом обосновании происходящих процессов.

Благодарности

Работа выполнена по госбюджетному проекту «Распространение радиоволн в неоднородных импедансных каналах» и частично при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-47-03007p_a).

Список литературы

1. Сейсмоионосферные и сейсмoeлектромагнитные процессы в Байкальской рифтовой зоне / Афраимович Э.Л. [и др.]; отв.ред. Г.А. Жеребцов; Рос. акад. Наук, Сиб. отд-ние, Ин-т солнечно-земной физики, Ин-т земной коры, Ин-т физического материаловедения. – Новосибирск: Изд-во СО РАН. 2012. 304 с. - (Интеграционные проекты СО РАН; вып. 35).
2. Козлов В.И., Муллаяров В.А. Грозная активность в Якутии. Якутск: ЯФ Изд-ва СО РАН. 2004. 104 с.
3. <http://www.seis.bykl.ru/> (дата обращения 4 марта 2018 г.)
4. Нагуслева И.Б., Башкуев Ю.Б. Электромагнитная диагностика неоднородных сред сейсмоактивной области. LAP LAMBERT Academic Publishing GmbH&Co, Saarbrücken. Germany. 2012. 132 с.
5. Нагуслева И.Б., Башкуев Ю.Б., Малышков Ю.П., Буянова Д.Г. Эффект «сейсмического затишья» в Байкальской рифтовой зоне // Вулканология и сейсмология. 2008. № 3. С. 46-51.

Том II, с. 541–544
УДК: 551.594

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ МОНИТОРИНГА ГРОЗОВОЙ АКТИВНОСТИ

А. В. Панюков, А. К. Богушов

*Южно-Уральский государственный университет, 454080, г. Челябинск, ул. Ленина, 76
E-mail: anatoly.panyukov@gmail.com*

Аннотация. В работе предложен подход к вторичной обработке результатов мониторинга грозовой активности. Ошибка определения пеленга на разряд, которая неизбежно возникает при использовании одно-пунктовых систем пассивного мониторинга особенно критична при обработке предгрозового излучения. Для устранения ошибок можно выполнять анализ всей совокупности зарегистрированных разрядов за некоторый промежуток времени. Предложенный подход позволяет строить трехмерные карты оценки плотности вероятности нахождения грозового очага в пространстве и их проекции.

Ключевые слова: однопунктовый грозопеленгатор; предгрозовое излучение; электрический диполь; пассивный мониторинг; карта плотности; кластеризация

THUNDERSTORM ACTIVITY MONITORING RESULTS PROCESSING

A. V. Panyukov, A. K. Bogushov

Abstract. The paper proposes an approach for the secondary processing of monitoring results of thunderstorm activity. The error in determining the bearing of discharge, which inevitably occurs in single-point passive monitoring systems, is particularly critical when processing pre-storm radiation. The errors can be eliminated by analysing the entire set of registered discharges for a period of time. The proposed approach allows us to construct three-dimensional density maps for estimating the probability of a thunderstorm being located in space and its projection.

Keywords: single-point lightning detector; pre-storm radiation; electric dipole; passive monitoring; density map; clustering

Введение

Для оценки местоположения источника электромагнитного излучения (ЭМИ) по результатам наблюдения индуцируемого им электромагнитного поля в одной точке наблюдения разработаны различные алгоритмы [1], в основе которых лежит использование диполя в качестве модели источника ЭМИ. В отдельную группу можно выделить $E - H$ методы, которые допускают произвольную ориентацию дипольного момента [2, 3]. Данные алгоритмы позволяют по результатам пассивного мониторинга получить оценки параметров положения источника излучения: расстояние до источника излучения и пеленг и могут быть использованы при обработке предгрозового излучения. В этом случае в результате мониторинга в реальном времени регистрируются сигналы от множества источников электромагнитного излучения, адекватной математической моделью которых является произвольно ориентированный электрический диполь, имеющий превалирующую горизонтальную проекцию. Это приводит к неопределённости в оценке пеленга на разряд [3], что значительно снижает качество грозолокации. Одним из способов устранения данной неопределённости является анализ информации полученной от некоторого множества разрядов грозового очага. Целью работы является разработка методов анализа и визуализации всей совокупности принятых сигналов, позволяющих уменьшить имеющуюся неопределённость в определении координат грозового очага.

Параметры положения источника излучения

На рисунке (рис. 1) приведена геометрия задачи: Oxy – земная поверхность, O – точка наблюдения, r , ψ , θ – полярные координаты источника излучения, а ψ_0 , θ_0 – угловые координаты дипольного момента источника излучения. В результате первичной обработки для каждо-

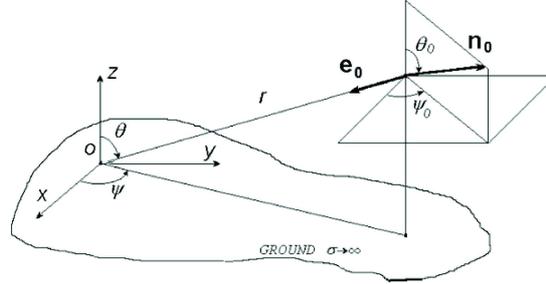


Рис. 1. Геометрия задачи

го импульсного сигнала принятого от источника излучения измеряются значения параметров r , φ , u , v [2]:

$$u = \sin \theta \cos(\theta - \psi), \quad v = \frac{\sin(\theta - \psi_0)}{\sin(\psi - \psi_0)}, \quad \tan \varphi = \frac{\sin \theta \cos \theta_0 \sin \psi - \cos \theta \sin \theta_0 \sin \psi_0}{\sin \theta \cos \theta_0 \cos \psi - \cos \theta \sin \theta_0 \cos \psi_0}.$$

Известно, что декартовы координаты x , y точки возможного положения источника излучения удовлетворяют условию [3]:

$$x \cos \varphi + y \sin \varphi = r \sin \theta \cos(\varphi - \psi) = ru,$$

которое определяет не одну точку, а множество точек возможного положения источника излучения. Координаты точек возможного расположения диполя на плоскости XOY , наиболее удаленных от начала координат, являются решениями системы уравнений:

$$x \cos \varphi + y \sin \varphi = ru, \quad x^2 + y^2 = r^2,$$

следовательно,

$$x_{1,2} = r(u \cos \varphi \mp \sqrt{1 - u^2} \sin \varphi), \quad y_{1,2} = r(u \sin \varphi \pm \sqrt{1 - u^2} \cos \varphi), \quad z_{1,2} = 0.$$

Координаты x , y для всех возможных положений источника излучения формируют на плоскости XOY отрезок между точками (x_1, y_1) (x_2, y_2) .

Множество всех точек возможного размещения источника излучения может быть представлено в параметрическом виде:

$$\mathcal{L}(r, u) = \left\{ \begin{array}{l} x(\lambda) = ru \cos \varphi + r(2\lambda - 1)\sqrt{1 - u^2} \sin \varphi \\ y(\lambda) = ru \sin \varphi + r(1 - 2\lambda)\sqrt{1 - u^2} \cos \varphi \\ z(\lambda) = 2r\sqrt{\lambda(1 - \lambda)}(1 - u^2) \end{array} \middle| 0 \leq \lambda \leq 1 \right\}. \quad (1)$$

Представление (1), можно использовать для вычисления степени принадлежности точки (x, y, z) грозовому очагу, например используя вполне правдоподобную гипотезу равномерного распределения вероятности принадлежности точки локализации эквивалентного дипольного источника зарегистрированного сигнала на множестве $\mathcal{L}(r, u)$. Не трудно проверить, что

$$\text{mes}\{\mathcal{L}(r, u)\} = 4.844 \cdot r \cdot \sqrt{1 - u^2},$$

плотность распределения вероятностей параметра λ

$$f_\lambda(\zeta) = \begin{cases} \sqrt{\frac{0.17}{\zeta \cdot (1 - \zeta)}} - 0.5, & \text{если } \zeta \in [0, 1]; \\ 0, & \text{в противном случае.} \end{cases}$$

Карта степени принадлежности

Разобьем все пространство на ячейки размера Δ

$$C_{[i,j,k]} = \left\{ (x, y, z) \left| \begin{array}{l} i\Delta \leq x \leq (i+1)\Delta \\ j\Delta \leq y \leq (j+1)\Delta \\ k\Delta \leq z \leq (k+1)\Delta \end{array} \right. \right\}.$$

Пусть $\mathbf{P}_{[i,j,k]} = \mathbf{P} \{ (x(\lambda), y(\lambda), z(\lambda)) \in C_{[i,j,k]} \}$ равно вероятности принадлежности наблюдаемого источника излучения ячейке i, j, k пространства.

Очевидно, что $P_{[i,j,k]} > 0$ если $C_{[i,j,k]} \cap \mathcal{L}(r, u) \neq \emptyset$. Для нахождения ячеек $C_{[i,j,k]}$ пространства где вероятность нахождения диполя ненулевая, требуется найти минимальное покрытие $C_{XOY}(r, u)$ проекцией $\mathcal{L}(r, u)$ на плоскость XOY плоских ячеек $C_{[i,j]}$:

$$\left[\min \left\{ \frac{ru \cos(\varphi \pm \arccos u)}{\Delta} \right\} \right] \leq i \leq \left[\max \left\{ \frac{ru \cos(\varphi \pm \arccos u)}{\Delta} \right\} \right],$$

$$\left[\min \left\{ \frac{ru \cos(\varphi \pm \arcsin u)}{\Delta} \right\} \right] \leq j \leq \left[\max \left\{ \frac{ru \cos(\varphi \pm \arcsin u)}{\Delta} \right\} \right].$$

Очевидно, что ячейка $C_{[i,j]} \in C_{XOY}(r, u)$ определяет единственную ячейку $C_{[i,j,k]}$, $k = \left[\sqrt{r/\Delta - i^2 - j^2} \right]$, в которой вероятность нахождения источника отлична от нуля. Из представления (1) следует, что для i, j таких, что $C_{[i,j]} \in C_{XOY}(r, u)$, можно принять

$$\mathbf{P}_{[i,j,k]} = f_{\lambda}(\zeta), \quad k = \sqrt{\frac{r}{\Delta} - i^2 - j^2}, \quad \zeta = \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{(i+0.5) \sin \varphi - (j+0.5) \cos \varphi}{r \cdot \sqrt{1-u^2}} + 1 \right].$$

Пусть $R(T)$ будет множеством разрядов зарегистрированных за период времени T . Интегрирование излучения в этот период определяет степень принадлежности источника излучения ячейке

$$\text{grade}[i, j, k] = \frac{\sum_{d \in R(T)} \mathbf{P}_{[i,j,k]}(d)}{\max_{[l,m,n]} \sum_{d \in R(T)} \mathbf{P}_{[l,m,n]}(d)}.$$

Моделирование

В качестве модели грозового очага $R_1(T)$ будем использовать точечный очаг с координатами $r = 60$, $\psi = \pi/4$, $\theta = \pi/6$. Очаг излучает последовательность из 256 импульсных сигналов от дипольных источников излучения с ориентацией $\psi_0 \in \{\pi k/16 : k = 1, 2, \dots, 32\}$, $\theta_0 \in \{\pi k/8 : k = 0, 1, \dots, 8\}$. Грозовой очаг $R_2(T)$ расположенный аналогично очагу $R_1(T)$, но состоит из дипольных источников излучения с ориентациями $\psi_0 \in \{2\pi k/100 : k = 1, 2, \dots, 100\}$, $\theta_0 = \pi/2$.

Если использовать измеренные значения r, φ для оценки точки размещения источника по алгоритму $x = r \cos \varphi$, $y = r \sin \varphi$, $z = \sqrt{r^2 - x^2 - y^2}$, то для размера ячейки $\Delta = 10$ карта степени принадлежности будет иметь вид, представленный на рис. 2. Для грозового очага $R_1(T)$ такой подход позволяет выделить местоположение очага, но при этом возникает "отраженный" очаг из-за ошибки определения пеленга. Для очага $R_2(T)$, который состоит только из горизонтально ориентированных дипольных источников, вообще невозможно определить истинное местоположение очага.

Если же использовать подход с учетом измеренных значений u, v , то карта принимает вид показанный на рис. 3. Очаг $R_1(T)$ хорошо определяется и устраняет неопределенность при идентификации пеленга на очаг. Алгоритм, показывает хорошую распознающую способность для очага $R_2(T)$ и позволяет хорошо локализовать грозовой очаг.

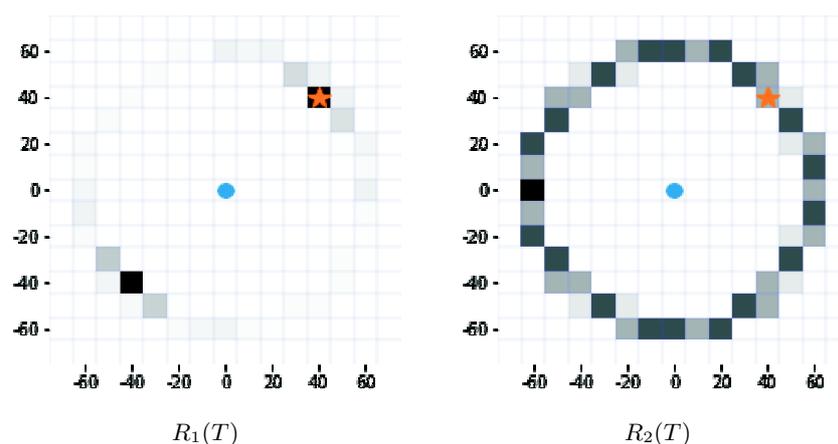


Рис. 2. Карта плотности без учёта ориентации

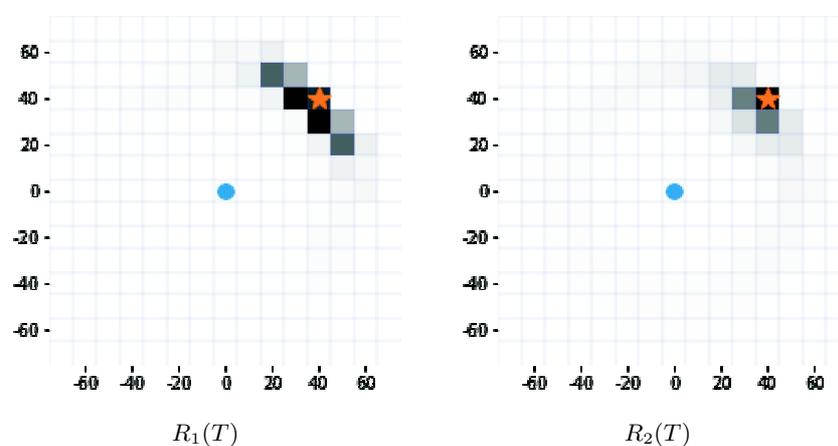


Рис. 3. Карта плотности с учетом ориентации

Заключение

Представленные в работе методы анализа и визуализации всей совокупности принятых сигналов, позволяют уменьшить имеющуюся неопределенность в определении координат грозового очага. Описанный подход позволяет корректно обрабатывать очаги с преимущественно горизонтально ориентированными дипольными источниками сигналов.

Список литературы

1. I. Kononov I, Yusupov Igor, V. Kandaratskov N. Analysis of One-Point Methods for Lightning-Discharge Passive Location // *Radiophysics and Quantum Electronics*. — 2014. — 04. — Vol. 56. — P. 788–800.
2. Panyukov A. V., Bogushov A. K. The Spectral Statistical Method for Determining the Location Parameters of a Dipole Source of Electromagnetic Radiation // *Radiophysics and Quantum Electronics*. — 2016. — Sep. — Vol. 59, no. 4. — P. 278–288. — Access mode: <https://doi.org/10.1007/s11141-016-9696-4>.
3. Panyukov A. V. Electric Field / Ed. by M.S. Kandelousi. — InechOpen, 2018. — P. 283 – 300. — Access mode: [//dx.doi.org/10.5772/intechopen.74264](https://dx.doi.org/10.5772/intechopen.74264).

Том II, с. 545–548

УДК: 550.343.6 + 550.375

О ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТАХ ВАРИАЦИЙ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ В ИНФРАНИЗКОЧАСТОТНОМ ДИАПАЗОНЕ

Л. В. Грунская¹, В. В. Исакевич^{1,2}, Д. В. Исакевич²

¹Владимирский государственный университет, 600000, г. Владимир, ул. Горького, 87

E-mail: grunsk@vlsu.ru

²Общество с ограниченной ответственностью «Собственный вектор», 600005, г. Владимир,
ул. Горького, 50

E-mail: eigenoscope@yandex.ru

Аннотация. Показано, что синхронное изменение главных (некоррелированных) компонент вертикальной составляющей электрического поля в приземном слое атмосферы Земли, проявляющееся в значительном росте их произведения, свидетельствует о синхронном изменении масштаба некоррелированных изменений вдоль энергетически недоминирующих направлений.

Ключевые слова: электрическое поле; Земля; главные компоненты; предиктор; айгеноскоп.

ON THE PRINCIPAL COMPONENTS OF VARIATIONS OF THE VERTICAL EARTH'S ELECTRIC FIELD IN INFRALOW FREQUENCY AREA

L. V. Grunskaya, V. V. Isakevich, D. V. Isakevich

Abstract. The synchronous change of principal (noncorrelated) components of vertical Earth's electric field in the near-ground atmosphere layer is manifested in their's production growth. Such growth is a sign of a synchronous change of scale of non-dominant variations.

Keywords: electric field; Earth; principal components; predictor; eigenoscope.

Проблема построения реперных точек, используемых при анализе временных рядов физических полей с целью оперативного прогнозирования сильных землетрясений, остается актуальной [1]. При решении задачи построения реперных точек при анализе многомерных временных рядов почвенного радона [2], использовался айгеноскоп — анализатор собственных векторов и компонент сигнала [3] и были получены весьма обнадеживающие результаты [4]. Работы в этом направлении продолжаются. При анализе временных рядов напряженности магнитного поля Земли в приземном слое атмосферы для 34 сильных землетрясений с использованием методики, закрепленной в патенте [5], продемонстрировано успешное построение предвестника в 30 случаях из 34 (это составляет 88%).

Конструкция сигнализатора изменений главных компонент была опробована для построения реперных точек, предшествовавших сильным землетрясениям на Камчатке, по результатам анализа концентрации почвенного радона и рекомендована для анализа временных рядов мониторинга концентрации почвенного Rn с целью автоматизированного выделения реперных точек при поиске предвестниковых аномалий сильных землетрясений южной Камчатки.

Полученные результаты ставят проблему расширения области использования айгеноскопии — представления временных рядов физических полей в базисах собственных векторов ковариационных матриц и главных компонент этих рядов в задачах построения различных предикторов.

Цель работы — продемонстрировать использование айгеноскопии [3] при построении предикторов на основе использования энергетически недоминирующих главных компонент временного ряда вертикальной составляющей электрического поля инфранизкочастотного диапазона в приземном слое атмосферы.

На рис. 5 приведен отрезок многолетнего временного ряда на станции наблюдения электрического поля Земли Воейково длительностью 1 год с временем дискретизации 1 час. При айгеноскопии использовался конечный интервал анализа 96 часов; строилась траекторная матрица и ковариационная матрица; вычислялись собственные пары (собственные векторы и собственные значения) ковариационной матрицы. На рис. 3 приведен нормированный спектр собственных значений (нормированный к сумме собственных значений), а на рис. 1 и рис. 2 — четыре (из шести далее используемых) недоминирующих собственных вектора, относительный энергетический вклад которых не превышает -23 дБ (на рис. 3 далее используемым собственным векторам соответствуют собственные значения выделенные кружочками).

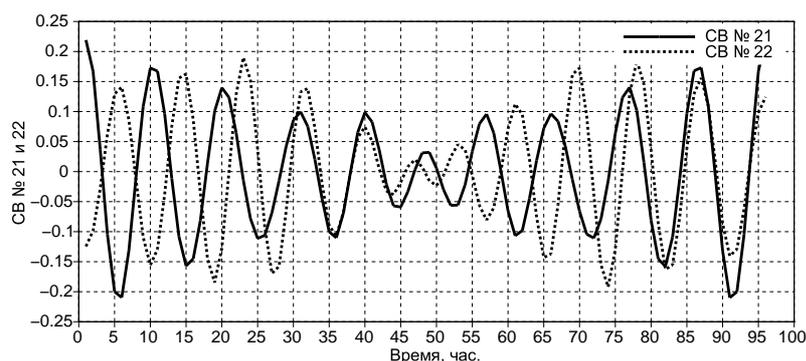


Рис. 1. Собственные векторы №21 и №22

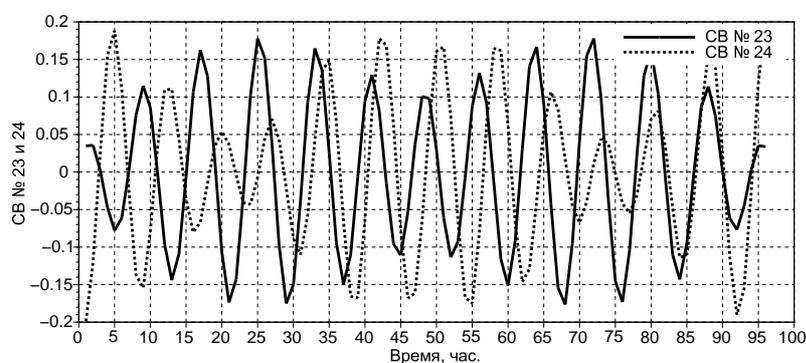


Рис. 2. Собственные векторы №23 и №24

На рис. 4 приведены графики, соответствующие главным компонентам отрезка временного ряда, представленного на рис. 5, полученные при использовании собственных векторов, представленных на рис. 1 и рис. 2. По оси абсцисс — время (общая длительность — 1 год). Каждая из ординат графиков получалась как скалярное произведение нормированного отрезка временного ряда на соответствующем интервале анализа и соответствующего собственного вектора и, следовательно, косинусу угла между отрезком временного ряда и собственным соответствующим собственным вектором.

Косинусы возводились в квадрат и перемножались, после чего результат нормировался к произведению соответствующих нормированных собственных значений; полученный результат рассматривается как дескриптор. На рис. 6 приведена величина дескриптора в дБ и показаны квантили дескриптора уровня 0.01 и 0.005.

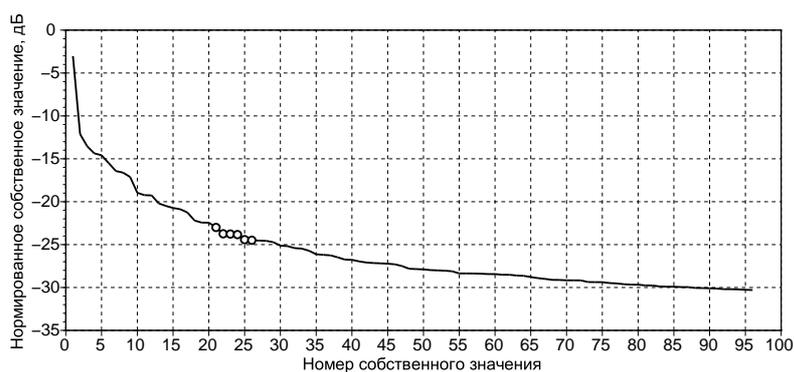


Рис. 3. Нормированный спектр собственных значений



Рис. 4. Главные компоненты №21–№24

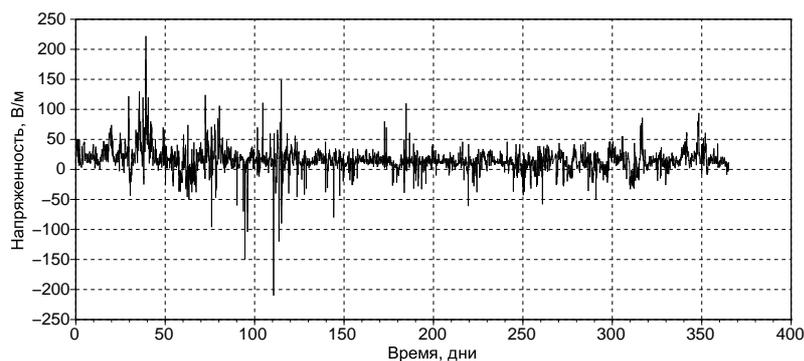


Рис. 5. Временной ряд

Описанная выше процедура в целом соответствует [5]; ее повторение на различных участках многолетнего временного ряда показало, что области превышения дескриптором соответствующих квантиль не зависят от номеров 6–10 недоминирующих собственных векторов в диапазоне номеров 20–60.

Проанализируем полученный результат. Известно, что собственные векторы ковариационной матрицы задают в унитарном пространстве представления сигнала на конечном интервале анализа направления взаимно некоррелированных движений описываемой ковариационной

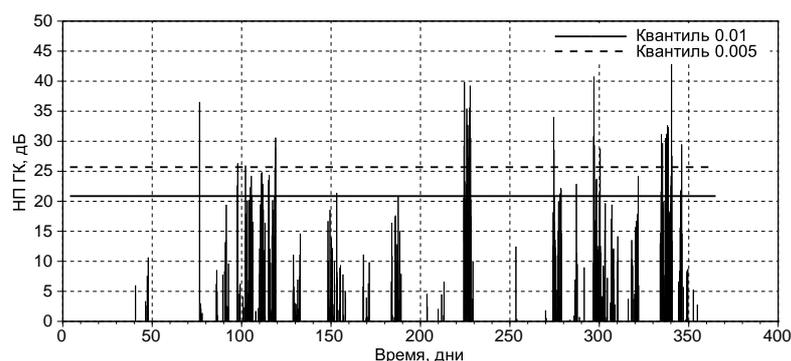


Рис. 6. Нормированное произведение мощности главных компонент

матрицей системы. Таким образом, можно констатировать, что синхронное изменение главных (некоррелированных) компонент, проявляющееся в значительном росте предлагаемого дескриптора может свидетельствовать о синхронном изменении масштаба некоррелированных изменений вдоль энергетически недоминирующих направлений.

Список литературы

1. Фирстов П. П., Макаров Е. О. Реакция подпочвенного и растворенного в подземных водах радона на изменение напряженно-деформированного состояния земной коры // Сейсмические приборы. — 2015. — Т. 51, № 4. — С. 58–80.
2. Аprobация методики айгеноскопии для поиска предвестников сильных землетрясений в поле почвенного радона (^{222}Rn) на Камчатке (август 2012 – август 2013 гг.) / Фирстов П. П., Исакевич В. В., Макаров Е. О. и др. // Сейсмические приборы. — 2014. — Т. 50, № 3. — С. 63–75.
3. В. Исакевич В., В. Исакевич Д., В. Грунская Л. — Анализатор собственных векторов и компонент сигнала, 2011. — Патент РФ на полезную модель №116242, дата приоритета 30.09.2011.
4. Выделение методом айгеноскопии предвестниковых аномалий Жупановского землетрясения 30 января 2016 г. с $M_w=7.2$ и глубиной очага 171 км (Камчатка) / Фирстов П. П., Исакевич Д. В., Исакевич В. В. и др. // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. — 2017. — Т. 20, № 4. — С. 109–120.
5. В. Исакевич В., В. Исакевич Д., В. Грунская Л., П. Фирстов П. — Сигнализатор изменений главных компонент, 2014. — Патент РФ на полезную модель №141416, дата приоритета 28.04.2014.

Том II, с. 549–552

УДК: 551.594

СУБМИКРОСЕКУНДНОЕ ИМПУЛЬСНОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ГРОЗОВОГО ОБЛАКА

А. Н. Караштин¹, Ю. В. Шлюгаев², О. С. Караштина¹, П. А. Микрюков²

¹Научно-исследовательский радиофизический институт ННГУ им. Н. И. Лобачевского,
603950, г. Нижний Новгород, ул. Большая Печерская, 25/12а

E-mail: tolk@nirfi.unn.ru

²Институт прикладной физики РАН, 603950, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 4б

E-mail: yshl@mail.ru

Аннотация. Представлены результаты почти непрерывного наблюдения коротковолнового радиоизлучения грозового облака с высоким временным разрешением. Обнаружено, что такое излучение существует на временных интервалах в доли секунды, разделенных интервалами того же порядка длительности, возникает внезапно, представляет собой преимущественно последовательность субмикросекундных биполярных импульсов, разделенных временными интервалами в единицы и десятки микросекунд, и имеет место не только в процессе развития молниевых разрядов, но и вне связи с ними.

Ключевые слова: атмосферное электричество; гроза; молниевый разряд

SUBMICROSECOND PULSED RADIO EMISSION FROM A THUNDERCLOUD

A. N. Karashtin, Yu. V. Shlyugaev, O. S. Karashtina, P. A. Mikryukov

Abstract. The results of an observation of HF radio emission from a thundercloud with high temporal resolution performed almost continuously are presented. It is found that such radiation exists on time intervals of a fraction of a second separated by intervals of the same order of duration, arises suddenly, is primarily a sequence of submicrosecond bipolar pulses separated by time intervals from several to tens of microseconds, and takes place not only in the process of lightning discharge development but also without connection to them.

Keywords: atmospheric electricity; thunderstorm; lightning discharge

Введение

Наблюдения радиоизлучения молниевых разрядов в коротковолновом диапазоне частот с высоким временным разрешением, впервые были выполнены в [1, 2], где было обнаружено, что радиоизлучение молнии начинается внезапно с последовательности биполярных субмикросекундных импульсов. Дальнейшее исследование показало, что на этапах предварительной подготовки, инициирования и развития молнии, вплоть до возвратного удара, радиоизлучение в указанном диапазоне частот состоит из большого количества таких импульсов [3]. О наличии субмикросекундных биполярных импульсов в радиоизлучении молнии сообщалось также в [4]. Сравнительно недавно измерения радиоизлучения молнии с наносекундным временным разрешением были проведены на радиотелескопе LOw-Frequency ARray (LOFAR) [5], работающем в диапазоне частот 10–90 МГц.

До сих пор все наблюдения широкополосного радиоизлучения грозовых облаков с высоким временным разрешением были связаны с его регистрацией в течение сравнительно короткого времени, синхронизированного с разрядами молний. Минимальный интервал между измерениями варьировался в зависимости от используемой установки и режима ее работы от нескольких секунд [2] до получаса [5]. При этом, вообще говоря, не обеспечивалась даже регистрацию всех молниевых разрядов в течение грозы.

В настоящей работе представлены результаты наблюдения электромагнитного излучения грозового облака за все время его существования в полосе частот и с временным разрешением, аналогичным [1–3], выполненного почти непрерывно. Полученные данные сравниваются с

данными всемирной (World Wide Lightning Location Network, WWLLN, [6]) и Нижегородской региональной (Nyzhny Novgorod Regional Lightning Location Network, NNRLN, [7]) сетей определения местоположения молниевых разрядов.

Наблюдения

Наблюдения радиоизлучения близких гроз проводились в приемном пункте с координатами $56^{\circ}.15$ N, $44^{\circ}.32$ E (Нижегородская область) с использованием установки регистрации волновой формы излучения, перекрывающей диапазон частот от 50 кГц до 30 МГц. В качестве приемной была использована одна из рамочных антенн антенного модуля, аналогичного описанному в [1,2]. Записывающее устройство позволяло записывать одноканальные данные почти непрерывно в течение нескольких часов с потерей 3–5% данных. Непрерывность записи контролировалась в процессе обработки по сигналам радиостанции РВМ, передающей эталонные сигналы частоты и времени.

Рассматриваются данные, полученные 22 июня 2016 года. Запись была начата на стадии развития грозы, предшествовавшей ее максимальной интенсивности, и закончена более чем через два часа при почти полном прекращении грозовой активности. На рисунке 1 приведено поведение среднеквадратического значения принятого сигнала за все время наблюдений, усредненного на интервалах в 1 миллисекунду. В процессе записи с целью проверки отсутствия наводок примерно на 5 минут было отключено питание антенного блока.

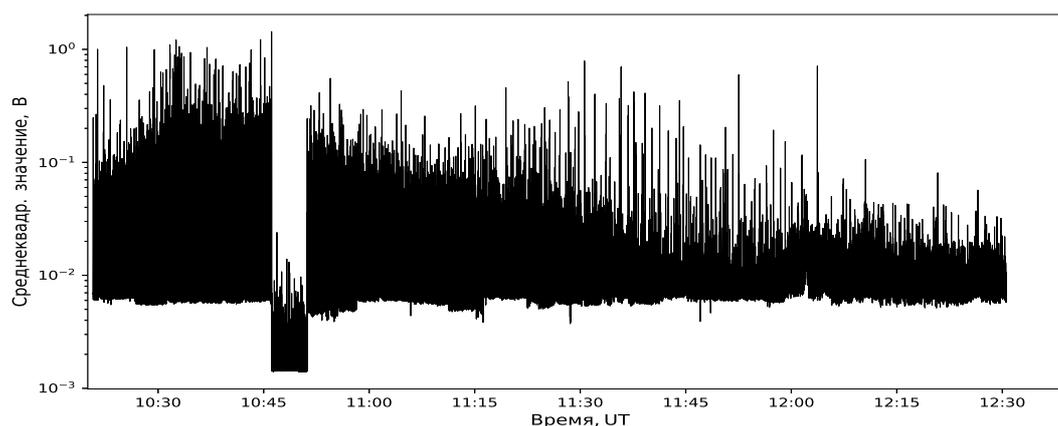


Рис. 1. Квазинепрерывная запись радиочастотного излучения грозового облака — среднеквадратическое значение принятого сигнала с временем усреднения 1 мсек. Провал в записи между 10:46 и 10:51 UT соответствует отключению питания антенного модуля.

Анализ полученных данных показал, что радиоизлучение грозового облака при максимальной интенсивности грозы существовало на временных интервалах с характерной длительностью в доли секунды, разделенных интервалами примерно той же продолжительности, когда излучение на уровне чувствительности приемного устройства отсутствовало. Сравнение с данными грозопеленгационных сетей WWLLN и NNRLN показало, что довольно интенсивное радиоизлучение от грозового облака наблюдается и в промежутках между молниями. Оно всегда начиналось внезапно, не проявляло признаков постепенного развития и носило преимущественно характер коротких биполярных импульсов как для излучения, сопровождающего молниевые разряды, так и наблюдавшегося в их отсутствие.

Признаки наличия импульсного излучения

В связи с обнаружением импульсного характера радиоизлучения грозового облака предложено два признака наличия импульсного компонента в принимаемом сигнале, связанных с анализом распределения значений сигнала на временных интервалах от долей до единиц миллисекунд.

Первый признак основан на том факте, что импульсная составляющая увеличивает среднеквадратическое значение распределения принимаемого сигнала практически не изменяя его медианное абсолютное отклонение. Данный признак характеризует распределение энергии между импульсным и квазинепрерывным компонентами принятого излучения. На рисунке 2б приведено указанное отношение для временных интервалов усреднения в 1 миллисекунду и времени наблюдения в 10 секунд с началом в 10:20:45 UT. При этом на рисунке 2а приведено соответствующее среднеквадратическое значение распределения принимаемого сигнала. Сравнение рисунков 2а и 2б показывает преимущественно импульсный характер излучения практически во все время его существования.

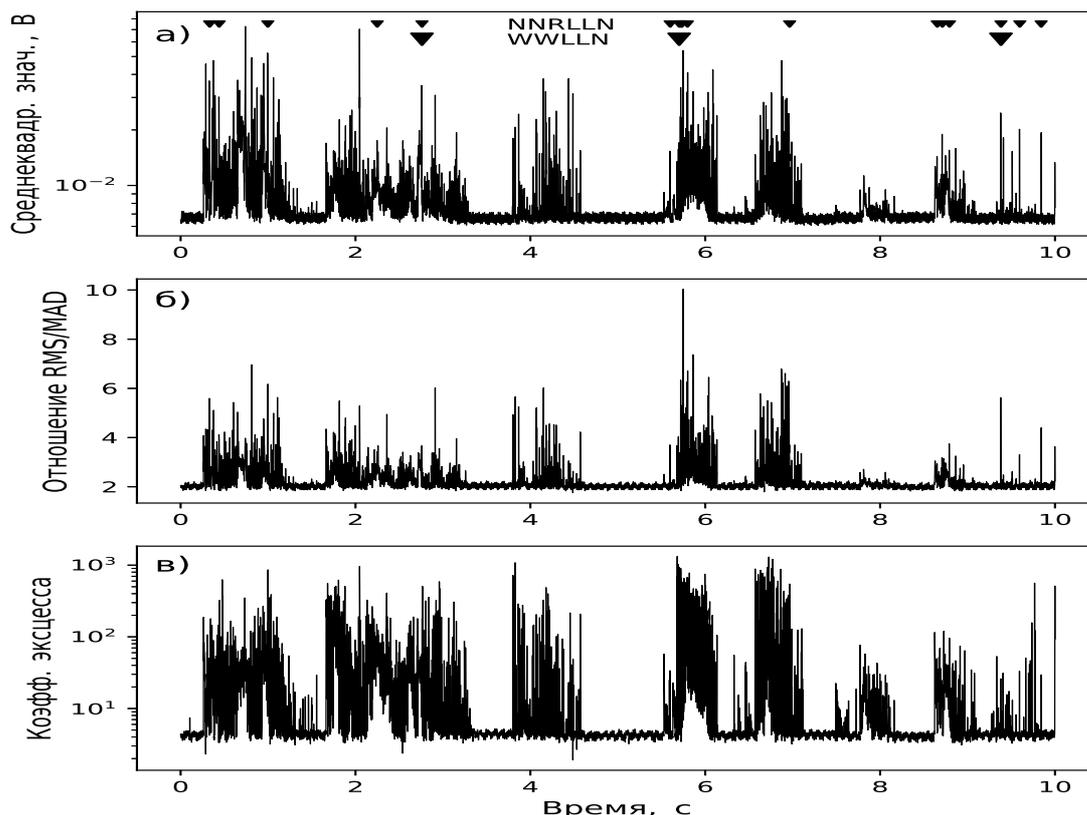


Рис. 2. а) Среднеквадратическое значение радиоизлучения грозового облака. События, зарегистрированные WWLLN и NNRLLN, отмечены треугольниками. б) Отношение среднеквадратического значения (RMS) и абсолютного медианного отклонения (MAD). в) Коэффициент эксцесса.

Второй признак наличия импульсного излучения основан на статистике более высокого порядка и характеризуется большей чувствительностью. Он предусматривает анализ коэффициента эксцесса распределения значений принимаемого сигнала. Коэффициент эксцесса в случае наличия в рассматриваемом сигнале заметной импульсной составляющей значительно больше, чем для гауссовского шума, для которого он равен 3. Поведение коэффициента эксцесса показано на рисунке 2в. Из сравнения рисунков 2б и 2в следует, что коэффициент эксцесса является существенно более ярким индикатором наличия импульсного излучения.

Заключение

Внезапность начала радиоизлучения от грозового облака, а также тот факт, что форма, длительность и интенсивность наблюдаемых импульсов соответствуют теории пробоя на убегающих электронах (ПУЭ) при прохождении широких атмосферных ливней (ШАЛ) через область интенсивного электрического поля внутри грозового облака [8], позволяют предложить следующий

сценарий генерации радиочастотного излучения в грозовом облаке. При появлении внутри грозового облака области достаточно сильного электрического поля, превышающего порог ПУЭ, прохождение ШАЛ через эту область дает затравочные энергичные частицы для его развития. Процесс инициируется, судя по интенсивности начального импульса, прохождением ШАЛ с энергией порядка 10^{16} эВ. В результате совместного действия ШАЛ и ПУЭ образуется значительное количество свободных тепловых электронов, которые быстро, за десятки наносекунд, прилипают к молекулам и образуют большое количество легких ионов. В дальнейшем процесс поддерживается ШАЛ существенно меньших энергий $\geq 10^{14}$ эВ, проходящими через уже ионизированную область грозового облака. В результате внутри грозового облака в сильном электрическом поле формируется насыщенная легкими ионами область. Кроме того, в результате образования области повышенной проводимости создаются предпосылки для сбора заряда и усиления электрического поля. Существование такой области, по-видимому, является предпосылкой для инициации молниевых разрядов, развитие которого, однако, может и не произойти.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 18–05–80077 и № 18–45–520021).

Список литературы

1. Radio emission of lightning initiation / A. V. Gurevich, L. M. Duncan, A. N. Karashtin, K. P. Zybin // *Phys. Lett. A.* — 2003. — Vol. 312, no. 3–4. — P. 228–237.
2. Караштин А. Н., Шлюгаев Ю. В., Гуревич А. В. Коротковолновое радиоизлучение молнии // *Изв. ВУЗов. Радиофизика.* — 2005. — Т. 48, № 9. — С. 800–809.
3. Gurevich A. V., Karashtin A. N. Radio emission structure of cloud-to-ground lightning discharge // *Phys. Lett. A.* — 2011. — Vol. 375, no. 7. — P. 1128–1134.
4. Nag A., Rakov V. A. Electric field pulse trains occurring prior to the first stroke in negative cloud-to-ground lightning // *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* — 2009. — Vol. 51, no. 1. — P. 147–150.
5. LOFAR lightning imaging: Mapping lightning with nanosecond precision / B. M. Hare, O. Scholten, A. Bonardi et al. // *J. Geophys. Res. Atmos.* — 2018. — Vol. 123, no. 5. — P. 2861–2876.
6. Dowden R. L., Brundell J. B., Rodger C. J. VLF lightning location by time of group arrival (TOGA) at multiple sites // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* — 2002. — Vol. 64, no. 7. — P. 817–830.
7. Булатов А. А., Кутерин Ф. А., Шлюгаев Ю. В. Региональная сеть пассивной грозопеленгации в Нижегородской области // *Метеорология и гидрология.* — 2017. — № 6. — С. 113–121.
8. Gurevich A. V., Karashtin A. N. Runaway breakdown and hydrometeors in lightning initiation // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 110, no. 18. — P. 185005.

Том II, с. 553–556

УДК: 550.388.8 + 550.37

ВАРИАЦИИ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ВО ВРЕМЯ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ

А. В. Крашенинников¹, С. П. Соловьёв¹, Ю. С. Рыбнов¹, А. В. Соловьёв²

¹Институт динамики геосфер РАН, Ленинский просп., 38, корп.1, 119334, г. Москва, Россия
E-mail: pranfo@gmail.com ; soloviev@idg.chph.ras.ru; rybnov.y@mail.ru

²Национальный исследовательский Томский государственный университет,
пр.Ленина 36, 634050, Томск, Россия
E-mail: andrio1974@gmail.com

Аннотация. Проведен анализ данных натурных наблюдений за вариациями атмосферного давления и напряженности электрического поля в Геофизической обсерватории “Михнево”. Показано, что в процессе развития полярных сияний могут возникать синхронные вариации давления и напряженности электрического поля в приземном слое атмосферы, а также характерные для развития магнитной бури изменения в напряженности электрического поля. Исследована взаимная корреляция этих величин, показавшая наличие связи между ними.

Ключевые слова: акустико-гравитационные волны; инфразвук; атмосферное электрическое поле

ATMOSPHERIC PRESSURE AND ELECTRIC FIELD VARIATIONS DURING AURORAS

A. V. Krasheninnikov, S. P. Solovyev, Y. S. Rybnov, A. V. Solovyev

Abstract. The analysis of atmospheric pressure and electric field intensity variations field observations in GPhO “Mikhnevo” was carried out. It is shown that during the development of auroras, synchronous variations in pressure and electric field strength in the surface layer of the atmosphere, as well as changes in the electric field characteristic for the development of a magnetic storm, can occur. The cross-correlation of these values was investigated, which showed a link between them.

Keywords: acoustic-gravity waves; infrasound; atmospheric electric field

Введение

Известно, что овал полярных сияний во время геомагнитных возмущений существенно расширяется, особенно на ночной стороне. В средних широтах полярные сияния наблюдаются только в периоды магнитных бурь, когда K_p индекс, как правило, не ниже значений 6 – 7. При этом возможность наблюдения полярного сияния в указанных случаях возникает при максимально благоприятных для наблюдения локальных условиях: хорошие местные погодные условия, отсутствие облаков, отсутствие лунного света и прямая видимость горизонта.

Влияние магнитосферных возмущений во время магнитных бурь на характер изменений напряженности электрического поля в приземном слое атмосферы наиболее отчетливо проявляется в авроральных и полярных широтах [1, 2]. В ряде работ отмечалась связь вариаций напряженности электрического поля в высокоширотной зоне с параметрами солнечного ветра и межпланетного магнитного поля, а также с изменениями потенциала ионосферы [1–3]. В последние десятилетия продолжают появляться исследования, посвященные изучению влияния магнитосферных возмущений на вариации электрического поля в приземном слое атмосферы в средних широтах [4]. Общим в этих работах является тот факт, что во время главной фазы магнитной бури могут наблюдаться отрицательные возмущения напряженности электрического поля относительно значений поля в невозмущенных условиях. Наряду с этим могут быть зарегистрированы и положительные возмущения напряженности электрического поля, когда в начальную фазу магнитной

бури наблюдаются большие импульсные возрастания динамического давления солнечного ветра и большие положительные значения B_z ММП [4].

Результаты наблюдений за электрическим полем атмосферы во время полярных сияний для восьми станций наблюдений, расположенных как в средних, так и в высоких широтах, анализировались в работе [5]. Было показано, что для северного полушария напряженность электрического поля атмосферы в среднем уменьшается во время полярных сияний, а для южного полушария – увеличивается. Среднее уменьшение напряженности электрического поля для континентальных станций северного полушария изменяется в пределах от 23 до 32% от значений в невозмущенных условиях. При этом заметные изменения напряженности электрического поля начинаются за 3 – 4 часа до появления полярных сияний, после визуально определенного окончания полярных сияний напряженность электрического поля принимает нормальное значение в среднем через 3 часа. В работе [6] приводится сравнение одновременных изменений напряженности высокоширотного атмосферного электрического поля и других геофизических явлений авроральной зоны. Авторы демонстрируют связь между высыпанием энергичных частиц и возникновением возмущений в электрическом поле.

Целью данной работы является исследование характеристик возмущений атмосферного электрического поля на средних широтах в период мощной магнитной бури 17 – 18 марта 2015, а также анализ синхронных инфразвуковых колебаний давления и электрического поля, регистрируемых в приземной атмосфере в периоды магнитных бурь, сопровождающихся полярными сияниями.

Анализ данных наблюдений и обсуждение

В работе использованы данные наблюдений за вариациями атмосферного давления и напряженностью электрического поля, которые были получены в стационарном пункте на территории Геофизической обсерватории “Михнево” [54,94N; 37,73E] ИДГ РАН в Московской области [7].

17 – 18 марта 2015 года на Земле наблюдалась сильнейшая магнитная буря уровня G4, которая не сопровождалась солнечными вспышками класса M5 и выше (предыдущая вспышка класса X наблюдалась 11 марта). 15 марта на Солнце произошла серия вспышек, в основном среднего класса, завершившаяся продолжительной вспышкой класса C9. 17 марта космическим аппаратом ACE, находящимся на расстоянии 200 тысяч км от Земли, было зарегистрировано резкое возрастание скорости солнечного ветра до 500 км/с при северном направлении B_z компоненты межпланетного магнитного поля, что обычно не сопровождается значительными геомагнитными возмущениями на Земле. Однако через час произошел мощный выброс корональной массы при резком повороте вектора B_z на юг. В целом, наблюдавшаяся 17 марта буря, по мнению авторов работы [8], являлась результатом наложения двух умеренных бурь, вызванных двумя последовательными возмущениями межпланетного магнитного поля южного направления. Вероятно, движущиеся с разными скоростями возмущения солнечного ветра совпали вблизи орбиты Земли, что и вызвало сильнейшую геомагнитную бурю. Значения планетарного индекса геомагнитной активности K_p (данные <https://www.swpc.noaa.gov/products/planetary-k-index>) достигли 8 (рис. 1а). Магнитометры спутников GOES и ACE зарегистрировали мощные возмущения межпланетного магнитного поля. По данным геофизической обсерватории (ГФО) ИДГ РАН «Михнево» (рис. 1б) в момент максимальных возмущений (до 600 нТл) величина стационарного индекса геомагнитной активности достигла 9. Отмеченные возмущения вызвали глобальные ионосферные возмущения, которые сопровождалась полярными сияниями. В Москве и московской области с вечера 17 на ночь 18 марта по местному времени можно было наблюдать масштабное полярное сияние. Метеоусловия в этот день были близкими к условиям хорошей погоды.

На рис. 1в приведены изменения напряженности электрического поля, $E_z(t)$, в течение суток 17 марта (кривая 1) и осредненные значения $E_z(t)$ за февраль – март месяцы (кривая 2), когда соблюдались условия хорошей погоды и значения индекса геомагнитной активности K_p находились в пределах 0 – 3. Из рисунка видно, что развитие магнитной бури привело к значительному уменьшению напряженности электрического поля. Подобный характер изменений $E_z(t)$ в процессе развития магнитной бури был обнаружен ранее в работе [4], где был прове-

ден анализ суточных изменений $E_z(t)$ на основе данных наблюдений за электрическим полем на среднеширотной обсерватории Свидер во время 14 магнитных бурь.

Наряду с такими низкочастотными возмущениями атмосферного электрического поля в период полярного сияния 17 марта наблюдались и возмущения в более высокочастотном диапазоне. Рассмотрим записи изменений напряженности электрического поля и атмосферного давления (рис. 2). Период максимальной активности полярного сияния соответствует интервалу времени $\approx 16:00 - 18:00$ UT (на рис. 2 этот период выделен штриховыми линиями). На рис. 2 также приведено изменение интенсивности, $I(t)$, колебаний атмосферного давления, $\Delta p(t)$, от времени в процессе наблюдений за полярным сиянием ($I = \frac{\Delta p^2}{\rho \cdot c}$, ρ – плотность воздуха, c – скорость распространения колебаний). Из рис. 2 видно, что максимальные значения интенсивности колебаний приходится на центральную часть интервала времени 16:00 – 18:00 UT. Оценка интенсивности колебаний давления проводилась также в периоды спокойной геомагнитной активности. Сравнение полученных оценок показывает, что интенсивность колебаний давления, регистрируемых в период наблюдений за полярными сияниями, приблизительно на порядок превышает интенсивность в дни со спокойной геомагнитной активностью.

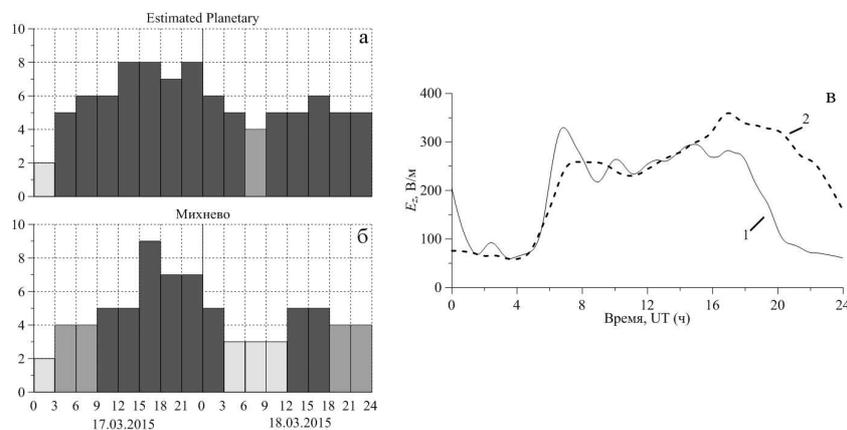


Рис. 1. Индекс K_p во время полярного сияния (а, б) и изменения напряженности электрического поля (E_z) по данным ГФО «Михнево» (в) в течение суток 17 марта (кривая 1) по сравнению с усредненными значениями (кривая 2).

Такой эффект объясняется генерацией во время полярных сияний инфразвуковых волн, которые достигают нижних слоев атмосферы. При быстрых сверхзвуковых движениях полярных сияний и связанных с ними мощных ионосферных токов возникают инфразвуковые волны [9, 10]. Следует отметить, что инфразвуковые волны распространяются на огромные расстояния, перенося в себе информацию, как об источнике, так и о среде распространения. Однако, до сих пор особенности некоторых источников атмосферного инфразвука, особенно аврорального, изучены недостаточно. В то же время авроральный инфразвук играет важную роль в физике атмосферы при исследовании вариаций энергии во времени и в пространстве. Авроральный инфразвук является прямым отражением динамики авроральных электроструй в период геомагнитных суббурь.

Далее был проведен спектральный анализ данных, при этом из полученных рядов были удалены составляющие с частотами меньшими 0,001 Гц. Из анализа спектров мощности вариаций давления и напряженности электрического поля было установлено, что основной спектральный максимум, как для вариаций давления, так и для напряженности электрического поля приходится на значение частоты $\approx 0,0032$ Гц. Поэтому представляет интерес определение степени взаимосвязи между этими процессами. Для дальнейшего анализа ряды цифровых данных фильтровались в диапазоне частот 0,002 – 0,006 Гц. Для полученных после фильтрации рядов рассчитывался коэффициент взаимной корреляции, R_{pE} , в скользящем 30 минутном временном окне. Коэффициент корреляции в период максимальной активности полярного сияния достигает значений $R_{pE} = 0,76-0,78$. Такие значения коэффициента взаимной корреляции обычно соответствуют наличию взаимной связи между процессами.

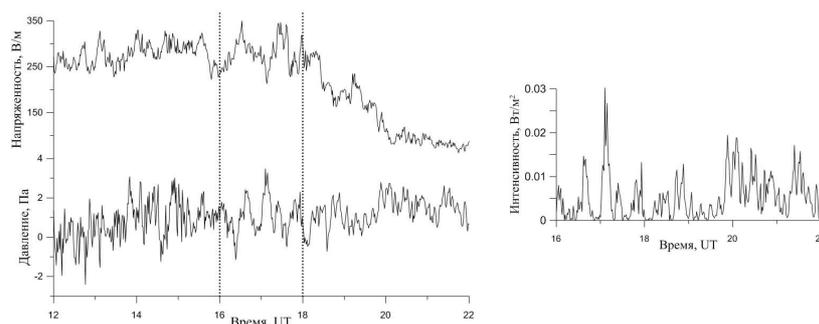


Рис. 2. Вариации напряженности электрического поля (E_z) и атмосферного давления (Δp) (слева), а также интенсивности колебаний атмосферного давления (I) (справа) во время полярного сияния по данным ГФО «Михнево».

Заключение

Приведены результаты натурных наблюдений за вариациями напряженности электрического поля и атмосферного давления во время мощной магнитной бури 17 – 18 марта 2015 года сопровождавшейся масштабным полярным сиянием. Показано, что с развитием магнитной бури наблюдаются отрицательные возмущения напряженности атмосферного электрического поля на среднеширотной станции ГФО «Михнево». Наряду с этим в период максимальной активности полярного сияния наблюдались синхронные вариации давления и напряженности электрического поля. В этот период коэффициент взаимной корреляции вариаций давления и напряженности электрического поля достигал значений 0,76–0,78 с последующим уменьшением до фоновых значений $\approx 0,2$ –0,3.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН № 19 (тема № 0146-2018-0004).

Список литературы

1. Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Кубицки М., Михновски С. Утренние полярные суббури и вариации атмосферного электрического поля // Геомагнетизм и аэрномия. 2010. – Т. 50, № 1. – С. 51-60.
2. Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Кубицки М., Михновски С. Вариации приземного электрического поля в высоких широтах и разности потенциалов поперек полярной шапки во время утренних полярных суббурь // Геомагнетизм и аэрномия. 2011. – Т. 51, № 3. – С. 397-404.
3. Лукьянова Р.Ю., Круглов А.А., Франк-Каменецкий А.В. и др. Соотношение между потенциалом ионосферы и приземным электрическим полем в южной полярной шапке // Геомагнетизм и аэрномия. 2011. – Т. 51, № 3. – С. 387-396.
4. Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Михновски С., Кубицки М. Эффект магнитных бурь в вариациях атмосферного электрического поля в средних широтах // Геомагнетизм и аэрномия. 2008. – Т. 48, № 5. – С. 650-659.
5. Лободин Т.В., Парамонов Н.А. Измерения электрического поля атмосферы во время полярных сияний // Тр. ГГО. 1972. Вып. 277. – С. 47-53.
6. Anisimov S.V., Morghounov V.A., and Troitskaya V.A. Substorms of potential gradient of the atmospheric electric field // *Publs. Inst. geophys. pol acad. sc.* 1991. – D-35. P. 238.
7. Соловьев С.П., Рыбнов Ю.С., Харламов В.А., Крашенинников А.В. Акустико-гравитационные волны и сопутствующие им возмущения атмосферного электрического поля // Геомагнетизм и аэрномия. 2017. – Т. 57, № 3. – С. 363-375.
8. Kamide Y. and Kusano K. No major solar flares but the largest geomagnetic storm in the present solar cycle // *Space Weather.* 2015. – Vol. 13. – P. 365-367. doi:10.1002/2015SW001213.
9. Wilson Charles R. Infrasonic wave generation by aurora // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics.* 1975. – V. 37. – P. 973-988.
10. Chimonas G. Infrasonic Waves Generated by Auroral Currents // *Planet. Spase Sci.* 1970. – V. 18. – P. 591-598.

Том II, с. 557–561

УДК: 551.594

ЭФФЕКТЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В ВАРИАЦИЯХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПРИЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ

Т. В. Кудринская¹, Г. В. Куповых¹, А. Х. Аджиев², Б. Г. Зайнетдинов³,
Л. Г. Соколенко³

¹Южный федеральный университет, 347928, г. Таганрог, пер. Некрасовский, 44, Д-410
E-mail: tkudrya@list.ru, kupovykh@sfedu.ru

²Высокогорный геофизический институт, 360030, Россия, КБР, г. Нальчик, пр. Ленина, 2
E-mail: adessa1@yandex.ru

³Главная геофизическая обсерватория им. А. И. Воейкова,
194021, Санкт-Петербург, ул. Карбышева, 7
E-mail: anrt@rambler.ru

Аннотация. Приведены данные наблюдений и анализ вариаций атмосферно-электрического поля в приземном слое совместно с параметрами солнечной активности в различные периоды. Установлены связи между изменениями напряженности электрического поля и индексом солнечной активности для всех пунктов наземных наблюдений, особенно в период солнечных вспышек.

Ключевые слова: атмосферно-электрическое поле, индекс солнечной активности, солнечная вспышка

EFFECTS OF SOLAR ACTIVITY IN THE ELECTRIC FIELD VARIATIONS OF THE SURFACE ATMOSPHERE

T. V. Kudrinskaya, G. V. Kupovykh, A. H. Adzhiev, B. G. Zainetdinov, L. G. Sokolenko

Abstract. The data of observations and analysis of the atmospheric electric field variations in the surface layer together with the parameters of solar activity in different periods are presented. The relationships between changes in the electric field intensity and the solar activity index for all points of ground observations, especially during solar flares, have been established.

Keywords: atmospheric-electric field, solar activity index, solar flare

Введение

Как известно, временные вариации атмосферного электрического поля вблизи земной поверхности определяются состоянием глобальной электрической цепи и локальными факторами, влияющими на проводимость нижней атмосферы. Причинами вариаций глобальной составляющей электрического поля считаются: изменение потенциала ионосферы, изменение проводимости атмосферы вследствие действия космических лучей, глобальная грозовая активность. Локальные факторы пространственно-временных изменений атмосферно-электрических характеристик связаны с континентальной радиоактивностью, конвективными и турбулентными процессами в приземной атмосфере, наличием и распределением аэрозолей.

На поведение атмосферно-электрического поля могут оказывать влияние магнитосферные возмущения, солнечные и галактические космические лучи, ионосферные электрические поля. Большинство исследований таких эффектов на вариации атмосферно электрического поля проводилось в высоких широтах [5, 7]. Известны исследования вариаций атмосферного электрического поля и на средних широтах [1, 3], где приведены результаты, подтверждающие влияние солнечного ветра и геомагнитных бурь на значения электрического поля вблизи земной поверхности и другие параметры атмосферного электричества.

Цель работы – физико-статистический анализ данных наземных наблюдений за напряженностью электрического поля, полученных на сети станций в равнинных и высокогорных условиях, совместно с данными спутниковых наблюдений за параметрами солнечной активности.

Задачами исследования являются установление статистических связей между параметрами солнечной активности и вариациями электрического поля в атмосферном приземном слое.

Техника и методика эксперимента

В настоящей работе исследуются данные экспериментальных измерений атмосферно-электрического поля, полученные на двух горных станциях Приэльбрусья: высокогорная станция Пик Чегет (43°16'N, 42°30'E, 3050 м н.у.м.), научно-исследовательский полигон «Кызбурун-2» (43°40'N, 43°27'E, 700 м н.у.м.). Для регистрации напряженности электрического поля в этих пунктах использовался измеритель электрического поля EFM 550 (Vaisala). Кроме того, для сравнительного анализа разных физико-географических условий рассматривались экспериментальные данные напряженности электрического поля приземной атмосферы, полученные в пунктах наблюдений атмосферно-электрической сети Росгидромета. Во всех пунктах используются автоматизированные измерители напряженности электрического поля атмосферы «Поле-2М» (ГГО) [4].

Для исследования солнечно-земных связей в вариациях атмосферно-электрического поля использовались следующие данные: число наблюдаемых солнечных пятен, планетарный индекс, количество вспышек на Солнце (рентгеновское излучение), поток солнечного радиоизлучения на длине волны 10,7 см, (10^{-22} Вт/м²). Значения характеристик получены с помощью геостационарных эксплуатационных спутников наблюдений за окружающей средой (Geostationary Operational Environmental Satellite или GOES) GOES 15 и GOES 14 [<http://tesis.lebedev.ru>]. К исследованию привлекался материал за периоды, когда наблюдались мощные солнечные вспышки: июнь 2014 г. (10 июня - X2.2 и X1.5; 11 июня – X1) и сентябрь 2017 г. (6 сентября – X9.3 и X2.2; 7 сентября – X1.3, 10 сентября – X8.2).

Результаты и обсуждение

Как известно, первая используемая характеристика солнечной активности - индекс относительного числа пятен или число Вольфа, при этом кривая среднегодовых значений числа Вольфа отчетливо показывает периодические изменения числа солнечных пятен 11 лет. В свою очередь в характере временных изменений градиента потенциала электрического поля можно также выделить 11-летние вариации, связанные с периодами солнечной активности [6]. В последние 25–30 лет среди индексов солнечной активности довольно прочное место заняли индекс потока радиоизлучения Солнца и, связанный с ним, индекс вспышечной активности.

Вспышки на Солнце делятся на пять классов в зависимости от мощности рентгеновского излучения: А, В, С, М, X (Вт/м³): вспышки класса С – 10^{-6} , М – 10^{-5} , X – 10^{-4} . Интенсивность рентгеновского излучения для каждого класса варьируется от величины 1,0 до 9,9. Интегральной характеристикой наличия и интенсивности солнечных вспышек является индекс вспышечной активности (от 0 до 10).

Таблица 1. Средние относительные величины электрического поля при различных значениях индекса вспышечной активности.

Индекс	Южно-Сахалинск	Иркутск	Верхнее Дуброво	Воейково	Диксон	Зашеек	Калининград	Кызбурун	Чегет
0-2,5	116%	120%	94%	106%	104%	83%	114%	76%	95%
2,5-7,5	88%	96%	92%	81%	76%	99%	66%	104%	100%
7,5-10	95%	85%	114%	114%	120%	118%	120%	120%	104%

В таблице 1 представлены значения атмосферно-электрического поля (в % относительно среднего значения) в зависимости от значения индекса вспышечной активности. Можно заметить увеличение величины атмосферно-электрического поля относительно средних значений при высоких уровнях вспышечной активности почти для всех пунктов.

На рисунке 1 показана зависимость индекса вспышечной активности от среднего числа пятен, определяемых на основании данных по нескольким группам активных областей на Солнце. Как видно, между процессами пятнообразования и вспышками на Солнце существует положительная нелинейная связь. На рисунке 2 представлена прямая регрессия потока солнечного радиоизлучения на длине волны 10,7 см (p) по индексу вспышечной активности.

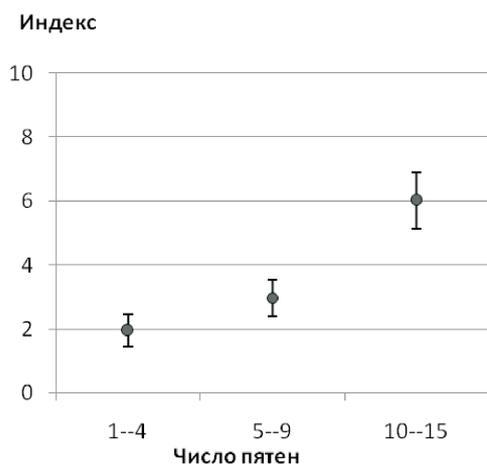


Рис. 1. Регрессия индекса вспышечной активности по числу пятен на Солнце.

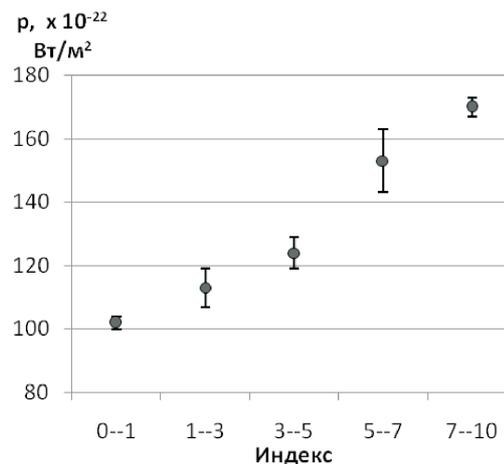


Рис. 2. Регрессия потока солнечного излучения по индексу вспышечной активности.

Таким образом, можно ожидать влияния солнечных вспышек на значения напряженности атмосферно-электрического поля, примеры зависимости значений поля при вспышках различной мощности рассмотрены ранее [2].

На рисунке 3 представлен пример вариаций напряженности атмосферно-электрического поля в период, когда наблюдались мощные вспышки класса X, точками показаны время вспышки. Хорошо заметно, что увеличение значений напряженности электрического поля приземной атмосферы начинается за несколько часов до самой вспышки на Солнце.

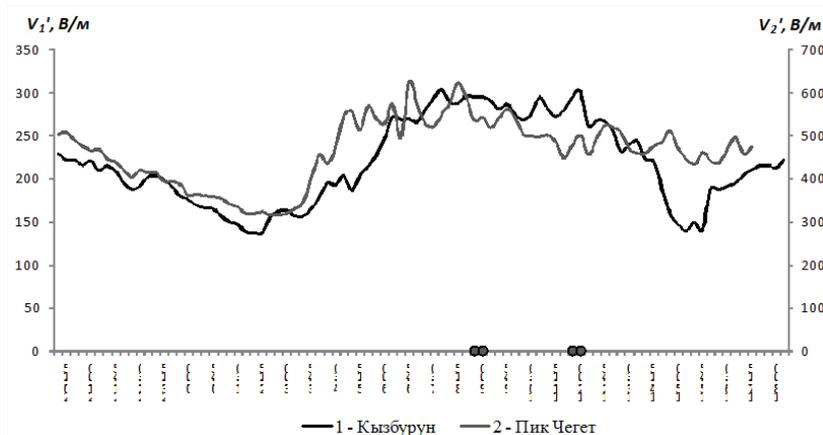


Рис. 3. Вариации напряженности атмосферно-электрического поля (осреднение 15 мин), 5-6 сентября 2017 г.

После вспышек класса X наблюдаются сильные магнитные бури, которые влияют на геомагнитное поле Земли. Характеристикой возмущений геомагнитного поля является планетарный индекс (A_p -индекс), при этом магнитные бури характеризуются значениями A_p -индекса более 85.

На рисунке 4 показано распределение значений атмосферно-электрического поля при различных состояниях магнитного поля Земли: менее 10 - спокойное состояние, от 15 до 50 – активное и более 50 – штормовое. Отмечается рост абсолютных значений напряженности электрического поля в приземном слое атмосферы для всех указанных пунктов наблюдений.

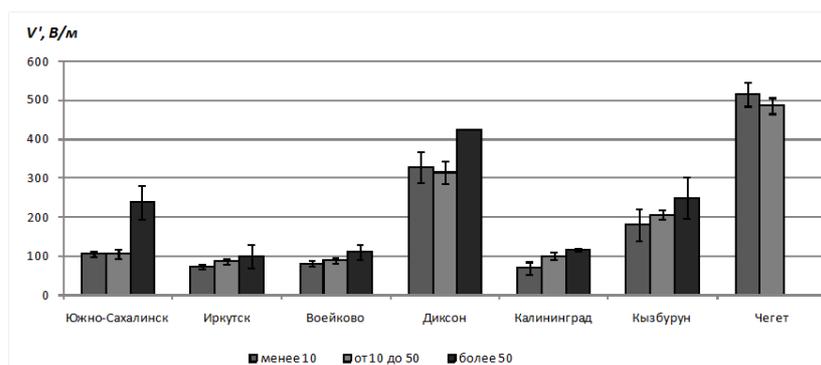


Рис. 4. Значения напряженности атмосферно-электрического поля приземной атмосферы при различных значениях A_p -индекса

Заключение

В результате физико-статистического анализа данных наблюдений за атмосферно-электрическим полем в приземном слое и индексов солнечной активности установлена связь между значениями их характеристик и временными вариациями для всех пунктов наблюдений, вне зависимости от географического расположения. За несколько часов до начала мощных солнечных вспышек наблюдается увеличение значений напряженности электрического поля приземной атмосферы. Таким образом, атмосферное электричество выступает как один из механизмов проявления солнечно-земных связей, который следует принимать во внимание при решении прикладных задач физики атмосферы.

Список литературы

1. Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Михновский С., Кубицкий М., Эффект магнитной бури в вариациях атмосферного электрического поля в средних широтах / Геомагнетизм и аэрномия, 2008, том 48, №5, с. 650-659.
2. Кудринская Т.В., Куповых Г.В., Редин А.А., Влияние солнечной активности на вариации электрического поля в приземном слое атмосферы / Известия высших учебных заведений. Физика, 2016, том 59, №12/3, с. 215-219
3. Смирнов С. Э., Михайлова Г. А., Капустина О. В., Вариации квазистатического электрического поля в приземной атмосфере на Камчатке во время геомагнитных бурь в ноябре 2004 г. / Геомагнетизм и аэрномия, 2013, том 53, №4, с. 532-545
4. Соколенко Л.Г., Зайнетдинов Б.Г., Результаты модернизации и расширения сети наблюдений за атмосферным электричеством / Труды ГГО, 2018, Вып. 589, с. 153-166
5. Франк-Каменецкий А.В., Котиков А.Л., Круглов А.А., Барнс Г., Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Кубицки М., Оджимек А., Вариации приземного электрического поля в высоких широтах и потенциал ионосферы во время магнитных возмущений / Геомагнетизм и аэрномия, 2012, том 52, №5, с. 666-675
6. Шулейкин, В.Н., Атмосферное электричество и физика Земли / М.:ООО «ФЭД», 2006, 59 с.
7. Шумилов О.И., Касаткина Е.А., Франк-Каменецкий А.В., Эффекты влияния экстраординарных событий солнечных космических лучей на вариации атмосферного электрического поля в высоких широтах / Геомагнетизм и аэрномия, 2015, том 55, №5, с. 666-674

Том II, с. 561–565
УДК: 551.594

ВАРИАЦИИ АТМОСФЕРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ

Г. В. Куповых, А. Г. Клово, Д. В. Тимошенко

*Южный федеральный университет, 344006, г. Ростов-на-Дону, ул. Б. Садовая, 105/426
E-mail: kupovykh@sfnu.ru*

Аннотация. Построена и проанализирована математическая модель нестационарных электрических процессов в приземном слое атмосферы. Найдено приближенное аналитическое решение системы уравнений модели в виде явной зависимости напряженности электрического поля от времени, высоты и коэффициента турбулентной диффузии. Исследование поведения напряженности при варьировании параметров модели.

Ключевые слова: электродный эффект; приземный слой атмосферы, вариации электрического поля

THE ATMOSPHERIC ELECTRIC FIELD VARIATIONS IN THE SURFACE LAYER

G. V. Kupovykh, A. G. Klovo, D. V. Timoshenko

Abstract. A mathematical model of non-stationary electrical processes in the surface layer of the atmosphere has been constructed and analyzed. An approximate analytical solution of the system of equations of the model is found in the form of an explicit dependence of the electric field strength on time, height and coefficient of turbulent diffusion. Investigation of the behavior of tension when the model parameters are varied

Keywords: electrode effect; surface layer of the atmosphere, electric field variations

Введение

Унитарная вариация электрического поля, представляющая синхронные его изменения в целом по Земле (минимум – 04^h-05^h UT) и максимумом – (19^h-20^h UT), вследствие изменений потенциала ионосферы, является одним из доказательств существования глобального генератора электрического поля атмосферы, связанного, прежде всего, с грозовой активностью экваториальной зоны земного шара [1].

Глобальные и локальные характеристики атмосферного электрического поля взаимосвязаны и являются динамическими параметрами глобальной электрической цепи (ГЭЦ), токового контура, образованного проводящими слоями ионосферы и земной поверхности и замыкающего их электропроводящей атмосферой [1]. В работах [2–9], посвящённых функционированию ГЭЦ, рассматриваются процессы установления и диссипации атмосферного электрического поля в зависимости от поведения источника, в роли которого выступает ионосферный потенциал. В результате моделирования установлено, что между колебаниями плотности тока в атмосфере и потенциала ионосферы может существовать сдвиг фаз вследствие различия значений электрической проводимости в разных районах земного шара.

Целью настоящей работы является выявление роли локальных и глобальных факторов в динамике суточных и сезонных вариаций электрического поля в приземной атмосфере. На пути достижения указанной цели рассматривается задача построения и исследования моделей, описывающих поведение полного тока и вариации электрического поля в приземном слое атмосферы, а также исследуются характеристики электрического поля на различных высотах.

Уравнение полного тока в приземном слое атмосферы

Для исследования нестационарных электрических процессов в горизонтально-однородном турбулентном приземном слое атмосферы (свободном от аэрозольного загрязнения) будем исходить из системы, состоящей из ионизационно-рекомбинационных уравнений для аэроионов и уравнения Пуассона, в приближении электродного эффекта [4]:

$$\frac{\partial n_{1,2}}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial z} (b_{1,2} n_{1,2} E) - \frac{\partial}{\partial z} \left[D_T(z, t) \frac{\partial n_{1,2}}{\partial z} \right] = q - \alpha n_1 n_2, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = 4\pi e (n_1 - n_2), \quad (2)$$

где $n_{1,2}$ – объемная концентрация легких положительных и отрицательных аэроионов, $b_{1,2}$ – их подвижность, E – напряженность электрического поля, q – интенсивность ионообразования, α – коэффициент рекомбинации, $D_T(z, t)$ – коэффициент турбулентной диффузии для аэроионов, z – высота, e – элементарный заряд.

Предполагая $b_1 = |b_2| = b$, из первых двух уравнений системы (1) можно получить эквивалентную систему, определяющую электрическую проводимость: $\lambda = e(b_1 n_1 + |b_2| n_2)$ и плотность электрического заряда: $\rho = e(n_1 - n_2)$:

$$\frac{\partial \lambda}{\partial t} + \frac{b^2}{4\pi} \frac{\partial}{\partial z} \left[E \frac{\partial E}{\partial z} \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left[D_T(z, t) \frac{\partial \lambda}{\partial z} \right] = 2qeb - \frac{\alpha}{2be} \left[\lambda^2 - \frac{b^2}{16\pi^2} \left(\frac{\partial E}{\partial z} \right)^2 \right], \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\lambda E) - \frac{\partial}{\partial z} \left[D_T(z, t) \frac{\partial \rho}{\partial z} \right] = 0. \quad (4)$$

Используя уравнение Пуассона, после интегрирования уравнения (4) получаем уравнение для плотности полного электрического тока (j) в приземном слое атмосферы:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + 4\pi \lambda E - D_T(z, t) \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = 4\pi j. \quad (5)$$

Вариации плотности электрического тока $j(t)$ вблизи поверхности земли определяются нестационарностью электрических полей выше приземного слоя, т.е. обуславливаются глобальными изменениями потенциала ионосферы, вызываемыми грозowymi токовыми генераторами, либо генераторами, действующими в верхних слоях атмосферы.

Задача о вариации электрического поля

Будем предполагать: $\lambda = const$ и $D_T = D_0 = const$ при $m = 0$. Последнее допущение соответствует условиям устойчивой стратификации приземного слоя атмосферы. Общий вид граничных и начальных условий для уравнения (4), с соответствующей левой частью, может быть представлен следующим образом:

$$E|_{z \rightarrow 0} = E_0, E|_{t=0} = E(0, z), \left(\frac{\partial E}{\partial t} + 4\pi \lambda E \right) \Big|_{z \rightarrow \infty} = 4\pi j_o(t). \quad (6)$$

Вначале рассмотрим несколько частных случаев.

Приземный слой без электродного эффекта. В данном случае результаты исследований [ВКА] показывают, что закон изменения электрического поля во времени на верхней границе электродного слоя полностью совпадает с заданной глобальной вариацией электрического тока. Полученный результат соответствует предельному случаю, когда электродный эффект у поверхности земли отсутствует.

Классический электродный эффект в приземном слое. В данном случае, согласно [12], колебания электрического поля и тока совпадают по времени, но различаются по амплитудным значениям. С увеличением высоты над поверхностью земли значения амплитуды возмущения

электрического поля уменьшаются. При увеличении толщины l_0 электродного слоя возмущения на фиксированных высотах увеличиваются.

Приближение *турбулентного электродного эффекта в приземном слое*.

Вернемся к задаче о пространственно-временном распределении электрического поля в турбулентном приземном слое вследствие вариации плотности электрического тока на его верхней границе. С учетом принятых допущений уравнение для полного тока примет вид:

$$\frac{\partial E}{\partial t} - D_0 \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + 4\pi\lambda E = 4\pi j(t). \quad (7)$$

Начальные и граничные условия задаем в виде:

$$E|_{t=0} = E_1(z), \dots E|_{z=0} = E_0, \dots \frac{\partial E}{\partial z} \Big|_{z=z_\infty} = 0. \quad (8)$$

Здесь E_1 – профиль напряженности электрического поля в начальный момент времени, задаваемый экспоненциально:

$$E_1(z) = E_0 e^{-\frac{z}{L}}, \quad (9)$$

где L – характерная высота турбулентного электродного слоя (порядка 10 м).

Уравнение (7) с граничными условиями (8) решаются методом Фурье [11] в работе [12], давая Фурье-разложение напряженности электрического поля. Последующая оценка коэффициентов ряда показывает, что в представлении напряженности достаточно ограничиться первым приближением [12]:

$$E(z, t) = E_0 + \left[\left(E_0 e^{-(4\pi\lambda + D_0\mu_n)t} + \sqrt{128z_\infty} \frac{(2j_0 - \lambda E_0)}{(4\pi\lambda + D_0\mu_n)} \left(1 - e^{-(4\pi\lambda + D_0\mu_n)t} \right) + \left(e^{(4\pi\lambda + D_0\mu_n)t} + (4\pi\lambda + D_0\mu_n) \right) \right) \right] \sqrt{\frac{2}{z_\infty}} \sin \frac{\pi z}{2z_\infty}. \quad (10)$$

Поведение поля на различных высотах от земной поверхности, описываемое первым приближением (10), графически приведено на рис. 1-2.

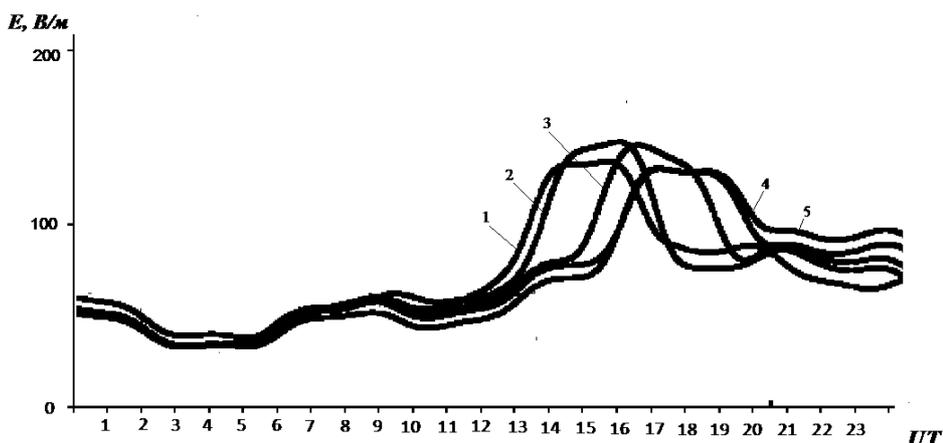


Рис. 1. Суточная вариация электрического поля на высоте $z_1 = 0,5$ м при $E_0 = -100$ В/м и различных значениях D_0 , м²/с (1 – $D_0 = 0,01$; 2 – $D_0 = 0,03$; 3 – $D_0 = 0,05$; 4 – $D_0 = 0,07$; 5 – $D_0 = 0,1$).

Распределения напряженности электрического поля построены (в системе СИ) при следующих значениях параметров: $E_0 = -100$ В/м, $\lambda = 3 \cdot 10^{-14}$ Ом/м⁻¹, $j_0 = 3 \cdot 10^{-12}$ А/м², $L = 25$ м,

$z_1 = 0,5 \text{ м}$, $z_2 = 1 \text{ В/м}$. Среднее значение напряженности на высоте $0,5 \text{ м}$ составляет 103 В/м , на высоте 1 м соответственно 112 В/м .

Суточная вариация электрического поля характеризуется выраженными утренним минимумом ($05^{\text{h}} - 06^{\text{h}} \text{ UT}$) и вечерним максимумом ($16^{\text{h}} - 18^{\text{h}} \text{ UT}$), что хорошо согласуется с унитарной вариацией потенциала ионосферы [1,9], но не совпадает с заданным изменением электрического тока.

Анализ вариаций электрического поля $E(z, t)$ показывает, что с увеличением коэффициента турбулентной диффузии происходит смещение суточного максимума от 16^{h} UT к 18^{h} UT , что соответствует усилению эффекта запаздывания суточной вариации поля относительно вариации плотности тока, где максимум наблюдается в 12^{h} UT . В то же время значительных смещений утреннего минимума не наблюдается.

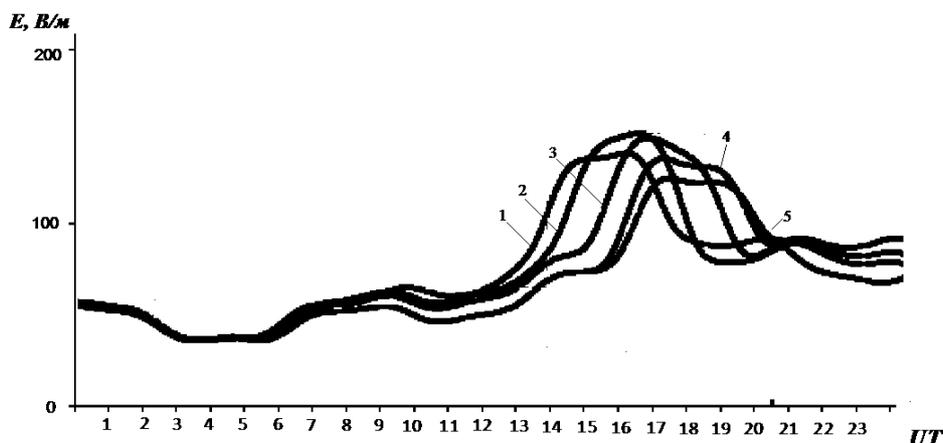


Рис. 2. Суточная вариация электрического поля на высоте $z_2 = 1 \text{ м}$ при $E_0 = -100 \text{ В/м}$ и различных значениях D_0 , $\text{м}^2/\text{с}$ (1 – $D_0 = 0,01$; 2 – $D_0 = 0,03$; 3 – $D_0 = 0,05$; 4 – $D_0 = 0,07$; 5 – $D_0 = 0,1$).

Кроме того, с ростом D_0 происходит изменение амплитудных значений поля. На высоте $0,5 \text{ м}$ (рис. 1) изменение амплитуды дневного максимума составляет примерно 12%: 127 В/м для $D_0 = 0,03 \text{ м}^2/\text{с}$ и 115 В/м для $D_0 = 0,1 \text{ м}^2/\text{с}$. На высоте 1 м (рис. 2) соответствующие изменения составляют около 16%: 139 В/м для $D_0 = 0,03 \text{ м}^2/\text{с}$ и 121 В/м для $D_0 = 0,1 \text{ м}^2/\text{с}$. Наблюдаемый характер изменения амплитуды свидетельствует о нелинейной зависимости между величинами электрическим полем и степенью турбулентного перемешивания.

Заключение

Проведённые теоретические исследования позволяют сделать вывод о влиянии электродного эффекта как на распределение, так и на вариации электрического поля в приземном слое. При наличии турбулентного перемешивания в приземном слое появляется сдвиг фаз между унитарной вариацией глобального тока и суточным ходом напряженности электрического поля вблизи поверхности земли. Это обусловлено изменениями электрических характеристик электродного слоя вследствие разной степени турбулентного перемешивания в атмосфере в дневные и ночные часы, что приводит к смещению максимума распределения электрического поля в приземном слое на 4-6 ч. относительно колебаний плотности электрического тока в верхней атмосфере.

Список литературы

1. Атмосфера. Справочник (справочные данные, модели). – Л.: Гидрометеиздат, 1991, – 506 с.
2. Морозов В.Н., Селезнева А.Н. К обобщению модели глобальной атмосферно-электрической цепи с учетом влияния пограничного слоя атмосферы // Труды ГГО. 1988. – Вып. 514. – С.60 – 74.

3. Редин А.А., Куповых Г.В., Болдырев А.С. Электродинамическая модель конвективно-турбулентного приземного слоя атмосферы. // Известия вузов. Радиофизика. 2013. – Т. 56, №12, – С. 820 – 828.
4. Куповых Г.В., Морозов В.Н., Шварц Я.М. Теория электродного эффекта в атмосфере. – Таганрог. ТРТУ, 1998. – 123 с.
5. Ваюшина Г.П., Куповых Г.В., Мартынов А.А., Соколенко Л.Г. и др. Результаты наблюдений за атмосферным электричеством на горной станции пик Чегет в Приэльбрусье // Труды ГГО. 1995. – С.-Пб.: Гидрометеиздат. – Вып.545. – С. 36 – 46.
6. Аджиев А.Х., Куповых Г.В. Вариации атмосферного электрического поля на высокогорных пунктах наблюдений // ДАН, Геофизика, 2015. – Т. 462, № 2. – С 213 – 216.
7. Аджиев А.Х., Куповых Г.В. Измерения электрического поля атмосферы в высокогорных условиях Приэльбрусья // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2015. – Т.51, № 6. – С. 710 – 715.
8. Морозов В.Н. Модель нестационарного электрического поля в нижней атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия. 2005. – Т.45, №2. – С. 268 – 278.
9. Морозов В. Н., Куповых Г. В Математическое моделирование глобальной атмосферной электрической цепи и электричества приземного слоя. – СПб.: Астерион, 2017. – 307 с.
10. Орленко Л. Р. Строение планетарного пограничного слоя атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат. 1979. – 270 с.
11. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. СПб.: Лань, 2003. – 831 с.
12. Клово А.Г., Куповых Г.В., Свидельский С.С., Тимошенко Д.В. Моделирование глобальных вариаций электрического поля в приземной атмосфере // Труды Военно-космической академии им А.Ф. Можайского. 2018. – Вып. 662 «Проблемы военно-прикладной геофизики и контроля состояния природной среды». – С.37 – 41.

Том II, с. 566–570

УДК: 551.576.11+551.594.21/.22

ОСОБЕННОСТИ КОНТРОЛЯ ГРОЗОВОЙ АКТИВНОСТИ РАЗЛИЧНЫМИ РАДИОФИЗИЧЕСКИМИ СРЕДСТВАМИ (РАДИОЛОКАТОР, ГРОЗОПЕЛЕНГАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ, НАЗЕМНЫЕ ФЛЮКСМЕТРЫ)

Ю. П. Михайловский А. А. Синькевич, Б. Г. Зайнетдинов, В. Б. Попов

Главная геофизическая обсерватория им. А.И. Воейкова,

194098, г. С-Петербург, ул. Карбышева, 7

E-mail: yurpalych@ya.ru

Аннотация. Представлен анализ результатов экспериментального исследования грозоградового облака с использованием радиолокатора ДМРЛ-С, систем грозопеленгации ALVES и BLITZORTUNG и комплекса флюксметров. Исследовались условия развития опасных явлений в конвективных облаках и возможности их прогноза и диагноза дистанционными радиофизическими методами в ближней зоне. Показано, что использование флюксметров улучшает информативность систем контроля электрической активности облаков.

Ключевые слова: гроза; молнии; радиолокатор; грозопеленгационные системы; наземные флюксметры; критерии грозоопасности.

THE FEATURES OF THUNDERSTORM ACTIVITY CONTROL BY DIFFERENT RADIOPHYSICS TOOLS (RADAR, LIGHTNING DETECTION SYSTEMS, FIELD MILLS)

Yu. P. Mikhailovsky, A. A. Sinkevich, B. G. Zainutdinov, V. B. Popov

Abstract. The results of the analysis of an experimental study of a thunderstorm using the DMRL-C radar, lightning-detection systems ALVES and BLITZORTUNG and fluxmeter complex are presented. The conditions of the hazardous phenomena development in convective clouds and possibility of their prediction and diagnosis by remote radiophysical methods in the short-range zone were investigated. It is shown that the use of fluxmeters improves the information content of the systems for monitoring the electrical activity of clouds.

Keywords: thunderstorm; lightning; radar; lightning systems; ground fluxmeters; lightning criteria

Введение

Электрические явления в облаках принадлежат к числу наиболее опасных явлений погоды (ОЯП) как для самолетов и других летательных аппаратов, размеры и насыщенность электронными системами, которых непрерывно растет, так и для наземных объектов, для которых представляют опасность, как токи молний, так и их мощное электромагнитное излучение. Для изучения электрических процессов в облаках в настоящее время используются как прямые, так и дистанционные радиофизические методы и средства: самолеты, зонды, метеорологические радиолокаторы (МРЛ), спутники и грозопеленгационные системы [1–7, 9, 10]. С их помощью диагностируется и прогнозируется электрическое состояние облака, определяется перемещение грозовых очагов и оценивается «грозоопасность» мощных кучево-дождевых облаков с помощью вероятностно-статистических критериев [1, 4–7, 9, 10].

Выполненный в ГГО анализ показал, что более чем 80% случаев поражения самолетов молниями происходило в облаках, которые не классифицировались как грозовые [2, 3, 5]. Летательные аппараты и наземные объекты могут спровоцировать появление электрических разрядов в облаках, которые вообще не дали бы разряда в обычных условиях [7]. Обнаружение таких облаков, потенциально готовых к разряду молний, но еще не грозящих, с помощью систем, регистрирующих радиоизлучение молний, невозможно. Использование радиолокационных критериев грозоопасности также проблематично, так как они построены на экспериментальных

исследованиях мощных грозовых облаков [5, 7, 9]. Использование технологий измерения электрического поля для этих целей является перспективным [2, 3, 10]. В ГГО имеется значительный опыт использования систем наземных флюксометров для контроля электрической активности грозовых облаков при масштабных полевых экспериментах [10].

Актуально и практически значимо совершенствование технологий диагноза и сверхкраткосрочного прогноза электрического состояния облаков (ЭСО) как на грозовой, так и на предгрозовой стадии развития с помощью дистанционных радиофизических методов. Проведение этой работы невозможно без совершенствования методов прямого контроля ЭСО на всех стадиях развития облака, что возможно при использовании флюксометров.

Целью работы является исследование особенностей комплексного контроля грозовой активности различными радиофизическими средствами (радиолокатор, грозопеленгационные системы, наземные флюксометры). Особое внимание уделяется анализу возможностей системы приборов для измерения напряженности электрического поля (флюксометров).

В соответствии с этим в работе решались задачи сравнительного анализа информативности перечисленных систем контроля и исследовались связи получаемых этими системами характеристик при развитии конвективных облаков в ближней зоне.

Описание эксперимента

Наблюдения проводятся на полевой экспериментальной базе ФГБУ «ГГО» в п. Воейково Ленинградской области. На пункте наблюдения установлен измеритель напряженности электрического поля (E) атмосферы «Поле-2М», который представляет из себя флюксометр, который действует по принципу электростатического генератора, в котором на двух изолированных измерительных пластинах (электродах) индуцируется электрический заряд, пропорциональный величине E. Диапазон получаемых данных варьируется от -10 до +10 кВ/м, значения E получают с частотой 1 Гц. Измеритель «Поле-2М» внесен в госреестр и имеет утвержденные Росстандартом методики поверки [8].

Первичный преобразователь измерителя установлен на подставке, представляющей из себя металлическую сетку размерами $1,8 \times 1,8$ м, таким образом, чтобы поверхность сетки находилась на одном уровне с электродами преобразователя.

В 2015 году в рамках ФЦП «Геофизика» на станции Воейково специалистами НПО «Тайфун» на расстоянии 20-30 м от измерителя «Поле-2М» были установлены 4 преобразователя напряженности электрического поля (ПНЭП-1). На рисунке 1 представлен план площадки с указанием расположения измерителя «Поле-2М» и 4-х датчиков ПНЭП-1 с расстояниями.

Конструктивно ПНЭП-1 также, как и «Поле-2М», представляет собой флюксометр с диапазоном измерений от -30 до +30 кВ/м. Частотный диапазон до 200 Гц. Датчики приборов установлены на мачтах, высотой 4 м для уменьшения влияния электродного эффекта и повышения чувствительности измерений [3].

В окрестностях полевой экспериментальной базы расположена аэрологическая станция, на территории которой в 2013 году установлен доплеровский метеорологический радиолокатор С-диапазона (ДМРЛ-С). Расстояние от приборов, регистрирующих E, до ДМРЛ-С составляет около 450 м. В работе использованы данные с абонентского пункта локатора, позволяющие получать информацию о радиолокационной отражаемости с разрешением 1×1 км.

Для анализа использовались данные о грозовой активности в радиусе 100 км от места установки ДМРЛ-С с двух разных грозопеленгационных систем (ГПС): «Алвес» и Blitzortung [5]. Принципы работы ГПС основаны на анализе времен регистрации электромагнитного излучения

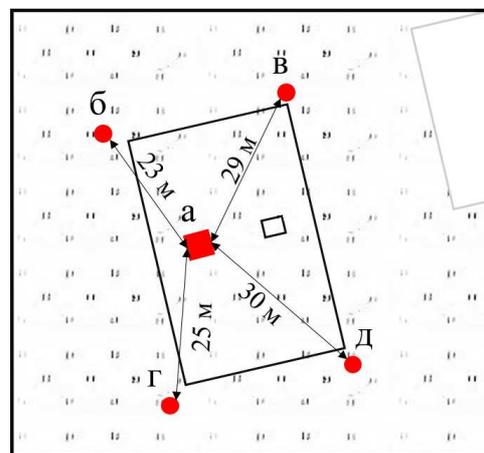


Рис. 1. План расположения датчиков измерителя «Поле-2М» (а) и ПНЭП-1 (б, в, г, д)

молнии в различных абонентских пунктах (гиперболический метод), в котором регистрируется только E_Z электромагнитного импульса [5].

Рассматривались случаи прохождения грозовых облаков в окрестностях п. Воейково. Дополнительным условием было отсутствие осадков в зоне флюксометров, существенно увеличивающих погрешности измерений [8].

Представлены результаты анализа данных об облаке, развивавшемся вблизи п. Воейково 01.10.2016 с 11.20 до 12.00, (5 обзоров ДМРЛ-С, указано время окончания обзора) (Рис. 2). Всего было зарегистрировано 16 разрядов Blitzortung (F_{BL}), 20 - «Алвес» (F_{AL}) и 25 системами измерения E (F_E) (таблица 1). Количество «скачков» напряженности электрического поля измерителя «Поле-2М» и 4-х датчиков ПНЭП-1 совпали. Для анализа использовались данные об электрическом поле с секундным осреднением. В связи с этим, если ГПС могли в течении секунды фиксировать несколько разрядов, по данным флюксометров они не различались. На Рисунке 2 представлены проекция максимальных отражаемостей исследуемого облака с нанесенными разрядами молний, зафиксированными ГПС за данный р/л обзор, вертикальное сечение этого облака и зафиксированные системами контроля E скачки поля при разрядах также с разрядами ГПС Blitzortung и «Алвес» за время 4-го р/л обзора с 11.40 до 12.00. Расстояние до разрядов определялось на основании координат, полученных ГПС.

Видно, что за время этого обзора данные о молниях, полученные используемыми ГПС, совпадают полностью, по количеству, по времени и по координатам. Системами контроля E за обзор зафиксировано 15 разрядов, что в 3 раза превышает количество разрядов ГПС. В районе п. Воейково наблюдалась только исследуемая грозовая ячейка. Это дает основание предположить, что 10 разрядов, не зафиксированные ГПС, обладают особенностями, затрудняющими их регистрацию используемыми ГПС. Например, являются внутриоблачными.

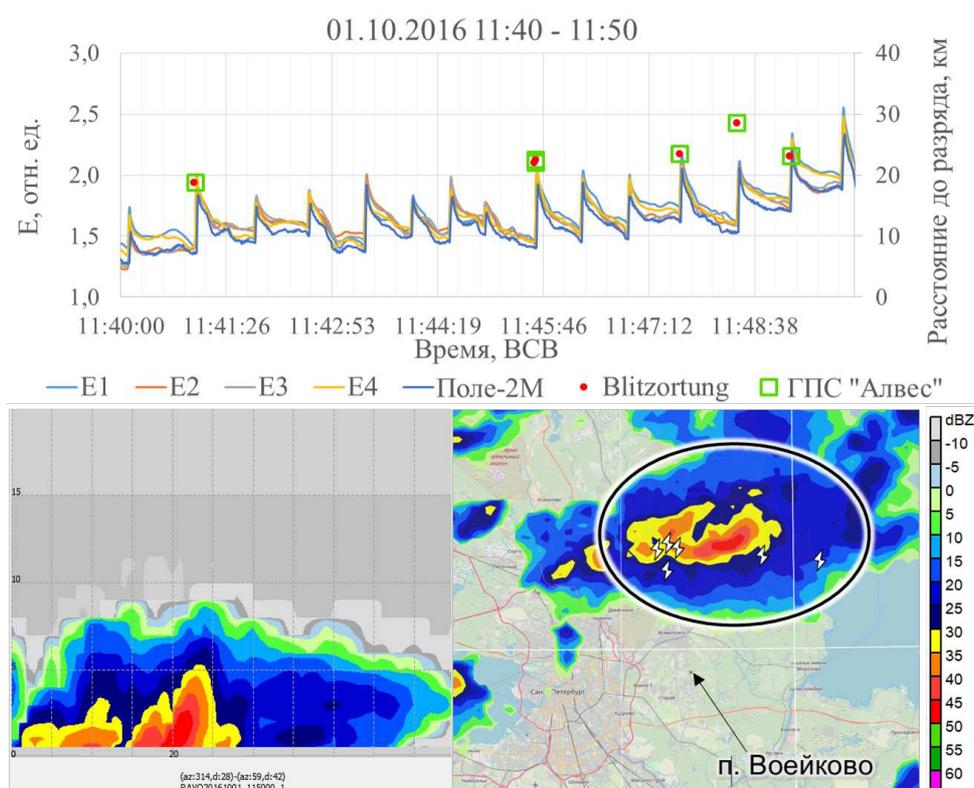


Рис. 2. Изменение электрических характеристик грозового облака за время радиолокационного обзора 11:40 – 11:50.

На основе данных радиолокатора определены и представлены в Таблице 1 некоторые р/л параметры. Z_m – максимальное значение р/л отражаемости, H - высота верхней границы облака, Vil_m - интегральный водозапас (максимальный), Vil_s - интегральный водозапас осредненный

по площади, dV30, dV35, dV40, dV45 - объемы зон с отражаемостями более соответственно 30, 35, 40, 45 дБZ расположенные выше нулевой изотермы, Y - радиолокационный критерий грозоопасности [7]. В Таблице 1 также представлены суммы разрядов за соответствующий р/л обзор (10 минут) для каждой системы контроля (F_{BL} , F_{AL} , F_E).

Анализ таблицы показывает, что молниевая активность облака началась во время второго р/л обзора при максимальных значениях dV30 и dV35 и Y=16. Максимум молниевой активности наблюдался ввремя 4 обзора. В это же время наблюдались максимальные значения вертикально интегрированной водности, как максимальной, так и средней, dV45 и Y. Отмечается также наблюдавшийся и ранее временной сдвиг между максимумами dV30, dV35, dV40, dV45 [7].

Таблица 1. Изменение контролируемых характеристик облака 01.10.2016.

t	Z_m	H	Vil_m	Vil_s	dV30	dV35	dV40	dV45	F_{BL}	F_{AL}	F_E	Y
мин	дБZ	км	Кг/м ²	Кг/м ²	Км ³	Км ³	Км ³	Км ³				
0	47,5	7,9	3,5	1,5	213	71	15	0	0	0	0	13
10	50,5	8,2	4	1,6	304	113	30	1	5	8	3	16
20	51	8,7	5	1,6	293	102	36	12	2	2	4	22
30	52	8,5	6,5	1,9	209	80	33	14	6	6	15	27
40	47	7,3	5,3	1,7	168	52	27	1	3	4	3	22

Заключение

В результате комплексных экспериментальных исследований грозовых облаков в ближней зоне п. Воейково (в радиусе 50-60 км.) различными радиофизическими средствами (радиолокатор, грозопеленгационные системы, наземные флюксметры) отработана методика и исследованы особенности контроля грозовой активности различными радиофизическими средствами (радиолокатор, грозопеленгационные системы, наземные флюксметры).

Установлено, что системы флюксметров для измерения напряженности электрического поля и «скачков» поля при разрядах обладают, по крайней мере, не меньшей информативностью, т.е. фиксируют большее количество разрядов, чем ГПС Blitzortung и «Алвес».

Анализ связей частот разрядов с различными радиолокационными параметрами показал, что наиболее тесно частоты связаны с вертикально интегрированной водностью, критерием грозоопасности Y и объемами dV40 и dV50.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (17-05-00965) и БРИКС (18-55-80020).

Список литературы

1. Михайловский Ю. П., Ефременко А. Н., Жуков В. Ю., Караваев Д. М., Лобанов К. А., Щукин Г. Г, Параметризация электрического состояния конвективных облаков на основе данных пассивно-активной радиолокации, / Труды XXVIII Всероссийского симпозиума «Радиолокационное исследование природных сред», т,2, – СПб, 2013, с. 359–366,
2. Пустовалов К.Н., Нагорский П.М. Основные типы вариаций электрического поля при прохождении кучево-дождевых облаков различного генезиса // Оптика атмосферы и океана. 2016. Т. 29. № 8. С. 647–653.
3. Болдырев А. И., Вязилов А. Е., Иванов В. Н., Кемаев Р. В., Коровин В. Я., Меляшинский А. В., Памухин К. В., Памухина И. А., Панов В. Н., Швырёв Ю. Н. Высокочувствительный флюксметр для регистрации вариаций напряженности электрического поля атмосферы земли // Приборы и техника эксперимента, 2016, № 5, С. 123–132.
4. Синькевич А. А., Михайловский Ю.П., Довгалюк Ю. А. и др. Исследования развития грозового облака. Часть 1. Развитие облака и формирование электрических разрядов.— Метеорология и гидрология, 2016, № 9, с. 27–40.

5. Степаненко В. Д., Гальперин С. М., Радиотехнические методы исследования гроз, — Л., Гидрометеоиздат, 1983, 204 с, Ю. П. Михайловский.
6. О верификации численных моделей конвективных облаков на основе результатов самолетных исследований электризации., Труды ГГО, вып. 580, 2016, ООО "Д'АРТ с.125-138
7. Ю. П. Михайловский, А. А. Синькевич, С. Д. Павар и др. Исследования развития грозоградового облака. Часть 2. Анализ методов прогноза и диагноза электрического состояния облаков. — Метеорология и гидрология, 2017, № 6, с. 31–45.
8. Зайнетдинов Б. Г., Попов И. Б., Соколенко Л. Г. О результатах модернизации атмосферно-электрической сети станций Росгидромета // Материалы Второй всероссийской конференции «Глобальная электрическая цепь». — Ярославль, 2015: С. 114–115.
9. Liu C., Cecil D, J., Zipser E, J, , et al, Relationships between lightning flash rates and radar reflectivity vertical structures in thunderstorms over the tropics and subtropics, — J, Geophys, Res., 2012, vol, 117, No, D06,
10. Богачук В.С., Михайловский Ю.П., Об определении координат и величины зарядов, нейтрализуемых в разрядах молнии. 3 Вс. Симпозиум по Атмосферному электричеству, Тарту, 1986, с. 157

Том II, с. 571–575

УДК: 551.51+551.594.2

ВАРИАЦИИ КОНЦЕНТРАЦИИ ЛЁГКИХ ИОНОВ В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ КОНВЕКТИВНОЙ ОБЛАЧНОСТИ

П. М. Нагорский^{1,2}, В. Н. Морозов³, К. Н. Пустовалов^{1,2}, М. В. Оглезнева²

¹Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, 634055, г.Томск

E-mail: npm_sta@mail.ru

²Томский государственный университет, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

³Главная геофизическая обсерватория, 194021 г. С.-Петербург, ул. Карбышева, 7

E-mail: vn.morozov@inbox.ru

Аннотация. Представлены результаты исследований изменчивости электродного слоя атмосферы во время прохождения мощной конвективной облачности, сопровождаемой интенсивными «медленными» возмущениями напряженности электрического поля атмосферы и ливневыми осадками в виде дождя либо снега. Показано, что прохождение *Cb* приводит: к противофазным изменениям концентрации лёгких ионов; падение электропроводности одной из полярностей и рост λ противоположной при прочих равных условиях тем сильнее, чем выше абсолютные значения $\nabla\varphi$ медленных вариаций электрического поля; амплитуда колебаний λ_{\pm} при близких значениях $\nabla\varphi$ тем выше, чем меньше содержание аэрозольных частиц субоптического диапазона; выпадение интенсивного ливневого дождя приводит к росту λ_{-} , а ливневого снега – к согласованному исчезновению легких ионов обеих полярностей.

Ключевые слова: атмосферное электричество; конвективная облачность; электродный слой; легкие ионы; электропроводность атмосферы

VARIATION IN CONCENTRATIONS OF LIGHT IONS IN THE SURFACE ATMOSPHERE DURING A CONVECTIVE CLOUDS

P. M. Nagorskiy, V. N. Morozov, K. N. Pustovalov, M. V. Oglezneva

Abstract. The results of studies of the variability of the atmospheric electrode layer during the passage of powerful convective clouds, accompanied by intense "slow" disturbances of the electric field of the atmosphere and heavy rainfall in the form of rain or snow, are presented. It is shown that the passage of *Cb* leads to: anti-phase changes in the concentration of light ions; the drop in the electrical conductivity of one of the polarities and the growth of the opposite λ , ceteris paribus, the stronger, the higher the absolute values of $\nabla\varphi$ of slow variations of the electric field; the amplitude of oscillations λ_{\pm} at close values of $\nabla\varphi$ is higher, the smaller the content of aerosol particles of the suboptical range; the fallout of intense rainfall leads to an increase in λ_{-} , and that of snowfall to the consistent disappearance of light ions of both polarities.

Keywords: atmospheric electricity; convective clouds; electrode layer; light ions; atmospheric conductivity

Введение

Современное изменение климата обуславливает рост абсолютной влажности воздуха и уменьшение статической устойчивости в пограничном слое атмосферы, которые, в свою очередь, способствуют развитию конвекции. Во второй половине XX – начале XXI вв. в регионах Северной Евразии, согласно [1], отмечалось увеличение доли конвективных и снижение доли слоистообразных форм облачности. Сохранение отмеченной тенденции [2] ведёт к увеличению повторяемости кучево-дождевых облаков, связанных с ними опасных явлений (грозы, интенсивных ливней, града, шквалов) и, как следствие, к изменению электрического состояния приземного слоя. Сложная взаимосвязь атмосферно-электрических величин с физическими, химическими и биологическими процессами, протекающими в приземном слое атмосферы, требует получения достоверных оценок воздействия атмосферного электричества на окружающую среду в условиях нарушенной погоды.

Для квазистационарных условий к настоящему времени разработан ряд подходов и методов описания электродного слоя атмосферы [3]. Менее изученными остаются процессы, управляющие и контролируемые изменчивость атмосферно-электрических величин при нарушении условий «хорошей» погоды. К числу недостаточно изученных относится состояние атмосферы, связанное с изменением характеристик электродного слоя во время значительных (по сравнению с фоновым) изменений напряженности электрического поля атмосферы. Проведённые в данном направлении исследования позволили выявить ряд особенностей, связанных с мощной конвективной облачностью [4, 5].

В работе представлены результаты исследований состояния и изменчивости электродного слоя атмосферы во время прохождения мощной конвективной облачности, сопровождаемой интенсивными «медленными» возмущениями напряженности электрического поля [6] атмосферы и ливневыми осадками в виде дождя либо снега.

Экспериментальные данные и полученные результаты

Для анализа особенностей динамики градиента потенциала электрического поля $\nabla\varphi = -E$ и полярных электропроводностей λ_{\pm} в приземном слое в пункте наблюдения (ИМКЭС СО РАН) был проведён отбор данных мониторинга (2006–2017 гг.) при прохождении: а) кучево-дождевых облаков (*Cb*) без значимых осадков; б) *Cb* с выпадением ливневого дождя; в) *Cb* с выпадением ливневого снега. Число случаев прохождения *Cb* составило 463 и 210 в тёплый и холодный сезоны года. Число случаев с аномальным поведением $\nabla\varphi$ и λ_{\pm} во время выпадения интенсивных осадков – 97, а с аномальным поведением $\nabla\varphi$ и λ_{\pm} во время ливневого снега – 29. Поскольку измерения, проводимые в одной точке, не могут дать исчерпывающей физической картины, то данные мониторинга были дополнены данными ГМС Томск, приземными синоптическими картами с фронтальным анализом и данными сканирующих радиометров MODIS, установленных на спутниках Terra и Aqua.

При прохождении *Cb* без выпадения ливневых осадков отмечены согласованные изменения $\nabla\varphi$ и λ_{\pm} . Положительному возмущению $\nabla\varphi$ соответствует падение концентрации λ_{-} , при этом λ_{+} не испытывает существенных изменений, а отрицательному возмущению $\nabla\varphi$ – падение концентрации λ_{+} при неизменном λ_{-} . В динамике λ_{\pm} выделены четыре фазы: а) невозмущённое распределение лёгких ионов; б) «выметание» лёгких ионов под воздействием электрического поля; в) отсутствие лёгких ионов данной полярности; г) восстановление концентрации лёгких ионов. Отмеченные особенности хорошо согласуются с теоретическими представлениями об изменении λ_{\pm} при изменении $\nabla\varphi$ без дополнительных источников и стоков.

При прохождении *Cb* с выпадением интенсивных ливневых осадков выявлены вариации $\nabla\varphi$ и λ_{\pm} , отличные от предыдущих. В моменты усиления осадков (рис. 1) при положительных возмущениях $\nabla\varphi$ отмечается снижение, а при отрицательных возмущениях $\nabla\varphi$ – рост $|\lambda_{\pm}|$. После окончания выпадения осадков отмечен синхронный рост λ_{\pm} .

При прохождении *Cb*, сопровождаемых выпадением интенсивного ливневого снега (рис. 2) динамика $\nabla\varphi$ и λ_{\pm} существенно отличается от случая выпадения жидких ливневых осадков. В моменты выпадения интенсивного ливневого снега зарегистрировано синхронное падение λ обеих полярностей. Этот эффект в динамике λ_{\pm} предположительно связан со стоком лёгких ионов на снежинки и последующим выносом последних из электродного слоя. Рост положительных и падение отрицательных значений $\nabla\varphi$, по-видимому связан с преобладающим положительным зарядом на снежинках, приносимых в электродный слой при ливневом снеге.

Сравнительный анализ временной структуры медленных вариаций градиента потенциала показал, что их общая длительность, а также длительность их структурных элементов в холодный период года в среднем больше аналогичных параметров для тёплого периода. Эти различия, по-видимому, связаны с тем, что в холодный период *Cb* имеют только фронтальное происхождение, а в тёплый период – они могут образовываться под действием динамической конвекции на атмосферных фронтах или вследствие внутримассовой конвекции.

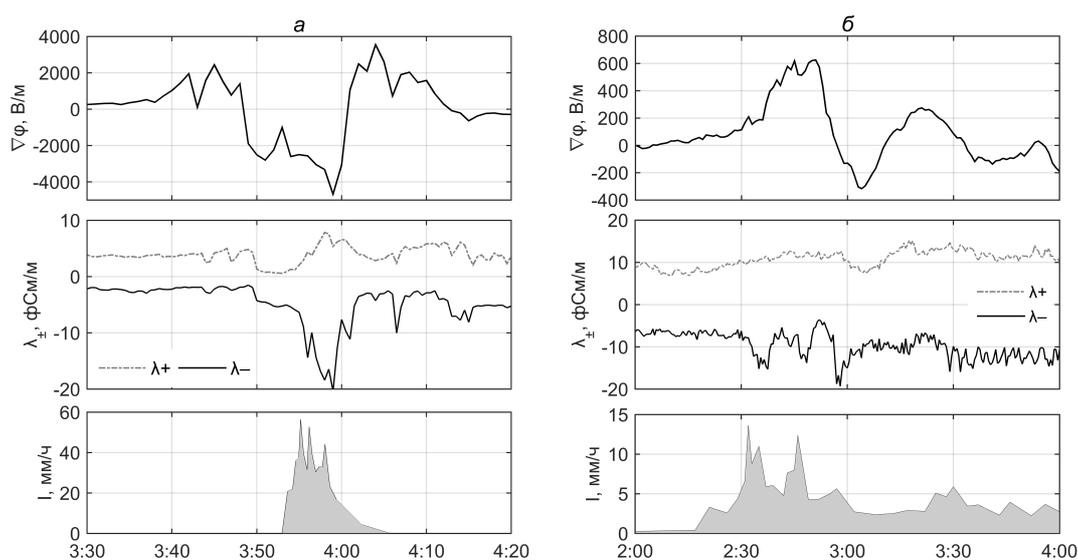


Рис. 1. Вариации $\nabla\varphi$, λ_{\pm} и интенсивности осадков I при прохождении Cb с сильными (**a**; 17.08.2014) и слабыми (**б**; 27.08.2014) жидкими ливневыми осадками.

Моделирование динамики электродного слоя при Cb и осадках

Для оценок концентраций положительных (n_+) и отрицательных (n_-) лёгких ионов использовалась модель динамики электродного слоя, представленная в [7]. В случае нестационарного электродного эффекта перенос аэроионов в атмосфере осуществляется, наряду с турбулентностью, электрическими силами, вклад которых при высоких ($> 0,5$ кВ/м) значениях напряжённости поля превалирует. Уравнения, используемые при моделировании нестационарной задачи, имеют следующий вид:

$$\frac{\partial n_{1,2}}{\partial t} \pm b_{1,2} \frac{\partial}{\partial z} (E(t)n_{1,2}) - \frac{\partial}{\partial z} \left((D_T(z) + D_{mol}) \frac{\partial n_{1,2}}{\partial z} \right) = q(z) - \alpha n_1 n_2 - \beta n_1 n_2 N_a - \eta n_1 n_2 N_p,$$

где n_1, n_2 – концентрация положительных и отрицательных легких ионов; b_1, b_2 – подвижности положительных и отрицательных ионов; D_T, D_{mol} – коэффициенты турбулентной и молекулярной диффузии; $q(z)$ – интенсивность ионообразования; $\alpha(z)$ – коэффициент рекомбинации; $\beta_{1,2}$ – коэффициент присоединения легких ионов к аэрозольным частицам; N_a – концентрация нейтральных твёрдых аэрозольных частиц; η – коэффициент взаимодействия легких ионов с гидрометеорами; N_p – концентрация гидрометеоров в выпадающих осадках.

Согласно экспериментальным исследованиям, наибольшее влияние на значение величин атмосферного электричества оказывают аэрозольные частицы субоптического диапазона размеров ($r = 0,01 - 0,2$ мкм). Для условий города в тёплый сезон года концентрация аэрозолей данной фракции у поверхности земли принималась равной $N = 3 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-3}$. При оценках полагалось, что основной источник поступления легких ионов в атмосферу постоянен и не зависит от времени, а стационарная часть ионизации $q_s(z)$ обусловлена почвенным радоном и тороном. Выпадение осадков в виде ливневого дождя и снега приводит к эффективному нестационарному стоку легких ионов на гидрометеоры (слагаемое $-\eta n_1 n_2 N_p$).

Экспериментальные и модельные вариации λ_{\pm} при прохождении Cb 23.05 и 19.12.2015 г. представлены на рис. 3. Модельный расчёт выполнен как без учёта влияния аэрозольных частиц, так и при их различной концентрации ($N_{\min}, N_{\text{ср}}$ и N_{\max}), возможной в городских условиях в тёплый и холодный период. Для тёплого периода $N_{\min}, N_{\text{ср}}$ и N_{\max} равны 5, 7 и $10 \cdot 10^{10} \text{ 1/м}^3$, а для холодного – 1, 3 и $5 \cdot 10^{10} \text{ 1/м}^3$, соответственно.

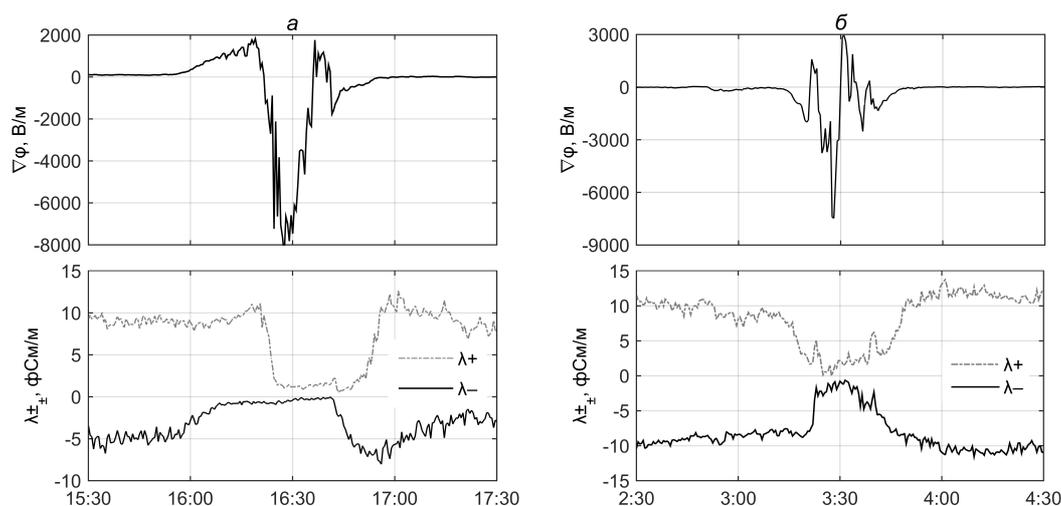


Рис. 2. Согласованные вариации $\nabla\varphi$ и λ_{\pm} при прохождении Cb с выпадением ливневого снега (а, 13.11.2012), (б, 24.01.2013).

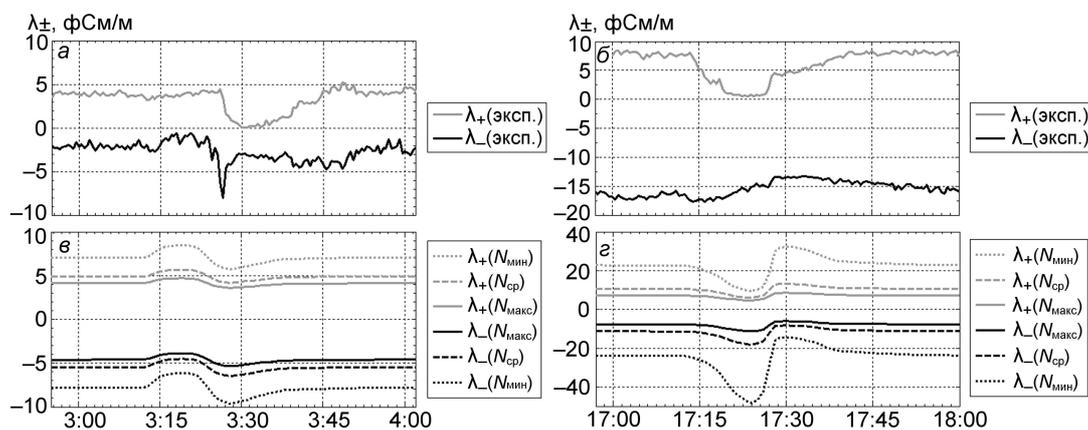


Рис. 3. Вариации экспериментально измеренных (а, б) и численно рассчитанных (в, г) значений положительной (λ_{+}) и отрицательной (λ_{-}) электропроводностей по данным за 23 мая (а, в) и 19 декабря (б, г) 2015 г.

Заключение

В результате прохождения Cb выявлено следующее: а) концентрации лёгких ионов в электродном слое испытывают противофазные изменения; б) падение электропроводности одной из полярностей и рост λ противоположной при прочих равных условиях тем сильнее, чем выше абсолютные значения $\nabla\varphi$ медленных вариаций электрического поля; в) амплитуда колебаний λ_{\pm} при близких значениях $\nabla\varphi$ тем выше, чем меньше содержание аэрозольных частиц субоптического диапазона; г) выпадение интенсивного ливневого дождя приводит к росту λ_{-} , а ливневого снега – к согласованному исчезновению легких ионов обеих полярностей.

Благодарности

Поддержано госбюджетной темой № АААА-А17-117013050031-8.

Список литературы

1. Chernokulsky A.V., Bulygina O.N., Mokhov I.I. Recent variations of cloudiness over Russia from surface daytime observations // Environ. Research Letters. - 2011. - V. 6, № 3. - P. 035202.

2. Второй оценочный доклад Росгидромета об изменениях климата и их последствиях на территории Российской Федерации / под ред. В.В. Ясюкевич, В.А. Говоркова и др. – М.: Росгидромет, 2014. - 1009 с.
3. Морозов В.Н., Куповых Г.В. Теория электрических явлений в атмосфере. - Изд-во: LAP Lambert Academic Publishing GmbH & Co. KG Germany, 2012. - 330 с.
4. Pustovalov K.N., Nagorskiy P.M. Response in the surface atmospheric electric field to the passage of isolated air mass cumulonimbus clouds // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. - 2018. - V. 172. - P. 33–39. DOI: 10.1016/j.jastp.2018.03.008.
5. Pustovalov K.N., Nagorskiy P.M. Comparative Analysis of Electric State of Surface Air Layer during Passage of Cumulonimbus Clouds in Warm and Cold Seasons // Atmospheric and Oceanic Optics. 2018, - V. 31, № 6, - P. 685–689. DOI: 10.1134/S1024856018060131.
6. Филиппов А.Х. Грозы Восточной Сибири. - Л: Гидрометеоздат. - 1974. - 75 с.
7. Нагорский П.М., Морозов В.Н., Смирнов С.В., Пустовалов К.Н. Электродный слой в электрическом поле мощной конвективной облачности // Изв. ВУЗов. Радиофизика. - 2013. - Т. 56. № 11. - С. 853–863.

Том II, с. 576–579

УДК: 551.51; 551.594.2

АНАЛИЗ В ФАЗОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ ОТКЛИКА ПРИЗЕМНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПРОХОЖДЕНИЕ ОБЛАКОВ ОСНОВНЫХ ФОРМ

П. М. Нагорский^{1,2}, К. Н. Пустовалов^{1,2}, В. А. Корольков¹

¹Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, 634055, г. Томск
E-mail: npm_sta@mail.ru

²Томский государственный университет, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Аннотация. Получены оценки отклика приземного электрического поля на прохождение облаков основных форм, не зависящие от локальных условий пункта измерения и учитывающие изменение как мгновенных значений градиента потенциала электрического поля, так и его производной по времени.

Ключевые слова: атмосферное электричество; облака; фазовое пространство

ANALYSIS IN PHASE SPACE OF SURFACE ELECTRIC FIELD RESPONSE TO PASSAGE OF CLOUDS OF BASIC FORMS

P. M. Nagorskiy, K. N. Pustovalov, V. A. Korolkov

Abstract. Estimates of surface electric field response to the passage of clouds of main forms, independent of a measuring point local conditions and considering both the change of instantaneous electric field potential gradient values and the change of its time derivative, are obtained.

Keywords: atmospheric electricity; clouds; phase space

Введение

Локальное электрическое поле приземной атмосферы весьма чувствительно к метеорологическим условиям и существенно изменяется под влиянием облачности, особенно конвективных форм [1–3]. Данная особенность может быть использована для решения обратной задачи – диагностирования и уточнения метеорологических условий на основе данных об электрических характеристиках приземного слоя атмосферы. Однако, для решения такой задачи требуется накопление надёжных сведений об особенностях влияния различных метеорологических факторов на приземное электрическое поле.

К настоящему времени проведены исследования влияния облачности и атмосферных явлений в ряде регионах земного шара [4–7]. Однако полученные результаты дают лишь общие представления об особенностях изменения напряжённости электрического поля (E) и являются репрезентативными, главным образом, для района проведения исследований и не могут быть перенесены на другие территории.

Получение репрезентативных для больших территорий оценок воздействия облаков основных форм на приземное электрическое поле осложнено влиянием на измеренные значения локальных условий пункта измерения: орографии местности, наличия близкорасположенных строений, деревьев и линий электропередачи, особенностей расположения и крепления датчика, фоновой электропроводности воздуха и других факторов. Чтобы исключить влияние локальных условий на оценки необходимо использовать не абсолютную, а относительную величину воздействия облаков различных форм на приземное электрическое поле.

При этом облака и атмосферные явления приводят не только к модификации абсолютной величины и знака напряжённости приземного электрического поля, но и влияют на скорость её изменения. При этом нормированная относительно безоблачных условий скорость изменения E под воздействием облаков различных форм должна существенно различаться, что может служить

дополнительным диагностическим признаком. Таким образом, для получения надёжных оценок влияния облаков основных форм на приземное электрическое поле, репрезентативных для больших территорий, необходимо совместно учитывать, как возмущение абсолютной величины E , так и изменение скорости её изменения.

Экспериментальные данные и методика их обработки

В исследовании были использованы данные градиента потенциала электрического поля ($\nabla\varphi = -E$) с разрешением 1 минута, полученные в 2006–2013 гг. на геофизической обсерватории ИМ-КЭС СО РАН (г. Томск), а также данные об облачности и атмосферных явлениях в стандартные сроки на ГМС «Томск» (29430), расположенной ~ 6 км от ГО ИМКЭС СО РАН.

Для оценки изменчивости значений $\nabla\varphi$ при отсутствии облаков и атмосферных явлений, а также при прохождении перистых (Ci), перисто-кучевых (Cc), перисто-слоистых (Cs), высококучевых (Ac), высокослоистых (As), кучевых (Cu), слоисто-кучевых (Sc), слоистых (St), слоисто-дождевых (Ns) и кучево-дождевых облаков (Cb) облаков из данных метеостанции «Томск» за исследуемый период были отобраны стандартные метеорологические сроки отдельно за тёплое (май–сентябрь) и холодное полугодие (ноябрь–март), характеризующиеся: а) отсутствие облачности (ясно) или наличие облаков: Ci , Cc , Cs , Ac , As , Cu , Sc , St , Ns и Cb для соответствующих категорий отбора; б) наличие морозящих, обложных и ливневых осадков для St , Ns и Cb соответственно; в) отсутствие тумана, дымки, мглы и дыма.

В интервалы времени, соответствующие случаям отсутствия облачности или наличия облаков различных форм кроме кучево-дождевых, выделялись и анализировались вариации данных $\nabla\varphi$ в интервалах времени ± 30 минут относительно срока. В отобранных интервалах времени с кучево-дождевыми облаками анализировались участки с интенсивными изменениями величины и знака $\nabla\varphi$. Всего отобрано 1582, 26, 128, 432, 70, 448, 892, 153, 404 и 673 случаев прохождения облаков Ci , Cc , Cs , Ac , As , Cu , Sc , St , Ns и Cb соответственно.

Для получения оценок, независимых от местных условий, определялось отношение значений $\nabla\varphi$, измеренных при прохождении облаков основных форм, к медианному значению $\nabla\varphi$ для этого периода года в невозмущённых условиях, т.е. при отсутствии облаков и атмосферных явлений, названное *относительной возмущённостью* $\nabla\varphi$ (K_d). Значения $0 < K_d < 1$ указывают на занижение, $K_d > 1$ – на завышение, а $K_d < 0$ – на смену полярности $\nabla\varphi$ под воздействием облаков относительно невозмущённых условий. Кроме того, рассчитывалось отношение модуля производной по времени $\nabla\varphi$ (при $\Delta t = 1$ мин) под воздействием облаков основных форм к медианному значению аналогичной величины в невозмущённых условиях – *относительная скорость изменения* $\nabla\varphi$ (K_s). Значения $K_s < 1$ указывают на замедление, а $K_s > 1$ на ускорение изменений $\nabla\varphi$ под воздействием облаков относительно невозмущённых условий.

Анализ полученных результатов

Анализ распределений значений K_d и K_s при порождении облаков основных форм показал, что изменение данных величин не подчиняется нормальному закону. Так, распределение K_d близко логнормальному закону, а распределение K_s – степенному. В связи с этим для получения количественных оценок изменчивости K_d и K_s под воздействием облаков основных форм отдельно для тёплого и холодного периодов года был применён квантильный анализ, заключающийся в определении пяти квантилей: $q_{0,05}$, $q_{0,25}$, $q_{0,5}$, $q_{0,75}$ и $q_{0,95}$. Медиана ($q_{0,5}$) и интерквартильный размах ($q_{0,75} - q_{0,25}$) могут служить робастными аналогами среднего арифметического и дисперсии, а квантили $q_{0,05}$ и $q_{0,95}$ – минимальными и максимальными значениями при уровне значимости $\alpha = 0,05$. Для оценки типичного отклика приземного электрического поля на прохождение облаков основных форм был проведён анализ в фазовом пространстве наиболее встречающихся сочетаний K_d и K_s отдельно для тёплого и холодного периодов года. Рассмотрим детально количественные оценки отклика приземного электрического поля на прохождение облаков основных форм для тёплого периода года (табл. 1, рис. 1).

Согласно таблице 1, в тёплый период года типичными (от $q_{0,25}$ до $q_{0,75}$) значениями K_d для перистых облаков являются 0.5–1.6, для перисто-кучевых – 0.9–2.1, для перисто-слоистых

– 0.4–1.5, для высококучевых – 0.5–1.9, для высокослоистых – 0.6–2.0, для кучевых – 0.5–1.8, для слоисто-кучевых – 0.4–1.6, для слоистых – 0.2–1.8, для слоисто-дождевых – 0.8–0.7 и для кучево-дождевых – 7.9–5.6. Типичные значения K_s для перистых облаков составляют 0.5–2.3, для перисто-кучевых – 1.0–3.5, для перисто-слоистых – 0.5–2.4, для высококучевых – 0.5–2.3, для высокослоистых – 0.5–2.3, для кучевых – 0.8–3.1, для слоисто-кучевых – 0.5–2.5, для слоистых – 0.8–4.0, для слоисто-дождевых – 0.8–5.5, а для кучево-дождевых – 11.8–86.

Анализ отклика приземного электрического поля на прохождение облаков основных форм, характеризуемый сочетаниями K_d и K_s в фазовом пространстве, показал, что в тёплый период года (рис.) для перистых облаков характерны сочетания при ($P \geq 0,1\%$) $K_d \in (-1;5)$ и $K_d \in (0;9)$, для перисто-кучевых – $K_d \in (-1;5)$ и $K_d \in (0;8)$, для перисто-слоистых – $K_d \in (-1;6)$ и $K_d \in (0;9)$, для высококучевых – $K_d \in (-1;6)$ и $K_d \in (0;8)$, для высокослоистых – $K_d \in (-1;5)$ и $K_d \in (0;8)$, для кучевых – $K_d \in (-1;4)$ и $K_d \in (0;10)$, для слоисто-кучевых – $K_d \in (-1;4)$ и $K_d \in (0;9)$, для слоистых – $K_d \in (-2;5)$ и $K_d \in (0;12)$, для слоисто-дождевых – $K_d \in (-4;4)$ и $K_d \in (0;12)$ и для кучево-дождевых – $K_d \in (-8;6)$ и $K_d \in (0;40)$.

Таблица 1. Значения коэффициентов K_d и K_s , соответствующие 0,05-, 0,25-, 0,5-, 0,75- и 0,95-квантилям, при прохождении облаков основных форм в тёплый период года.

Квантили	C_i	C_c	C_s	A_c	A_s	C_u	Sc	St	N_s	C_b	
$q_{0,05}$	0,06	0,44	0,25	0,11	0,22	-0,03	0	-0,83	-3,70	-20,2	
$q_{0,25}$	0,50	0,86	0,44	0,53	0,61	0,47	0,44	0,23	-0,77	-7,86	
K_d	$q_{0,5}$	1,03	1,55	0,80	1,13	1,30	1,13	0,90	0,93	0,08	-3,11
	$q_{0,75}$	1,62	2,05	1,48	1,85	2,03	1,77	1,59	1,81	0,73	5,55
	$q_{0,95}$	3,16	3,78	3,46	3,57	4,18	3,27	2,96	3,13	1,79	19,9
K_s	$q_{0,05}$	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	2,46
	$q_{0,25}$	0,50	1,00	0,52	0,50	0,77	0,77	0,50	0,77	0,77	11,8
	$q_{0,5}$	1,03	1,94	1,35	1,00	1,50	1,55	1,15	2,00	2,00	32,5
	$q_{0,75}$	2,32	3,50	2,35	2,32	3,00	3,10	2,50	4,00	5,50	86,0
	$q_{0,95}$	7,00	8,00	5,32	6,50	9,03	9,50	7,00	10,58	24,51	330

Совместный анализ экстремальных значений K_d и K_s (табл. 1; $q_{0,95}$ и $q_{0,95}$) при прохождении облаков различных форм и при безоблачных условиях, а также повторяемостей различных сочетаний K_d и K_s (рис. 1) позволяет сделать вывод, что на основе отклика в приземном электрическом могут быть выявлены кучево-дождевые облака, а также, но с меньшей надёжностью, слоисто-дождевые облака.

Заключение

В результате исследований были получены оценки отклика приземного электрического поля на прохождение облаков основных форм, не зависящие от локальных условий пункта измерения и учитывающие изменение как мгновенных значений градиента потенциала электрического поля, так и его производной по времени. Полученные оценки могут быть использованы для получения косвенной информации об облачности на основе оперативных данных градиента потенциала приземного электрического поля в автоматических метеорологических станциях и информационно-измерительных системах, в том числе для труднодоступных территорий и районов Крайнего Севера.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках ФЦП ИР (соглашение № 14.607.21.0205 уникальный идентификатор ПНИ RFMEFI60718X0205).

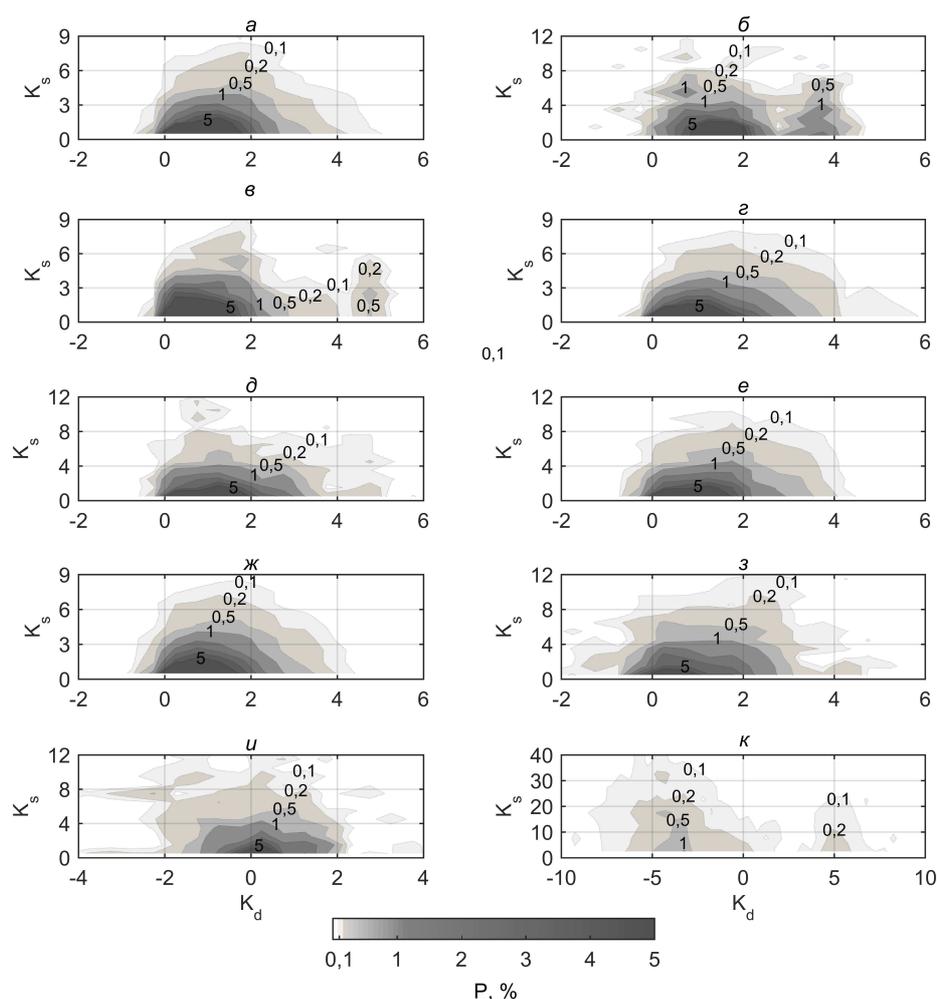


Рис. 1. Отклик приземного электрического поля на прохождение облаков основных форм, характеризуемый сочетаниями K_d и K_s в фазовом пространстве, в тёплый период года: а – Ci, б – Cs, в – Cs, г – Ac, д – As, е – Cu, ж – Sc, з – St, u – Ns, к – Cb.

Список литературы

1. Chalmers J. A. Atmospheric Electricity, 2nd Edition / J. A. Chalmers. – Pergamon Press Ltd, 1967. – 515 p.
2. Bennett A. J. Variability in surface atmospheric electric field measurements / A. J. Bennett, R. G. Harrison // J. Phys.: Conf. Ser. – 2008. – V. 142. – P. 012046.
3. Nicoll K. A. Measurements of atmospheric electricity aloft / K. A. Nicoll // Surv. Geophys. – 2012. – V. 33. – P. 991–1057.
4. Филиппов А.Х. Грозы Восточной Сибири. Л.: Гидрометеиздат, 1974. – 76 с.
5. Bennett A.J. Atmospheric electricity in different weather conditions / A.J. Bennett, R.G. Harrison // Weather. 2007. – V. 62. – P. 277–283.
6. Попов И.Б. Статистические оценки влияния различных метеорологических явлений на градиент электрического потенциала атмосферы / И.Б. Попов // Труды ГГО. – 2008. – Вып. 558. – С. 152–161.
7. Toropov A. A. Experimental observations of strengthening the neutron flux during negative lightning discharges of thunderclouds with tripolar configuration / A. A. Toropov, V. I. Kozlov, V. A. Mullayarov, S. A. Starodubtsev // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2013. – V. 94. – P. 13–18.

Том II, с. 580–583

УДК: 550.388.2 + 550.34

ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В АТМОСФЕРЕ ИОНИЗИРУЮЩИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ И ЕГО ВОЗДЕЙСТВИЕ НА СЕЙСМИЧЕСКУЮ АКТИВНОСТЬ

В. А. Новиков¹, В. М. Сорокин², А. К. Ященко²

¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

E-mail: novikov@ihed.ras.ru

²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им.Н.В. Пушкова,

Троицк, Московская обл.

E-mail: sova@izmiran.ru

Аннотация. Рассмотрен возможный механизм инициирования землетрясений ионизирующим излучением солнечных вспышек. Представлены теоретическая модель и результаты расчетов возмущений электрического поля, электрического тока и тепловыделения в литосфере, связанных с поглощением ионизирующего излучения солнечных вспышек. В результате крупномасштабного в горизонтальном направлении возмущения проводимости нижней области ионосферы в присутствии внешнего электрического поля возможна генерация возмущений геомагнитного поля в диапазоне периодов единицы-десятки секунд. Амплитудно-временные характеристики сигнала определяются возмущением интегральных проводимостей ионосферы. В зависимости от соотношения между интегральными проводимостями Холла и Педерсена возмущенной ионосферы может наблюдаться осциллирующий и аperiodический режимы магнитных возмущений. Для сильных возмущений проводимости ионосферы амплитуда пульсаций может достигать $\sim 10^2$ нТл. При этом, амплитуда горизонтальной компоненты электрического поля на поверхности Земли достигает 0.01 мВ/м, плотности электрического тока в литосфере 10^{-6} А/м², а плотность мощности выделения тепла этим током достигает 10^{-7} Вт/м³. В работе показано, что поглощение ионизирующего излучения солнечных вспышек может вызвать вариации плотности теллурических токов в сейсмогенных разломах, сопоставимые с плотностями тока, генерируемыми в земной коре искусственными импульсными источниками (геофизический МГД-генератор "Памир-2" и электроимпульсная установка "ЭРГУ-600"), которые вызывают инициирование региональных землетрясений и пространственно-временное изменение сейсмической активности. Следовательно, инициирование сейсмических событий возможно не только искусственными источниками электрического тока, но и солнечными вспышками. Результаты работы могут служить физической основой для использования нового подхода к решению проблемы краткосрочного прогноза землетрясений, основанного на электромагнитных триггерных эффектах.

Ключевые слова: солнечная вспышка, ионизирующее излучение, электрическое поле, литосфера, плотность электрического тока, сейсмогенный разлом, инициирование землетрясения, теоретическая модель.

FORMATION OF ELECTRIC FIELD IN ATMOSPHERE BY IONIZING RADIATION OF SOLAR FLARE AND ITS IMPACT ON SEISMIC ACTIVITY

V. A. Novikov, V. M. Sorokin, A. K. Yaschenko

Abstract. A possible mechanism of earthquake triggering by ionizing radiation of solar flares is considered. A theoretical model and results of numerical calculations of disturbance of electric field, electric current, and heat release in lithosphere associated with variation of ionosphere conductivity caused by absorption of ionizing radiation of solar flares are presented. A generation of geomagnetic field disturbances in a range of seconds/tens of seconds is possible as a result of large-scale perturbation of a conductivity of the bottom part of ionosphere in horizontal direction in the presence of external electric field. Amplitude-time characteristics of the geomagnetic disturbance depend upon a perturbation of integral conductivity of ionosphere. Depending on relation between integral Hall and Pedersen conductivities of disturbed ionosphere the oscillating and aperiodic modes of magnetic disturbances may be observed. For strong perturbations of the ionosphere conductivities amplitude of pulsations may obtain $\sim 10^2$ nT. In this case the amplitude of horizontal component of electric field on the Earth surface obtains 0.01 mV/m, electric current density in lithosphere – 10^{-6} A/m², and the power density of heat release produced by the generated current is 10^{-7} W/m³. It is shown that the absorption of ionizing radiation of solar

flares can result in variations of a density of telluric currents in seismogenic faults comparable with a current density generated in the Earth crust by artificial pulsed power systems (geophysical MHD generator "Pamir-2" and electric pulsed facility "ERGU-600"), which provide regional earthquake triggering and spatiotemporal variation of seismic activity. Therefore, triggering of seismic events is possible by not only man-made pulsed power sources but by the solar flares as well. The obtained results may be a physical basis for a novel approach to solve the problem of short-term earthquake prediction based on electromagnetic triggering phenomena.

Keywords: Solar flare, ionizing radiation, electric field, lithosphere, electric current density, seismogenic fault, earthquake triggering, theoretical model

Исследования возможного влияния солнечной активности на сейсмический режим Земли ведутся уже более ста лет. Еще в 1853 г. Р. Вольф указал на то, что солнечные пятна могут влиять на возникновение землетрясений [1]. В настоящее время работы в данной области направлены на поиск корреляционных зависимостей сейсмичности Земли от солнечной активности (чисел Вольфа) [2–4]. Согласно исследованиям А.Д. Сытинского [5–8], существует определенная зависимость сейсмичности от 11-летнего солнечного цикла, которая была проверена опытным прогнозированием общей сейсмичности Земли и отдельных ее регионов. Автор отмечает положительную корреляцию количества землетрясений и фаз 11-летнего цикла солнечной активности. Наряду с этим существуют и обратные утверждения о том, что 11-летние циклы сейсмической активности имеют существенную отрицательную корреляцию с циклами солнечной активности и геомагнитными возмущениями [9]. Практически все упомянутые выводы основаны только на корреляционном анализе. Даже в тех случаях, когда такой анализ дает статистически значимые результаты, авторы ограничиваются лишь предположением о механизме воздействия солнечных вспышек, либо ограничиваются самыми общими рассуждениями о таком воздействии [10]. Кроме того, существует и определенный скептицизм при оценке существования таких солнечно-земных связей, приводящих к статистически значимым вариациям сейсмичности, например [11]. Тем не менее, результаты, полученные в последнее время, по резкому всплеску сейсмичности после сильных солнечных вспышек 2017 года [12], стимулируют исследования по поиску возможных механизмов такого взаимодействия. В данной статье рассматривается возможность инициирования сейсмических событий электромагнитным воздействием на очаги землетрясений, поскольку солнечные вспышки обычно сопровождаются сильными вариациями геомагнитного поля (магнитными бурями). Такое направление исследований выбрано на основе работ, опубликованных в последнее время, в которых была выдвинута гипотеза о триггерном воздействии резких вариаций геомагнитного поля (магнитных бурь с внезапным началом) на сейсмичность [13–15], а также суточных S_q -вариаций [16, 17]. Высказано предположение о том, что взаимодействие геомагнитного поля с теллурическими токами может создать в очаге землетрясения дополнительные механические напряжения, которые могут привести к инициированию землетрясения. Однако модель генерации теллурических токов в неоднородной по электропроводности земной коре, обусловленной солнечными вспышками, в настоящее время отсутствует. В данной работе представлена теоретическая модель и результаты численных расчетов возмущения электрического поля за счет изменения проводимости ионосферы, обусловленного солнечными вспышками, а также характеристик электрического поля и тока в литосфере.

Солнечные вспышки сопровождаются возмущениями геомагнитного поля в различных диапазонах периодов. Можно предположить, что наибольшие амплитуды токов в литосфере наводятся короткопериодными колебаниями геомагнитного поля. Ниже рассмотрим характеристики электродинамического воздействия на литосферу таких колебаний. Один из механизмов генерации геомагнитных пульсаций связан с локальным изменением ионосферной проводимости в присутствии внешнего электрического поля. Такой механизм рассмотрен в работах [18, 19] применительно к проблемам генерации пульсаций $Pi2$, а также искусственных колебаний геомагнитной силовой линии. В этих работах рассматривались процессы с характерными периодами более 10 с. Резонатор Земля – ионосфера формирует колебания геомагнитного поля с периодами (1-100) с в процессе ионизации ионосферы излучением вспышки с коротким фронтом нарастания ее амплитуды. Теоретическая модель таких процессов была ранее развита в работах [20, 21] в приближении идеально проводящей Земли. Для изучения характеристик наведенного электрического тока в литосфере необходима модификация модели с учетом конечной ее проводимости. Их оценки наиболее просто получить, полагая геомагнитное поле вертикальным. Горизонтальный масштаб области проводимости, возмущенной солнечной вспышкой, составляет величину порядка земного радиуса, а вертикальный масштаб – порядка толщины ионосферы. Поэтому в

уравнениях можно пренебречь горизонтальными производными. Это соответствует тому, что за характерный период изменения поля ионосферные токи и поля диффундируют в горизонтальном направлении на расстояние много меньше горизонтального масштаба.

Расчеты показали, что в результате скачка интегральных проводимостей ионосферы в течение десятка секунд в литосфере наводятся электрические поля с амплитудой порядка (0.1 – 0.01) мВ/м и электрические токи с плотностью 10^{-6} - 10^{-7} А/м², при этом выделяется тепло мощностью (0.1 – 0.01) мкВт/м³. Электрический ток в литосфере концентрируется в слоях с повышенной электрической проводимостью. Показано, что если в проводящем слое в литосфере на глубине 10 км проводимость выше в пять раз, то плотность тока там возрастает на порядок по сравнению с его значением на меньшей глубине.

Следует отметить, что в настоящее время на основе полевых наблюдений и лабораторных исследований доказана принципиальная возможность электромагнитного инициирования сейсмических событий [22]. Установлено влияние мощных электромагнитных импульсов магнитогазодинамического (МГД) генератора на сейсмический режим Памира и Северного Тянь-Шаня [23], когда количество землетрясений после пусков МГД-генератора становится заметно выше, чем до него. Результаты статистического анализа вариаций сейсмического режима в результате искусственного электромагнитного воздействия подтверждаются данными мониторинга сейсмоакустической эмиссии в скважинах Бишкекского геодинамического полигона [24], а также микросейсмичности [26], свидетельствующими об электромагнитной стимуляции трещинообразования в земной коре. Кроме того, результаты полевых экспериментов по электромагнитной триггерной сейсмичности подтверждены в многочисленных лабораторных экспериментах как по исследованию отклика акустической эмиссии (трещинообразования) образцов горных пород на электромагнитные импульсы на специальном прессовом оборудовании [22, 25, 26], так и по инициированию макрособытия (лабораторного "землетрясения") импульсом тока на пружинно-блочной модели, имитирующей сейсмогенный разлом [27]. Расчеты растекания тока от электрического диполя, запитываемого импульсным МГД-генератором "Памир-2" или электроимпульсной установкой ЭРГУ-600, для глубинной геоэлектрической структуры Тянь-Шаня в районе проведения полевых экспериментов [28] показали, что на глубине расположения очагов землетрясений в данном регионе 5-10 км плотность тока составляет 10^{-7} - 10^{-8} А/м² [29]. Таким образом, плотность тока от искусственного источника, влияющего на региональный сейсмический режим, по порядку величины сопоставима с плотностью теллурических токов, генерируемых солнечными вспышками, что указывает на реальность существования солнечно-земных электромагнитно-сейсмических связей и возможность инициирования сейсмических событий не только искусственными источниками электрического тока, но и ионосферными возмущениями, такими как, например, мощные геомагнитные бури, инициированные солнечными вспышками. Результаты работы могут служить физической основой для использования нового подхода к решению проблемы краткосрочного прогноза землетрясений, основанного на электромагнитных триггерных эффектах.

Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-05-00962.

Список литературы

1. Wolf R. 1853, On the periodic return of the minimum of sun-spots: The agreement between those periods and the variations of magnetic declination, Philos. Magazine, 5, 67.
2. Gribbin, J. 1971, Relation of sunspot and earthquake activity, Science, 173, 558.
3. Takayama, T., Suzuki, T., On the relation between the sunspot number and the destructive earthquakes in Japan. Bull. Earthquake Research Institute of Tokyo Imperial University, 1990, 8(3): 373-374.
4. Zhang GQ (1998). Relationship between global seismicity and solar activities. Acta Seismologica Sinica, 11(4): 495-500.
5. Sytinskij A. D., Connection of the Earth Seismicity with Solar Activity and Atmospheric Processes, Leningrad, Gidrometeoizdat, 1987.
6. Сытинский А.Д. О влиянии солнечной активности на сейсмичность Земли // Докл. АН СССР. 1973. Т. 209, № 15. С. 1078-1081.
7. Сытинский А.Д. О связи землетрясений с солнечной активностью // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1989. № 2. С. 13-30.

8. Сытинский А.Д., Оборин Д.А. Воздействие возмущений межпланетной среды на сейсмичность и атмосферу Земли //Геоматизм и аэрономия. 1997. Т. 37, № 2. С. 138-141.
9. Соболев Г. А., Шестопалов И.П. Харин Е. П. Геоэффективные солнечные вспышки и сейсмическая активность Земли// Физика Земли. 1998. № 7. С. 85-95
10. Georgieva K., Kirov B., Atanasov D. On the relation between solar activity and seismicity on different time scales //Journal of Atmospheric Electricity. 2002. V. 22, № 3. P. 291-300.
11. Love, J. J., and J. N. Thomas (2013), Insignificant solar-terrestrial triggering of earthquakes, *Geophys. Res. Lett.*, 40, 1165–1170.
12. Ружин Ю.Я., Новиков В.А. Реакция глобальной сейсмичности на солнечные вспышки сентября 2017 года//Труды международной конференции "Астрономия-2018 том 2, "Солнечно-земная физика – современное состояние и перспективы Т. 2, С. 210-213.
13. Sobolev G.A., Zakrzhevskaya N.A., Kharin E.P. On the coupling of seismicity with magnetic storms//Physics of the Solid Earth. 2001. 11, 62-72.
14. Zakrzhevskaya N.A., Sobolev G.A. (2002) On the seismicity effect of magnetic storms, *Izvestiya Physics of the Solid Earth*. 2002. 38(4), 249-261.
15. Tarasov N.T., Tarasova N.V. (2002): The effect of geomagnetic storms on the seismicity//Proc. of the 3rd International Workshop on Magnetic, Electric and Electromagnetic Methods in Seismology and Volcanology, Moscow, Russia, 3-6 September 2002 (Institute of Physics of the Earth, Moscow), P. 206-208.
16. Duma G, Ruzhin Yu (2003) Diurnal changes of earthquake activity and geomagnetic Sq variations//*Nat Hazards Earth Syst Sci*. 3:171-177.
17. Tzanis A. An examination of the possibility of earthquake triggering by the ionosphere–lithosphere electro-mechanical coupling// *Hellen J of Geosci*. 2005. 45(1):307-316
18. Bell T.F. ULF wave generation through particle precipitation induced by VLF transmitters // *Journal of Geophysical Research*. V. 81. P. 3316. 1976.
19. Ляцкий В.Б. Токовые системы магнитосферно-ионосферных возмущений. Л.: Наука. 1978. 198 С.
20. Сорокин В.М., Яценко А.К. Генерация короткопериодных колебаний геомагнитного поля в результате крупномасштабных возмущений проводимости ионосферы // *Геоматизм и аэрономия*. Т. 30. № 3. С. 425–428. 1990.
21. Гутоп Ю.В., Сорокин В.М., Яценко А.К. Генерация геомагнитных пульсаций в системе Земля-ионосфера при импульсном воздействии на нее солнечных вспышек // *Геоматизм и аэрономия*. Т. 33. № 4. С. 79–85. 1993.
22. Zeigarnik V., Avagimov A., Novikov V., Rybin A., Schelochkov G., Bragin V., Sychev V., Bogomolov L., and Tarasov N. Earthquake hazard mitigation by electromagnetic influence on seismic activity: Results of forty-year field experiment on injection of DC electrical pulses into the Earth crust//*Geophysical Research Abstracts*, Vol. 20, EGU2018-15436-1, EGU General Assembly, April 9-13, 2018.
23. Tarasov N.T., Tarasova N.V. Spatial-temporal structure of seismicity of the North Tien Shan and its change under effect of high energy electromagnetic pulses//*Annals of Geophysics*. 2004. V.47. No 1. P. 199-212.
24. Закупин А.С., Богомоллов Л.М., Мубассарова В.А., Ильичев П.В. Сейсмоакустические проявления воздействий мощных импульсов тока по данным скважинных измерений на Бишкекском геодинамическом полигоне//*Физика Земли*, 2014, № 5, С.105-120.
25. Лапшин В.Б., Патонин А.В., Пономарев А.В., Потанина М.Г., Смирнов В.Б., Строганова С.М. Инициация акустической эмиссии в обводненных образцах песчаника//*ДАН*, т. 469, № 1, С.97-101.
26. Зейгарник В.А., Ключкин В.Н. Влияние электрического тока на акустический отклик механически нагруженных образцов искусственного песчаника//*Успехи прикладной физики*. 2018, т. 6, № 3, С.199-208.
27. Novikov, V.A., Okunev, V.I., Klyuchkin, V.N., Liu J., Ruzhin Yu. Ya., Shen Xuhui // *Earthq Sci* (2017) 30: 167.
28. Рыбин А.К. Глубинное строение и современная геодинамика Центрального Тянь-Шаня по результатам магнитотеллурических исследований. М.: Научный мир, 2011, 232 с.
29. Novikov V, Zeigarnik V, Konev Yu, Rickman V. (2009). Electric Triggering of Crack Formations in the Fault for Release of Tectonic Stresses // *Eos Trans. AGU*, 90(52), Fall Meet. Suppl., Abstract S51C-1447.

Том II, с. 584–587
УДК: 551.576.11

ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В КУЧЕВО-ДОЖДЕВОМ ОБЛАКЕ С ВОДЯНЫМ СМЕРЧЕМ

А. А. Синькевич¹, J. Yang², М. Л. Торопова¹, В. Б. Попов¹, Д. С. Старых¹

¹Главная геофизическая обсерватория им. А.И.Воейкова,
194021, г. Санкт-Петербург, ул. Карбышева, д.7
E-mail: sinkevich51@mail.ru

²Institute of Atmospheric Physics Chinese Academy of Science, Beijing
E-mail: yangj@mail.iap.ac.cn

Аннотация. Рассмотрен случай формирования мощного кучево-дождевого облака с водяным смерчем над Финским заливом. Исследуются характеристики развивающегося облака, по результатам радиолокационных наблюдений получена микрофизическая структура облака. Показана тесная взаимосвязь радиолокационных и электрических характеристик грозового облака. Проведено исследование соответствия характеристик облака электрической теории формирования торнадо (смерча).

Ключевые слова: гроза, кучево-дождевое облако, водяной смерч, радиолокатор, грозопеленгационная система

FORMATION OF ELECTRICAL DISCHARGES IN CB WITH WATERSPOUT

A. A. Sinkevich, Yu. P. Michailovsky, J. Yang, M. L. Toropova, V. P. Popov, D. S. Staryh,

Abstract. The case of the formation of a high-depth cumulonimbus cloud with a waterspout over the Gulf of Finland is considered. The characteristics of the developing cloud are investigated, and the microphysical structure of the cloud has been obtained from the results of radar observations. The close relationship between radar and electrical characteristics of a thunderstorm is shown. Studies were conducted to check the compliance of the cloud characteristics to electrical theory of tornado (spout) formation.

Keywords: thunder, cumulonimbus cloud, waterspout, radar, lightning detection network

Введение

В настоящем исследовании рассматривается развитие кучево-дождевого облака (Cb), которое сформировалось над Финским заливом 12 августа 2018 года. Эволюция облака сопровождалась грозой, интенсивными осадками и водяным смерчем. Для изучения термодинамических и микрофизических характеристик облака были использованы данные радиометра SEVERI (спутник Метеосат), радиолокатора ДМРЛ-С (станция Войково) и данные грозопеленгационной сети (ГПС) «Blitzortung».

Целью исследования было изучение особенностей развития кучево-дождевого облака, сопровождающегося формированием опасных конвективных явлений.

Задачи исследования включали в себя: 1) исследование микрофизических (по данным ДМРЛ), радиолокационных и электрических характеристик смерчевого облака; 2) оценка связи радиолокационных и электрических характеристик облака.

Развитие облака

Исследуемое облако находилось вблизи центра действия циклона, в зоне атмосферного фронта. Облако рассматривалось в период 14:00 – 16:00 ВСВ. В начальный момент времени по измерениям ДМРЛ выделяются 2 конвективные ячейки, которые сливаются в одно облако после 70-ой минуты наблюдения (15:10 ВСВ). Расстояние до ДМРЛ составило 90 км, что могло повлиять на точность определения высоты верхней границы (Нвго). На начальной стадии развития

Нвго составляет 7.5 км. На 20-минуте развития облако становится грозовым – появляются первые молниевые разряды, Нвго достигает 10.0 км. На 50-ой минуте развития Сб было обнаружено по радиометрическим измерениям со спутника Метеосат. В это время высота верхней границы исследуемого облака превзошла высоту верхней границы перистых облаков, располагавшихся в исследуемом районе. Радиационная температура на верхней границе перистых облаков была равна $-48,6^{\circ}\text{C}$ (канал 10.8 мкм радиометра SEVERI). Наибольшее значение Нвго исследуемого Сб составило 10.5 км (по данным ДМРЛ на 50-ой минуте) и 10.8 км (по данным радиометра на 80-ой минуте). Начиная с 10-ой минуты и в течение всего времени наблюдения за облаком из него выпадали интенсивные ливневые осадки. Наибольшая интенсивность осадков I зафиксирована в момент появления первых молниевых разрядов ($I = 111$ мм/ч). Перед слиянием облаков (70 мин) I уменьшается и снова возрастает к моменту формирования смерча (80-ая минута развития Сб).

Максимальная радиолокационная отражаемость достигает наибольшего значения 62 dBZ в момент появления первых молниевых разрядов (20-ая минута) и в момент наблюдения смерча (80-ая минута). Высота расположения области максимальной радиолокационной отражаемости снижается по мере развития облака с 3.5 до 1.0 км, достигая минимума в момент слияния облаков (70-я минута развития Сб). После слияния облаков ее высота снова растет, на момент окончания наблюдений составляя 3.9 км.

По данным радиолокационных наблюдений было получено микрофизическое строение облака. Облако с момента наблюдения имеет смешанное строение. В момент появления первых разрядов в облаке появляются обводненные кристаллы; также присутствуют следующие фракции: мелкие облачные капли, крупные облачные капли, морось, мелкие и крупные кристаллы, несферические капли дождя. В момент первых молниевых разрядов наблюдается большая интенсивность осадков. Согласно классическим представлениям [11] в таком облаке должны быть сильные процессы электризации.

Электрические разряды в облаке

Первые молниевые разряды зафиксированы на 20-ой минуте развития облака, их частота F составила 0.6 мин $^{-1}$. На 60-ой минуте наблюдения показывают достижение максимального значения $F = 8.3$ мин $^{-1}$, далее имеет место резкое уменьшение частоты разрядов. На 70-ой минуте перед слиянием облаков $F = 1,6$ мин $^{-1}$. В момент наблюдения смерча частота вновь незначительно возрастает, составив 3.7 разряда в минуту. В момент окончания наблюдений разряды все еще фиксировались с частотой 2.3 мин $^{-1}$.

Возникновение смерча могло быть вызвано как термодинамическими факторами, так и электрическими процессами в атмосфере [3, 4, 9]. Согласно исследованиям [7], в августе над акваторией Балтийского моря наблюдается наибольшее количество водяных смерчей, что связывают с относительно высокой температурой поверхности воды, которая приводит к возникновению сильной неустойчивости воздуха. По данным натурных исследований [9] в смерчевых облаках наблюдается повышенная электрическая активность. Исследования [1] показывают, что наибольшая электрическая активность наблюдается непосредственно перед возникновением смерча, что в данном случае не подтвердилось – перед формированием смерча наблюдалось уменьшение электрической активности. Это может быть вызвано тем, что в этот момент происходило слияние конвективных ячеек. Здесь можно указать на то, что в ряде исследований установлено, что слияние облаков может оказывать влияние на возникновение смерчей [2, 8, 10].

Формирование и развитие смерчевых явлений может быть обнаружено по данным ДМРЛ [5, 6]. Для обнаружения континентальных смерчей (торнадо) можно достаточно эффективно изменять поляризационные и доплеровские характеристики. В случае водяного смерча следует ожидать меньшей успешности применения таких характеристик в связи с особенностями состава воронки смерча (капли, поднимаемые с поверхности водоема, по своим свойствам могут быть похожи на капли дождя) и малым пространственным и временным масштабом этого опасного явления. При подобном исследовании важным является достаточная разрешающая способность ДМРЛ [5]. Из всех рассмотренных характеристик авторы настоящего исследования выделяют в качестве наиболее показательного доплеровскую радиальную скорость, большие градиенты ко-

торой наблюдаются в зоне возникновения смерча для угла обзора ДМРЛ 0.29° . Также в области развития смерча отмечена значительная ширина доплеровского спектра скоростей. Зафиксированы как положительные, так и отрицательные значения дифференциальной отражаемости, что может свидетельствовать об интенсивной сортировке капель при наличии сильного сдвига ветра и вращения воздуха [6].

Рассмотрим регрессионные связи радиолокационных и электрических характеристик облака. Исследовались связи частоты молний (F) с контролируемыми радиолокационными параметрами: объем переохлажденной части облака с отражаемостью более 30-45 dBZ (V30, V35, V40, V45), поток осадков (G), радиолокационный критерий грозоопасности (Y), максимальная интенсивность осадков (Im). Установлено, что наибольший коэффициент корреляции r наблюдается между F и V35 (0,95), наименьший между F и Im (0,51). Для указанных параметров были получены регрессионные уравнения (формулы 1–7):

$$F : V30 : y = -8.96 + 0.04 * x, (r = 0.96) \quad (1)$$

$$F : V35 : y = -7.41 + 0.06 * x, (r = 0.95) \quad (2)$$

$$F : V40 : y = -2.45 + 0.10 * x, (r = 0.90) \quad (3)$$

$$F : V45 : y = 5.00 + 0.20 * x, (r = 0.78) \quad (4)$$

$$F : G : y = -2.89 + 0.04 * x, (r = 0.90) \quad (5)$$

$$F : Y : y = -43.45 + 1.60 * x, (r = 0.60) \quad (6)$$

$$F : I : y = 5.06 + 0.39 * x, (r = 0.51) \quad (7)$$

Полученные корреляционные связи соответствуют результатам, которые были ранее получены для Северо-Кавказского региона и для Санкт-Петербурга [12, 13].

Заключение

Определены характеристики грозового облака с водяным смерчем с использованием радиолокационных, спутниковых и грозопеленгационных наблюдений. Показано, что перед слиянием конвективных ячеек наблюдается уменьшение значений рассматриваемых характеристик (частота молниевых разрядов, интенсивность осадков). Перед образованием смерча не зафиксировано повышения молниевой активности. Получены характеристики микрофизического строения облака, которые показывают, что начало грозовой активности связано с появлением обводненных кристаллов в нижней части облака. Установлено, что существует связь между радиолокационными параметрами и электрической активностью облака (в том числе и на досмерчевой стадии). Наибольший коэффициент корреляции отмечается между частотой электрических разрядов и объемом переохлажденной части облака с отражаемостью более 30-35 dBZ. Исследована возможность использования различных радиолокационных характеристик для целей обнаружения смерча, наилучший результат получен для доплеровской радиальной скорости.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты 17-05-00965_a, БРИКС_т 18-55-80020.

Список литературы

1. Armstrong R.W., Glenn J.G. Electrical Role for Severe Storm Tornadogenesis (and Modification). // J Climatol Weather Forecasting. – 2015. Vol. 3, I. 139.
2. Lee B. D., Jewett B. F., and Wilhelmson R. B. The 19 April 1996 Illinois tornado outbreak. Part II: Cell mergers and associated tornado incidence. // Wea. Forecasting. – 2006. - Vol. 21. - P. 449–464.
3. Maslov S.A. Effect of the atmospheric electric field under a thundercloud on tornado funnel formation. // Moscow University Mechanics Bulletin. – 2017. - Vol. 72(1). – P. 23–27.

4. Natyaganov V.L., Maslov S. A. Electromagnetic mechanisms of forming a tornado-like whirlwind. // Moscow University Mechanics Bulletin. – 2014.- Vol. 69(2). – P. 29–34.
5. Novitskii M. A., Pavlyukov Y. B., Shmerlin B. Y., Makhnorylova S. V., Serebryannik N. I., Petrichenko S. A., Kalmykova O. V. The tornado in Bashkortostan: the potential of analyzing and forecasting tornado-risk conditions. // Russian Meteorology and Hydrology. – 2016. – Vol. 41(10). – P. 683–690.
6. Ryzhkov, Alexander V., Terry J. Schuur, Donald W. Burgess, Dusan S. Zrnica. Polarimetric Tornado Detection. // J. Appl. Meteor. – 2005. – Vol. 44. – P. 557–570.
7. Sioutas, M., W. Szilagyi, and A. Keul, Waterspout outbreaks over areas of Europe and North America: Environment and predictability. // Atmos. Res.. – 2013. – Vol. 123. – P. 167–179.
8. Van Leer, K. Storm mergers and their role in tornado genesis during the 2011 Joplin storm. M.S. // thesis, Dept. of Atmospheric Sciences, University of Illinois at Urbana–Champaign. – 2013. – P. 88
9. Vonnegut B. Electrical theory of tornadoes //Journal of Geophysical Research. – 1960. – Vol. 65., №. 1. – P. 203-212.
10. Wurman, J., Y. Richardson, C. Alexander, S. Weygandt, and P. F. Zhang, 2007: Dual-Doppler and single-Doppler analysis of a tornadic storm undergoing mergers and repeated tornadogenesis. // Mon. Wea. Rev. – 2007. – Vol. 135. – P. 736–758.
11. Имянитов Н.М., Чубарина Е.В., Шварц Я.М. Электричество облаков. Л.: Гидрометеорологическое издательство. - 1971. - 96 с.
12. Синькевич А.А., Михайловский Ю.П., Довгальок Ю.А., Веремей Н.Е. Богданов Е.В., Аджиев А.Х., Малкарова А.М., Абшаев А.М. Исследования развития грозо-градового облака. Часть 1. Развитие облака и формирование электрических разрядов. // Метеорология и гидрология. - 2016. - №9. - С.27-40.
13. Синькевич А.А., Михайловский Ю.П., Матросов С.Ю., Попов В.Б., Снегуров В.С., Снегуров А.В., Довгальок Ю.А., Веремей Н.Е. Формирование электрических полей и молний в кучево-дождевом облаке на северо-западе России. Часть 1. Исследование связей микро- и макроструктуры конвективных облаков с частотой молний по результатам дистанционных радиофизических измерений // Метеорология и гидрология [статья в печати].

Том II, с. 588–592

УДК: 550.388.2

ВОЗМУЩЕНИЕ ГЛОБАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ НАД ЗОНАМИ СЕЙСМИЧЕСКОЙ И МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ

В. М. Сорокин А. К. Ященко

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова (ИЗМИРАН), 108840, г. Москва, г. Троицк, Калужское шоссе, 4
E-mail: sova@izmiran.ru*

Аннотация. Рассмотрена генерация квазистационарного электрического поля и сопровождающие явления в системе атмосфера – ионосфера. Показано, что интенсивные процессы в нижней атмосфере и литосфере воздействуют на ионосферную плазму с помощью электрического тока в глобальной цепи. Проведены теоретические исследования плазменных и электромагнитных эффектов, сопровождающих генерацию тока проводимости в этой цепи. Они позволяют связать между собой спутниковые данные электромагнитных и плазменных измерений с электрофизическими и метеорологическими характеристиками процессов в нижней атмосфере на стадии подготовки землетрясения и зарождения тайфуна. Эффекты в ионосферной плазме сводятся к одной причине: изменению тока проводимости, протекающего в атмосферно-ионосферной электрической цепи. Проведенные теоретические исследования позволяют оценивать величину параметров наблюдаемых плазменных и электромагнитных явлений, сопровождающих возмущение электрического тока.

Ключевые слова: глобальная электрическая цепь; инжекция заряженных аэрозолей; возмущения ионосферы; предвестники землетрясений; тайфуны

PERTURBATION OF A GLOBAL ELECTRICAL CIRCUIT OVER ZONES OF SEISMIC AND METEOROLOGICAL ACTIVITY

V. M. Sorokin, A. K. Yaschenko

Abstract. Generation of DC electric field and accompanying phenomena in the atmosphere – ionosphere system is considered. It is shown that intensive processes in the lower atmosphere and the lithosphere effect on the ionospheric plasma by electric current in the global circuit. Theoretical researches of the plasma and electromagnetic effects accompanying generation of conductivity current in the global circuit are carried out. They allow to connect satellite data of electromagnetic and plasma measurements with electrophysical and meteorological characteristics of the lower atmosphere phenomena at a stage of earthquake preparation and typhoon initiation. Effects in the ionospheric plasma are reduced to one reason, namely, to perturbation of the conductivity current in the atmosphere – ionosphere global electric circuit. The conducted theoretical researches allow to estimate the value of parameters of observed plasma and electromagnetic phenomena accompanying perturbation of electric current in the global circuit.

Keywords: global electric circuit; charged aerosols injection; ionosphere perturbation; earthquake precursors; typhoons

Введение

Результаты экспериментальных исследований, полученные как наземными, так и спутниковыми методами, показали наличие связи между квазистационарными процессами в нижней атмосфере и электромагнитными и плазменными явлениями в ионосфере. Впервые квазистатические электрические поля амплитудой ~ 10 мВ/м, связанные с подготовкой землетрясения, были обнаружены в работе [1]. Дальнейшие исследования квазистатических полей на основе прямых спутниковых измерений над сейсмическими районами земного шара проведены в работах [2, 3]. Статистический анализ спутниковых данных позволил авторам сделать вывод о существовании

квазистатического электрического поля в ионосфере сейсмической природы. Длительность возмущения электрического поля в ионосфере с амплитудой ~ 10 мВ/м может составлять до 15 дней. Впервые возмущения электрического поля в ионосфере над районами развития тайфунов обнаружены в работе [4]. Подробный анализ данных наблюдения проведен в работе [5]. Спутниковые данные позволяют заключить, что подготовка землетрясений сопровождается формированием возмущения квазистатического электрического поля в ионосфере амплитудой ~ 10 мВ/м, пробойного поля в тропосфере и, в то же самое время, не превышает его фоновых значений на поверхности Земли длительностью от десятков часов до десятков дней. Ниже приведена модель формирования квазистатического электрического поля, соответствующая перечисленным выше его свойствам.

Содержание доклада

Наличие электрического поля в атмосфере свидетельствует о протекании в ней электрического тока проводимости. Изменение квазистатического электрического поля в ионосфере над сейсмическим регионом можно получить двумя способами. Во-первых, можно изменить сопротивление нагрузки в глобальной атмосферно-ионосферной цепи и, во-вторых, можно включить в цепь дополнительную ЭДС. Сопротивления нагрузки глобальной цепи сосредоточено в нижней атмосфере, на проводимость которой оказывает влияние инжекция в атмосферу радиоактивных, химически активных веществ и аэрозолей, изменения размеров аэрозолей и состояния атмосферы. В конечном счете, все эти процессы меняют в 1.5 – 2 раза проводимость приземных слоев атмосферы [5]. Так как поле тока хорошей погоды в невозмущенной ионосфере величиной 10^{-3} мВ/м значительно меньше его фонового значения в ионосфере $\sim 0.1 - 1$ мВ/м, то его изменение в два раза не будет оказывать на нее влияния. Во втором способе формирования квазистатического возмущения электрического поля в ионосфере, при включении в глобальную цепь внешнего источника ЭДС, связанного с подготовкой землетрясения, изменяется вертикальный ток в атмосфере и электрическое поле в ионосфере сейсмического района. Модель основана на предположении, что во время подготовки землетрясения возникает дополнительный источник тока в глобальной цепи, связанный с подготовкой землетрясения. Область ЭДС формируется в приземных слоях атмосферы и включает в себя границу раздела литосфера – атмосфера. В этом случае наблюдаемое электрическое поле тока проводимости на поверхности Земли находится внутри ЭДС. Она возникает в результате переноса вверх и гравитационного оседания заряженных аэрозолей, инжектируемых в атмосферу почвенными газами при усилении сейсмической активности. Сторонний ток ЭДС с высотой убывает, в то время как ток проводимости возрастает. При этом полный ток в цепи с высотой не меняется. В результате сохранения полного тока, величина плотности тока проводимости на ионосферных высотах будет порядка суммы плотности стороннего тока и тока проводимости у поверхности Земли. Наблюдаемой горизонтальной компоненте поля мВ/м в ионосфере соответствует ток проводимости в ней плотностью 10^{-8} А/м². Следовательно, протекая через атмосферу вблизи поверхности Земли, ток проводимости может иметь величину 10^{-12} А/м², а поле соответственно величину ~ 100 В/м, в то время как сторонний ток имеет величину 10^{-8} А/м².

Литосферная активность стимулирует процессы, которые сопровождаются увеличением концентрации заряженных аэрозолей на один-два порядка величины, а также ростом уровня атмосферной радиоактивности благодаря инжекции в атмосферу радона и других радиоактивных веществ. Эти явления наблюдаются в течение дней и недель до землетрясения [5]. Квазистатическое высотное распределение аэрозолей может формироваться в результате их конвективного и турбулентного переноса вверх и гравитационного оседания. Турбулентный перенос осуществляется благодаря вертикальному градиенту горизонтального ветра при передаче кинетической энергии ветра в энергию турбулентных пульсаций, а также термической неустойчивости атмосферы в случае, когда отрицательный градиент температуры превышает ее адиабатический градиент. Турбулентные вихри переносят аэрозоли из области высот, где их концентрация велика, на высоты с низкой их концентрацией. Равновесие достигается, когда вертикальный поток аэрозолей уравнивается их гравитационным оседанием. Отсутствие заметного возмущения

квазистатического поля на поверхности земли впервые было объяснено в работе [6]. Причина такого ограничения величины поля на поверхности Земли состоит в существовании механизма обратной связи между этим полем и сторонним током ЭДС, который генерирует электрическое поле. Обратная связь между ЭДС и электрическим полем возникает в результате формирования потенциального барьера на границе литосфера – атмосфера при пересечении ее движущимися вверх заряженными аэрозолями. Проведенное исследование данного механизма ограничения поля показало, что величина вертикальной компоненты электрического поля для любых значений стороннего тока ЭДС не превышает определенного максимального значения ~ 90 В/м.

Теория формирования электрического тока в глобальной цепи основана на самосогласованной системе нелинейных уравнений для расчета пространственного распределения концентраций ионов n_+, n_- и заряженных аэрозолей $N_{p,n}$, проводимости атмосферы $\sigma = e(\mu_+ n_+ + \mu_- n_-)$, стороннего тока и электрического поля \mathbf{E} . Для расчета стационарного состава ионов в атмосфере использована система ионизационно-рекомбинационных процессов [7]. В ней учитываются процессы ионизации и рекомбинации, перенос ионов под действием электрического поля и взаимодействие ионов с заряженными аэрозолями.

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_+ = q - \alpha n_+ n_- - n_+ \sum_{j=-\infty}^{\infty} \int dR \beta_{1,j}(R) N_j(R); \mathbf{J}_+ = \mu_+ n_+ \mathbf{E}$$

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_- = q - \alpha n_+ n_- - n_- \sum_{j=-\infty}^{\infty} \int dR \beta_{-1,j}(R) N_j(R); \mathbf{J}_- = -\mu_- n_- \mathbf{E},$$

где $N_j(R)$ - распределение концентрации аэрозолей по зарядам j и их радиусам R , q - скорость ионизации, α - коэффициент рекомбинации, $\beta_{1,j}, \beta_{-1,j}$ - коэффициенты прилипания ионов к заряженным аэрозолям, μ_+, μ_- - подвижности ионов. Эта система дополнена уравнением переноса заряженных аэрозолей.

$$\frac{\partial N_j}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_j = \beta_{1,j-1} n_+ N_{j-1} - \beta_{-1,j} n_- N_j - \beta_{1,j} n_+ N_j + \beta_{-1,j+1} n_- N_{j+1}$$

$$\mathbf{J}_j = N_j \mathbf{v}(R) - K(R) \nabla \cdot N_j; N_{p,n} = \sum_{j=0}^{\infty} N_{j,-j};$$

Сторонний ток $j_{ext}(r, z) = j_p(r, z) - j_n(r, z)$, формируемый положительно и отрицательно заряженными аэрозолями, определяется выражениями:

$$\mathbf{j}_{p,n} = \rho_{p,n} \mathbf{v}_{p,n} - K_{p,n} \nabla \rho_{p,n}; \rho_{p,n} = e Z_{p,n} N_{p,n}; Z_{p,n} = \sum_{j=0}^{\infty} j N_{j,-j} / N_{p,n},$$

где $\mathbf{v}_{p,n}$ - средняя скорость движения аэрозолей в атмосфере, $K_{p,n}$ - суммарный коэффициент диффузии. Результаты расчета высотного распределения стороннего тока и горизонтального распределения электрического поля на поверхности Земли и в ионосфере над сейсмической областью эллиптической формы с осью направленной под углом 45° относительно плоскости магнитного меридиана с углом наклона магнитного поля 20° , приведены на рис. 1.

Расчеты показали, что сторонний ток, в основном, сконцентрирован на высотах до 10 км, его величина убывает с ростом уровня атмосферной радиоактивности. Поле в ионосфере достигает 10 мВ/м, а на поверхности Земли его величина не превышает фонового значения.

Заключение

Проведенные теоретические исследования показали, что поле в ионосфере связано с возмущением электрического тока проводимости в глобальной атмосферно-ионосферной электрической цепи. Источником возмущения тока является ЭДС, включенная в глобальную цепь. Концентрация заряженных аэрозолей, проводимость атмосферы, ЭДС и электрическое поле вблизи поверхности Земли взаимозависимы. Рост концентрации аэрозолей в атмосфере ведет к уменьшению проводимости из-за потерь легких ионов вследствие их прилипания к аэрозолям. Значение

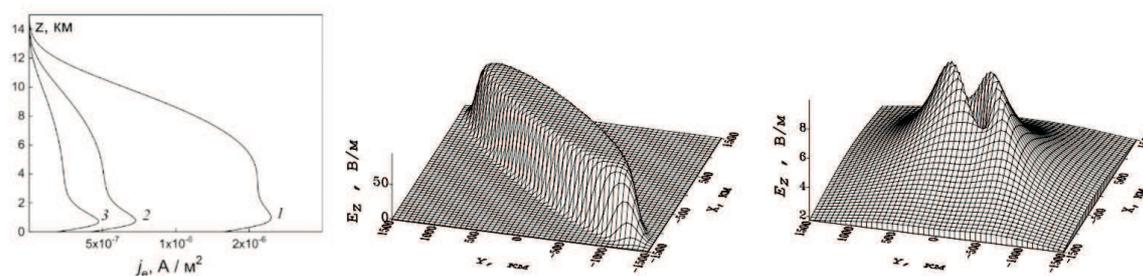


Рис. 1. Высотная зависимость стороннего электрического тока (левый график), пространственное распределение электрического поля на поверхности Земли (средний график) и в ионосфере (правый график).

стороннего тока вблизи Земли может составлять величину $(10^{-8} \div 10^{-6}) \text{ A/m}^2$. Величина тока уменьшается с ростом уровня атмосферной радиоактивности. Такая зависимость определяется изменением проводимости ионизованной атмосферы. Генерация квазистатического электрического поля сейсмического происхождения приводит к возмущению ионосферы, появлению горизонтальных плазменных неоднородностей, УНЧ колебаниям геомагнитного поля, случайных разрядов в тропосфере [8, 9].

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-05-00962).

Список литературы

1. Chmyrev V.M., Isaev N.V., Bilichenko S.V., Stanev G.A. Observation by space-borne detectors of electric fields and hydromagnetic waves in the ionosphere over on earthquake center // *Phys. Earth Planet. In.* – 1989. - Vol. 57, N1-2. - P. 110–114.
2. Gousheva M., Danov D., Hristov P., Matova M. Quasi-static electric fields phenomena in the ionosphere associated with pre- and post-earthquake effects // *Nat. Hazard Earth Sys.* – 2008. - Vol. 8, N1. - P. 101–107.
3. Zhang X., Shen X., Zhao S., Yao Lu., Ouyang X., Qian J. The characteristics of quasi-static electric field perturbations observed by DEMETER satellite before large earthquakes // *Journal of Asian Earth Sciences.* – 2014. – Vol. 79. – P. 42–52.
4. Исаев Н.В., Сорокин В.М., Чмырев В.М., Серебрякова О.Н. Электрические поля в ионосфере, связанные с морскими штормами и тайфунами // *Геомагнетизм и аэрономия.* – 2002. - Т. 42, № 5. - С. 670-675.
5. Sorokin V.M., Hayakawa M. Generation of seismic-related DC electric fields and lithosphere-atmosphere-ionosphere coupling // *Modern Applied Science.* – 2013. - Vol. 7, N6. - P. 1–25.
6. Sorokin V.M., Chmyrev V.M., Yaschenko A.K. Theoretical model of DC electric field formation in the ionosphere stimulated by seismic activity // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* – 2005. – Vol. 67. – P. 1259–1268.
7. Sorokin V.M., Yaschenko A.K., Hayakawa M. A perturbation of DC electric field caused by light ion adhesion to aerosols during the growth in seismic-related atmospheric radioactivity // *Nat. Hazard Earth Sys.* – 2007. - Vol. 7. - P. 155–163.
8. Сорокин В.М., Ружин Ю.Я. Электродинамическая модель процессов в атмосфере и ионосфере накануне землетрясения // *Геомагнетизм и аэрономия* – 2015. – Т. 55, № 5. С. 641-658.
9. Sorokin V.M., Chmyrev V.M., Hayakawa M. *Electrodynamic Coupling of Lithosphere – Atmosphere – Ionosphere of the Earth.* New York: Nova Science Publishers, 2015. - 346 p. ISBN: 978-1-63483-030-0. 2015.

Том II, с. 592–596

УДК: 551.594.6

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ МОЛНИЙ В ТЕЧЕНИЕ РАЗВИТИЯ ГРОЗЫ В ЯКУТИИ

Л. Д. Тарабукина, В. И. Козлов, Д. Е. Иннокентьев

*Институт космических исследований и аэронавтики им. Ю. Г. Шафера Сибирского
отделения Российской академии наук – обособленное подразделение Федерального
государственного бюджетного учреждения науки Федерального исследовательского центра
«Якутский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук»,
677027, г. Якутск, пр. Ленина, 31
E-mail: tarabukina@ikfia.ysn.ru*

Аннотация. Представлен анализ параметров молниевых разрядов, оцениваемых по радиотехническим наблюдениям. Рассмотрены отдельные интенсивные грозы, происходившие в центральной части Якутии в 2016-2017 гг. Развитие грозы в июне 2016 г. в ~60% происходило с преобладающей компонентой направления с востока на запад, а в июле-августе ~80% гроз имело направление движения с запада на восток. Летом 2017 г. основное направление почасового возникновения молний было с запада на восток. Доля сигналов от отрицательных молний облако-земля за каждый час суммарно по рассматриваемой территории в основном соответствует вариациям количества молний облако-земля. Можно отметить повышенную долю молний облако-земля в начальные и последние часы грозовой деятельности, но определенной закономерности не найдено (корреляция варьировала в широких пределах от -0,1 до 0,9). С помощью многопунктовой системы по амплитуде принимаемых сигналов возможна оценка энергии, излучаемой молниевым разрядом.

Ключевые слова: гроза; молния; грозовой разряд; Якутия; грозопеленгатор

ASSESSMENT OF LIGHTNING PARAMETERS DURING THUNDERSTORM DEVELOPMENT IN YAKUTIA

L. D. Tarabukina, V. I. Kozlov, D. E. Innoktiev

Abstract. The study presents an analysis of the parameters of lightning strokes, estimated by radiophysical observations. Separate intense thunderstorms that occurred in the central part of Yakutia in 2016-2017 are considered. The thunderstorms in June 2016 spatially developed with the predominant component of direction from east to west in ~ 60% of events, and in July-August ~ 80% of thunderstorms had a direction of movement from west to east. In the summer of 2017, the general direction of the hourly occurrence of lightning strokes was from west to east. The daily variation in ratio of signals from negative cloud-to-ground lightning strokes in total mainly agreed with the cloud-to-ground lightning strokes number variation. An increased proportion of cloud-to-ground lightning can be noted during the initial and final hours of thunderstorm, but no certain dependence was found (the correlation varied widely from -0.1 to 0.9). The lightning location network makes it possible to estimate the energy emitted by a lightning discharge from the amplitude of the received signals.

Keywords: thunderstorm, lightning; lightning stroke; Yakutia, lightning detector

Введение

Необходимость развития инструментальных наблюдений в Якутии обуславливается высокой частотой лесных пожаров обширной площади поражения и при этом малой плотностью населения [1]. Также молниевый удар в землю может стать причиной возникновения перенапряжений и последующих повреждений в технической инфраструктуре (магистральные трубопроводы) [2,3]. Для предотвращения последствий молниевых ударов, а также возможно более экономичного расходования элементной базы на проектирование защиты от грозных перенапряжений необходимо наличие архива результатов многолетних инструментальных наблюдений.

Грозовая активность в Якутии исследуется инструментальными методами с 1990-х годов. Метод основывается на приеме низкочастотных радиоимпульсов от грозовых разрядов (сферики), распространяющихся в пространстве между землей и нижними слоями ионосферы на дальние расстояния (порядка десятка тысяч километров) с относительно слабым затуханием. Наблюдения велись с помощью однопунктового грозопеленгатора-дальномера разработки ИКФИА СО РАН, который представляет собой антенную систему, состоящую из штыревой и двух скрещенных магнитных рамок, подключенную через усилительный тракт к ЭВМ до 2000-х годов, а после к ноутбуку через аналогово-цифровой преобразователь [4]. Прибор установлен в месте свободном от технических шумов, имел эффективный радиус до 1200 км и действовал до 2017 г. Дальномер детектировал с оцениваемой территории большинство грозовых разрядов типа «облако-земля» (ОЗ), включая повторные разряды многокомпонентных молний, и в меньшей степени типа «облако-облако» (ОО). Однако прибор работал в двух режимах для регистрации летом радиосуммов ближнего радиуса и зимой дальних источников очень низкочастотных шумов. При этом переключение порога происходило неравномерно по датам из года в год.

В 2009 г. инструментальная база была обновлена, что позволило производить более точную локализацию грозовых разрядов и расширить данные дополнительными параметрами молний. Целью данной работы ставится оценка параметров молниевых разрядов, возникающих во время отдельных интенсивных гроз в Центральной Якутии. Для этого основной решаемой задачей является статистическая обработка данных грозолокационных систем о месте удара молнии в определенный промежуток времени, о типе молнии и энергии разряда.

Приборная база

В данной работе используются радиотехнические приборы, установленные в 2009 г. в г. Якутске. Однопунктовый грозопеленгатор StormTracker производства Voltek Co. имеет заявленный производителем радиус детектирования до 480 км (300 миль). Схема устройства реализована, как и в большинстве однопунктовых детекторов, в виде антенной системы (небольшие магнитные рамки и сертифицированный кабель в качестве штыревой антенны), подключенной к встраиваемой в компьютерный блок платы и GPS. Детектор позволяет определять тип молниевых разрядов по зарегистрированному сигналу в автоматическом режиме. Чувствительность и временное разрешение прибора достаточна, чтобы производить регистрацию до 2 повторных разрядов сильноточной многокомпонентной молнии и иметь эффективность, превосходящую многопунктовые большебазовые системы. Как для любого однопунктового грозопеленгатора существуют проблемы в точном определении места удара. Так как прибор ориентирован точно на север-юг и запад-восток в данных направлениях регистрация не производится в пределах $<10^0$. Дальность до разряда у однопунктовых грозопеленгаторов определяется с некоторым разбросом, поэтому производилась сверка с грозами, определяемыми по данным многопунктовой сети, в которую был включен другой прибор, состоящий из штыревой антенны, подключенной через усилитель и аналогово-цифровой преобразователь к ноутбуку [5]. Мировая многопунктовая система World wide lightning location network (WWLLN) оперирует очень низкочастотными сигналами, приходящими с расстояний от 1000 км до 8000 км на станции, распределенные по всему миру [6]. Точность определения места удара молнии варьирует до десятка километров, эффективность детектирования в среднем составляла до 15% в 2012 г. и более 29% для молний с током более 25 кА [7]. Показания используемых детекторов показывают значительную корреляцию сезонных ходов и положение основных грозовых очагов [8]. При этом соотношение суммарного количества сфериков за лето подтверждает оцененную в 2012 г. эффективность детектирования многопунктовой системы.

Для центральной части Якутии территория ограничивалась радиусом 480 км. При этом также накладывалось ограничение на центр радиусом до 60 км из-за технологических особенностей однопунктовых грозопеленгаторов. Типы рассматриваемых разрядов – «облако-земля» и «облако-облако». По определяемой прибором дальности и азимуту рассчитывались географические координаты с учетом сферического приближения Земной формы. Дни с грозой по инструментальным

наблюдениям сверялись с визуальными наблюдениями на станциях службы по гидрометеорологии и мониторингу окружающей среды [9].

Результаты

До 2017 г. каждые два года наблюдалась перемена с относительно низкого количества грозовых разрядов на относительно высокое значение. В 2017 г. по данным WWLLN произошло возрастание по сравнению с суммарным количеством в 2016 г., нарушая тенденцию предыдущего периода. Поэтому в данной работе рассмотрены грозы летом 2016-2017 гг.

Грозное событие в Центральной Якутии выбиралось по суточному ходу по данным грозопеленгатора Stormtracker. Суточный ход представлен в среднем двумя модами. Первый максимум приходится на вечернее время 15-21 ч., когда формируются условия для грозовых облаков. Второй максимум возникает реже – во второй половине июня и в августе. Грозы в августе принято объяснять тепловым балансом с участием многочисленных озер, их поздним прогревом [4].

Сезонный ход грозовых разрядов имеет стандартный вид с примерно двумя периодами повышенной грозовой активности в 2017 г. и показывает смещение этих периодов на начало лета в 2016 г. Для анализа были выбраны дни с суммарным суточным количеством более 200 по данным WWLLN, так как сеть детектирует меньшее количество молний, но с достаточной энергией разряда для регистрации на дальнем расстоянии, и с совпадением с показаниями Stormtracker.

Считается, что в среднем количество молний типа «облако-облако» превышает количество молний типа «облако-земля» в ≤ 10 раз [10]. По данным Stormtracker суточная доля молний ОЗ оценивается в $\sim 60\%$ в среднем за сезоны 2016-2017 гг., что является завышенным значением относительно стандартных представлений. Соотношение суммы количества молний ОЗ типа за весь сезон к общему количеству соответствуют $\sim 40\%$ в 2016-2017 гг. Можно отметить, что в дни с большим числом грозовых разрядов доля ОЗ разрядов значительно ниже медианного значения за сезон (около 30% – соответствие литературным представлениям [10]), так как размер выборки почти на порядок превышает количество разрядов в другие дни. Так как ОЗ молнии чаще являются сильноточными (вероятно, из-за необходимой значительной разности потенциала для пробоя через воздушный диэлектрик на землю), по сравнению с ОО молниями, а система предпочтительней детектирует сигналы с большей магнитудой (по амплитудному порогу), то при малом количестве зарегистрированных сигналов вероятность регистрации сигналов ОЗ молний будет выше. В работе [10] благодаря детальному анализу волновой формы слабых сигналов, регистрируемых локальными многопунктовыми сетями, было обнаружено: системы 40% слабых сигналов ставят их в неверное соответствие с ОЗ разрядами.

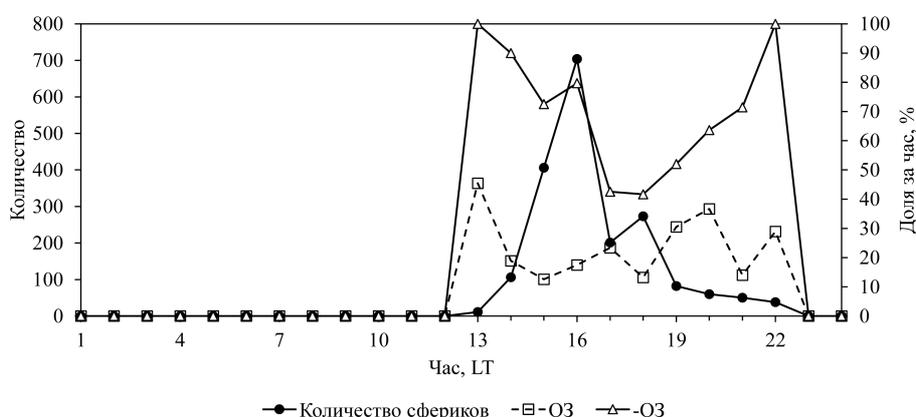


Рис. 1. Суточные вариации суммарного в Центральной Якутии количества грозовых разрядов, доли ОЗ разрядов и доли отрицательных ОЗ разрядов 7 июня 2016 г.

Так как грозы с высокой частотностью молний оказываются более репрезентативны, поэтому в данной работе анализ проведен для гроз длительностью не менее 10 ч. суммарно по территории Якутии и суммарным за сутки числом молний более 1000. Интенсивные грозы, формируемые в центральной части Якутии, часто имеют циклоническое происхождение, в качестве

северной периферии барической структуры над юго-восточной частью Северной Азии (с центром над северо-восточным Китаем и Дальним Востоком).

Интенсивные грозы (порядка 100 молний суммарно) в июне 2016 г. чаще (64%) развивались по направлению с востока на запад в течение суток (средней длительностью 6,5 ч. для числа сфериков не менее 10), что объясняется движением циклонических воздушных масс южнее Якутии в северном полушарии. В июле-августе 2016 г. в направлении перемещения грозовой активности превалировала западная компонента (~80% случаев). Летом 2017 г. основное широтное направление почасового возникновения грозовых разрядов было с запада на восток. Доля сигналов от ОЗ грозовых разрядов за каждый час суммарно по рассматриваемой территории в основном соответствует суточным вариациям количества грозовых разрядов: средняя за месяц корреляция варьирует в пределах 0,4-0,6 (экстремумы: 0,2-0,8). Отмечается, что вероятность ОЗ разрядов в начальные и последние часы интенсивной частоты появления грозовых разрядов выше по сравнению с ОО разрядов (рис. 1), но определенной закономерности не найдено: корреляция варьировала от -0,1 до 0,9. Подобное поведение доли ОЗ реже наблюдалось в июле, как в 2016 г., так и в 2017 г. В дальнейшем будет рассмотрено распределение энергии разрядов от часа к часу во время развития грозы.

Заключение

Рассмотрены соотношения вариаций параметров грозовых разрядов в течение грозовых дней над Центральной Якутией. Суточный ход смещается в ночные часы ближе к августу. Отмечено, что количество ОЗ разрядов в интенсивных грозах часто превышает количество ОО разрядов до фазы пиковой частоты молний и после в июне и августе. Западное направление почасового развития грозовой активности превалировало все лето 2017 г., что вероятно связано с изменением атмосферно-циркуляционного режима по сравнению с 2016 г.

Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 18-35-00215 мол_а. Приборная база поддерживается за счет бюджетной темы П.16.2.1. (номер государственной регистрации № АААА-А17-117021450059-3).

Список литературы

1. Соловьев В.С., Козлов В.И., Каримов Р.Р., Васильев М.С. Комплексный мониторинг грозовой активности и лесных пожаров по данным наземных и спутниковых наблюдений // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. – 2010. – Т. 7, № 4. – С. 218-222.
2. Козлов В.И., Муллаяров В.А., Васильев А.Е., Ромащенко Ю.А., Григорьев Ю.М., Еремеев С.Н., Наумов В.В., Степанов В.Е., Орлова М.Н. Грозы в Якутии и их влияние на магистральные трубопроводы // Наука и образование. – 2005. – № 1. – С. 61-66.
3. Qi L., Yuan H., Wu Y., Cui X. Calculation of overvoltage on nearby underground metal pipeline due to the lightning strike on UHV AC transmission line tower // Electric Power Systems Research. – 2013. – Vol. 94. – P. 54-63.
4. Козлов В.И., Муллаяров В.А. Грозовая активность в Якутии. – ЯФ Изд-ва СО РАН, 2004. – С. 104.
5. Козлов В.И., Муллаяров В.А., Каримов Р.Р. Пространственное распределение плотности грозовых разрядов на востоке России по данным дистанционных наблюдений // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. – 2011. – Т. 8, № 3. – С. 257-262.
6. World wide lightning location network. – Режим доступа: <http://wwlln.net/new> (Дата обращения: 31.03.2019).
7. Mallick S., Rakov V.A., Ngini T., Gamera W.R., Pilkey J.T., Hill J.D., Uman M.A., Jordan D.M., Hutchins M.L., Holzworth R.H. Evaluation of the WWLLN performance characteristics using rocket-triggered lightning data / International Conference on Grounding and Earthing & 6th International Conference on Lightning Physics and Effects. – 2014. – P. 312-316.
8. Иннокентьев Д.Е., Тарабукина Л.Д., Козлов В. И. Оценка точности локализации грозовых разрядов двух систем в Якутии в 2016–2017 гг. // Материалы международной школы «Физика окружающей среды». – 2018. – С. 207-210.
9. Расписание Погоды. – Режим доступа: <https://rp5.ru> (Дата обращения: 02.04.2019).
10. Ishii M., Saito M., Fujii F., Hojo J.I., Matsui M., Itamoto N., Shinjo K. LEMP from lightning discharges observed by JLDN // IEEE Transactions on Power and Energy. – 2005. – Vol. 125, Iss. 8. – P. 765-770.

Том II, с. 596–600

УДК: 621.317.361.029.42+551.594.21

ГРОЗОВАЯ АКТИВНОСТЬ В ЗАПАДНОСИБИРСКОМ РЕГИОНЕ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ФОН КНЧ–ДИАПАЗОНА

С. А. Колесник, А. А. Колмаков, И. Ю. Цюпа

*Национальный исследовательский Томский государственный университет,
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: kolmakov@mail.tsu.ru*

Аннотация. В Западносибирском регионе грозовая активность формирует электромагнитный фон в широкой полосе частот. Максимальная плотность мощности грозовых разрядов сосредоточена в диапазоне крайне низких частот – до 30 Гц. Грозовая активность в Западной Сибири носит сезонный характер и приходится на летний период. В работе проведен анализ грозовой активности в сезоне 2018 года с учетом её основных параметров: местоположение грозовых разрядов, их морфологический тип, месяц года и местное время. По разработанной ранее методике получены оценки вклада локальной грозовой активности в вариации компонент магнитной индукции диапазона крайне низких частот в Томске.

Ключевые слова: электромагнитный фон, грозовая активность, синхронный мониторинг, статистический анализ

THUNDERSTORM ACTIVITY IN THE WEST SIBERIAN REGION AND ITS INFLUENCE ON THE ELECTROMAGNETIC HUM OF THE ELF BAND

S. A. Kolesnik, A. A. Kolmakov, I. Yu. Tsyupa

Abstract. In the West Siberian region, thunderstorm activity forms an electromagnetic hum in a wide frequency band. The maximum power density of lightning discharges is concentrated in the range of extremely low frequencies – up to 30 Hz. Thunderstorm activity in place Western Siberia is seasonal in nature and accounts for the summer period. The paper analyzes the thunderstorm activity in the season of 2018, taking into account its main parameters: the location of lightning discharges, their morphological type, month of the year and local time. According to the method developed earlier, estimates of the contribution of local thunderstorm activity to variations of the components of the magnetic induction of the extremely low frequency range in Tomsk were obtained.

Keywords: electromagnetic background, thunderstorm activity, synchronous monitoring, statistical analysis

Введение

Уровень естественного электромагнитного (ЭМ) фона крайне низкочастотного (КНЧ) диапазона (3–30 Гц) в окружающей среде формируется преимущественно за счет глобальной грозовой активности (ГА), являющейся наиболее мощным природным источником ЭМ–излучений [1]. Ежесекундно по земному шару наблюдается до ~20 грозовых разрядов в мировых очагах грозовой активности [2]. Глобальная ГА является основным источником возбуждения резонатора Земля–ионосфера. В результате интерференции ЭМ–волн от источников планетарной ГА возникает явление, названное шумановскими резонансами [1, 3–5] в честь В.О. Шумана. На ряду с глобальной ГА существует региональная грозовая активность. На средних широтах в северном полушарии Земли региональная ГА наблюдается в летний период: начинается, как правило, в апреле и продолжается до второй половины октября, максимум приходится на июнь–июль. Региональная грозовая активность в этот период вносит дополнительный вклад в уровень КНЧ ЭМ–фона, который может по величине на несколько порядков превышать вклад глобальной ГА в точке наблюдения.

Целью проводимых исследований является оценка вклада местных гроз в уровень ЭМ фона КНЧ–диапазона в Сибирском регионе в сезоне наблюдений 2018 года.

Местная грозовая активность в Западной Сибири

Грозовая активность в Сибирском регионе носит выраженный сезонный характер и имеет нерегулярный вид [6]. В отличие от глобальной грозовой активности время и место возникновения местной ГА тесно связано с наличием в регионе развитой облачности и прохождением циклонических фронтов [6].

В работе для регистрации грозовой активности используется однопунктовый грозопеленгатор-дальномер Voltek LD-350 [7]. Грозовые разряды (ГР) уверенно определяются на расстоянии до ~500 километров максимальная область обнаружения до ~800 км. В результате работы LD-350 регистрируются следующие основные характеристики грозовых разрядов: 1) время события с точностью до одной миллисекунды; 2) расстояние до ГР в км; 3) азимут; 4) морфологический тип разряда [4] «облако–облако» (+/-IC) и «облако–поверхность» (+/-CG). Система координат – полярная, центром системы координат является пункт регистрации – полигон «Коларово» (56.34 С.Ш., 84.95 В.Д) [5, 8]. Система координат сориентирована на географический север.

Динамика грозовой активности за сезон 2018 года (май – сентябрь) представлена на рисунке 1. Количественные оценки ГР с учетом их морфологического типа для пяти месяцев 2018 года приведены на рисунке 1а. Имеет место выраженный сезонный ход $N_{ГР}$ с максимумом в июне – 173652 грозовых разрядов. В начале сезона (мае) и в конце сезона (сентябре) грозовая активность минимальна. Общее количество разрядов в мае – 16526 и 8622 в сентябре.

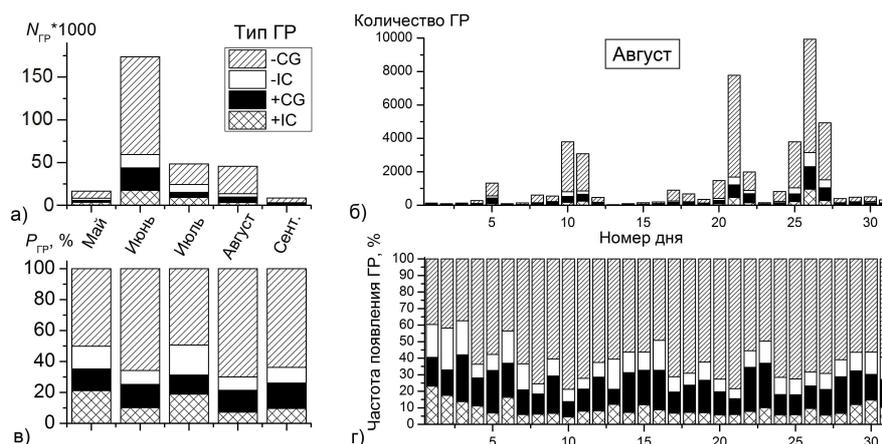


Рис. 1. Динамика грозовой активности в Томске в 2018 году. Количество ГР разных типов за период май – сентябрь (а), август (б); частота появления ГР за период май – сентябрь (в), август (г).

Преобладающим типом грозового разряда за весь сезон являются разряды типа -CG («облако – поверхность» с отрицательным знаком) (рис. 1в). Разряды типа +CG встречаются реже, чем остальные, их максимальная частота появления ($P_{ГР}$) за любые рассмотренные сутки не превышает ~19%, а в среднем для сезона 2018 года менее 14%. Максимум грозовой активности был зафиксирован 14 июля, было зарегистрировано 33546 грозовых разрядов в период с 15.00–19.00 LT при прохождении мощного грозового фронта вблизи Томска. В этот день частота возникновения грозовых разрядов типа -CG достигала 64%.

В качестве примера на рисунке 1 представлены количественные (рис. 1б) и вероятностные (рис. 1г) характеристики грозовой активности за август 2018 года. Построенное распределение количества ГР показало наличие периодов с повышенным уровнем грозовой активности (5, 10–11, 20–23, 25–27 августа). Максимум грозовой активности наблюдался 26 августа в ~10÷11 LT, число ГР в этот день составило 9930. Также наблюдаются дни с относительно низкой активностью (2, 6, 13–14). Минимум грозовой активности в этом месяце наблюдался 13 августа, в этот день было зарегистрировано всего 33 разряда.

За весь сезон 2018 года общее количество дней с повышенной грозовой активностью составило 33 дня: в мае 6, в июне 11, в июле 3, в августе 9 (рис. 1б) и сентябре 4. Частота появления разрядов в указанные дни (с повышенной грозовой активностью) от общего количества ГР за сезон превысила $\sim 86\%$. Отметим, что в июле частота появления межблочных разрядов типа -IC оказалась аномально высокой – в течение 8 дней превышала значение 40% и достигала $\sim 68\%$ 24 июля. В среднем же частота появления разрядов этого типа за весь сезон не превышает 11%.

Возмущения электромагнитного фона КНЧ–диапазона и грозовая активность

Для проведения совместного анализа экспериментальных данных ранее была разработана и программно реализована методика [8] автоматического выделения и обработки возмущений компонент магнитной индукции, вызванных грозowymi разрядами. Входными данными являются временные ряды трех компонент (B_x , B_y и B_z) магнитной индукции (МИ) КНЧ ЭМ–фона [5] и информация о грозовой активности в Сибирском регионе. Регистрация параметров ЭМ–фона КНЧ–диапазона проводится также на полигоне «Коларово». Для этого используется индукционный магнетометр LEMI-30 [5]. Для выделения возмущений в компонентах МИ, вызванных ГР, к исходным данным применяется ВЧ–фильтрация, в результате которой устраняются все медленные вариации с масштабами изменений более пяти секунд. Это позволяет устранить медленные амплитудные дрейфы компонент, регулярные и нерегулярные магнитосферные пульсации, в частности Pc3, Pc4 и т.д. Таким образом, в отфильтрованных данных появляется возможность непосредственной оценки возмущений: δB_x , δB_y , δB_z .

Обработка данных происходит в следующей последовательности: 1) для заданного часового интервала берутся временные реализации компонент магнитного поля, после чего на них накладываются синхронные данные по грозовой активности; 2) при совпадении момента ГР и возмущений δB_x , δB_y , δB_z происходит фиксация факта совпадения, после чего: 3) в специальную таблицу заносятся амплитуды возмущений. Результаты обработки (местное время ГР, расстояние до ГР, значения возмущений компонент МИ и ряд других параметров), далее сохраняются в базе данных для проведения последующего статистического анализа. Важной характеристикой является параметр γ , который определяет отношение модулей возмущений вертикальной и горизонтальной компонент МИ и показывает преобладание вертикальной ($\gamma > 100$), либо горизонтальной компоненты ($\gamma < 100$) см. рисунок 2а. Вертикальная линия (рис. 2а) соответствует значению $\gamma = 100$ и разделяет эти две области.

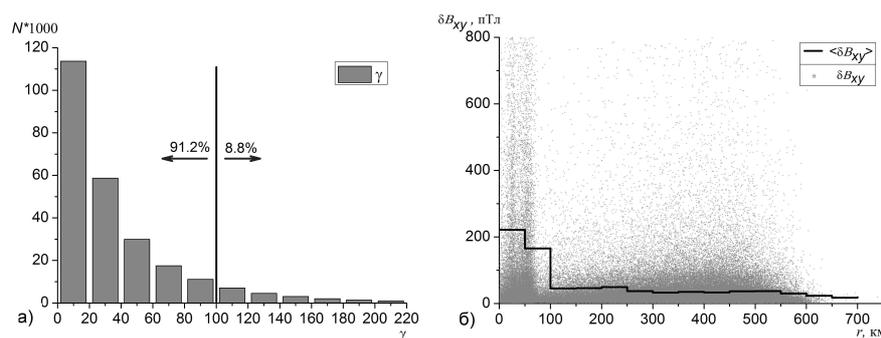


Рис. 2. Возмущение компонент магнитной индукции. Распределение коэффициента γ (а); зависимость величины вариаций горизонтальной компоненты магнитной индукции от расстояния (б).

В работе были выделены и проанализированы значения возмущений компонент МИ. Величина N соответствует числу случаев попадания коэффициента γ в соответствующие диапазоны значений с шагом 20. Установлено, что в $\sim 91\%$ случаев во время фиксации ГР модуль горизонтальной компоненты выше модуля вертикальной компоненты, причем в $\sim 45\%$ случаев δB_{xy} более чем в 5 раз превышает δB_z (рисунок 2а). Числами у стрелок на рисунке 2а указано процентное соотношение количества случаев, соответствующих величине γ меньше и больше 100. Только в $\sim 8,8\%$ случаев в момент регистрации ГР величина γ превысила 100, что, по-видимому,

указывает на незначительную величину горизонтальных токов в области электрического атмосферного пробоя – грозового разряда.

На рисунке 2б приведена величина возмущений горизонтальной компоненты магнитной индукции δB_{xy} , вызванных грозовыми разрядами, в зависимости от расстояния за сезон 2018 года. Точками на графике показаны значения возмущений модуля горизонтальной компоненты магнитной индукции. Черная ломаная линия обозначает средние уровни $\langle \delta B_{xy} \rangle$, определенные для кольцевых кластеров (по аналогии с рисунком 2а – шаг 50 км).

Максимальные значения $\langle \delta B_{xy} \rangle$ регистрируются на удалении до 100 км, что соответствует, близким грозовым разрядам. Распределение коэффициента γ в этой области имеет экспоненциальный вид, в большинстве случаев δB_{xy} во много раз превышает δB_z , что подтверждает преимущественно вертикальный характер протекания токов в наблюдаемых грозовых разрядах. За весь рассмотренный период максимальное значение из всех зафиксированных возмущений компонент МИ, обусловленных ГА, наблюдались 20 июня – в компоненте B_x – составили 70.5 нТл. Средний уровень возмущений горизонтальной компоненты $\langle \delta B_{xy} \rangle$ составил ~ 55 пТл (рис. 2б).

Заключение

Проведенные исследования в Западносибирском регионе на удалении от Томска до ~ 800 км для сезона грозовой активности 2018 года показали, что количество дней с повышенной грозовой активностью составило 33 дня, максимум грозовой активности наблюдался 14 июля в $\sim 15 \div 19$ LT при прохождении через Томск мощного грозового фронта, суммарное число грозовых разрядов за этот день достигло 33546.

Частота появления ГР в дни с повышенной грозовой активностью превышает $\sim 86\%$ от общего числа ГР. Для этих дней определены величины возмущений компонент МИ. Распределение коэффициента γ имеет экспоненциальный вид. Установлено, что в $\sim 91\%$ зарегистрированных случаев во время наблюдения ГР модуль горизонтальной компоненты магнитной индукции выше модуля вертикальной компоненты.

Определена величина возмущений горизонтальной компоненты магнитной индукции δB_{xy} , вызванных грозовыми разрядами, в зависимости от расстояния. Максимальные значения $\langle \delta B_{xy} \rangle$ регистрируются на удалении до 75 км. При этом в этой кольцевой области, чем ближе грозовой разряд, тем выше уровень возмущений модуля горизонтальной компоненты магнитной индукции в КНЧ-диапазоне. На удалениях свыше 125 км в среднем отмечены два локальных максимума $\langle \delta B_{xy} \rangle$ на расстояниях ~ 225 км и 500 км.

Благодарности

Исследование было выполнено на кафедре космической физики и экологии РФФ Национального исследовательского Томского государственного университета.

Список литературы

1. Блюх П. В. Глобальные электромагнитные резонансы в полости Земля – ионосфера. П. В. Блюх, А. П. Николаенко, Ю. Ф. Филиппов. – Киев. «Наука думка», 1977. – 200 с.
2. Web World Wide Lightning Location Network – Режим доступа: <http://wwlln.net/new/map/> (Дата обращения 02.10.2018).
3. Kolesnik, A. G., Kolesnik, S. A., Kolmakov, A. A. and Shinkevich, B. M. // Schumann resonances 1. Monitoring electromagnetic background ELF range, Math. Universities, Physics, Number 2, 2003, 69-73.
4. Surkov V. Ultra and extremely low frequency electromagnetic fields / Surkov V., Hayakawa M. // Springer Japan. 2014. ISBN 978-4-431-54366-4., doi:10.1007/978-4-431-54367-1., P 486.
5. Kolesnik S. A. Kolmakov A.A., Nedosekov D.A. Resonances in the Earth-ionosphere cavity according to the data of magnetic observations in placeCityTomsk // Proc. SPIE 9292. – 20th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics. – 92924V (November 25, 2014). – doi:10.1117/12.2075501.
6. Константинова Д. А. Результаты регистрации молний над юго-восточной территорией Западной Сибири / Константинова Д.А., Горбатенко В.П. // ИЭ Гео-Сибирь. 2016. – Т. 4. № 1. – С. 96-99.
7. Boltek Lightning Detector – Режим доступа: <http://www.boltek.com/product/ld350-lightning-detector> (Дата обращения 02.10.2018).
8. Kolesnik S. A., Kolmakov A. A., Tsyupa I. Yu., Estimation of local thunderstorms at the level of extremely low-frequency electromagnetic background in Tomsk, Proc. SPIE 10833, 24th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 1083321 (13 December 2018); doi: 10.1117/12.2504456.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ, ТОМ II

А	
Абунин А. А.	143
Агафонов М. И.	227
Аджиев А. Х.	557
Айдакина Н. А.	34
Акчурин А. Д.	96, 124, 206
Алексеева Н. Г.	532
Андреева Е. С.	100
Андреев Ю. В.	129
Андрянов А. Ф.	302
Арнаутов Ю. В.	320
Астафьев А. М.	341
Аюров Д. Б.	537
Б	
Бабаев Р. Ф.	214
Бажанов А. С.	320
Баскаков А. И.	186
Бахметьева Н. В.	12, 16, 21, 124
Башкуев Ю. Б.	223, 246, 537
Белашова Е. С.	486
Белашов В. Ю.	486, 491, 509
Бельгибаев Р. Р.	134
Бернхардт П. А.	108, 112
Бессараб П. Ф.	426
Бисярин М. А.	345
Благовещенская Н. Ф.	25, 30, 43, 181, 209
Близоруков А. С.	279
Бова Ю. И.	350, 354
Богушов А. К.	541
Болотин И. А.	96, 100, 104
Борисова Т. Д.	25, 30, 43
Бороноев В. В.	418
Бочкарев В. В.	435
Брянцев Д. М.	345
Бубукин И. Т.	227
Бутуханов В. П.	231
В	
Валиуллин Ф. С.	298
Вертоградов Г. Г.	79
Виноградов А. Г.	465, 469
Виноградов Г. Р.	21
Воейков С. В.	38
Волкова М. А.	263
Востоков А. В.	91
Вяхирев В. Д.	21
Г	
Газимов Т. Ф.	263
Галиуллин А. А.	64
Гарбацевич В. А.	443
Гармаш К. П.	116, 120
Гизатулин И. Ф.	282
Горбунов Р. В.	227
Горелик А. Г.	286
Грачёв В. Г.	186
Грач С. М.	16, 47, 60, 79, 83, 108, 112
Григорьев Г. И.	12
Грунская Л. В.	545
Гулько В. Л.	194, 267
Гущин М. Е.	34
Д	
Давыдов Ю. В.	238
Данилов Е. В.	324, 328
Данилычев М. В.	332
Дембелов М. Г.	223, 246
Дементьев В. В.	279, 282
Дементьев В. О.	60
Демин В. И.	302
Демин Д. А.	234
Демкин В. М.	302
Демнтьев В. О.	47
Денисенков Д. А.	250
Дорожко Н. В.	501
Дубинский А. Ю.	517
Е	
Егоров Д. П.	254
Егошин И. А.	177, 181, 209
Елсуков А. А.	139
Еременко В. А.	497, 505
Ермаков Д. М.	332, 336
Ермолович Ю. Г.	501
Ж	
Жанг Н. М.	368
Жемяков И. Н.	21
Жуков В. Ю.	250
З	
Заборонкова Т. М.	34
Загретдинов Р. В.	47, 527
Зайнетдинов Б. Г.	557, 566
Захарова О. Н.	525
Захаров В. Е.	461, 481
Зудин И. Ю.	34
Зуев А. В.	218
Зыков Е. Ю.	79
И	
Иванов А. А.	155

Иванов В. А.	160, 202	Кужевская И. В.	242
Иванов Д. В.	139, 172	Кузнецов В. Д.	66
Ильина О. В.	525	Кулешов Ю. В.	250, 275
Ильин Г. И.	198	Куликов Ю. Ю.	302
Ильин Н. В.	382	Куповых Г. В.	557, 561
Илюшин Я. А.	147, 151	Кутуза Б. Г.	254, 332, 354
Иннокентьев Д. Е.	592	Кушнарев Д. С.	52
Инюхин В. С.	271	Л	
Исаева А. Г.	238	Лапшина И. Р.	405
Исакевич В. В.	545	Латыпов Р. Р.	214, 238
Исакевич Д. В.	545	Лебедев В. П.	52
Ишин А. Б.	38	Лепёхина Т. А.	190
Й		Лиев К. Б.	271
Йоман Т.	25, 43	Ломухин Ю. Л.	409
К		Ломухин Ю. Л.,	231
Калинина Е. Е.	21	Лукин Д. С.	354
Калинкевич А. А.	164, 168	Лукьянова Р. Ю.	56
Калишин А. С.	25, 30, 43	Луц О. Я.	194
Караваев Д. М.	275	Львова М. В.	306
Караштин А. Н.	549	М	
Караштина О. С.	549	Макитов В. С.	271
Карпов А. В.	405, 457	Маккаррик М. Д.	108
Катков Е. В.	134, 218	Макридин А. Т.	238
Качушкин М. Н.	386	Максимов Д. С.	47
Кибардина И. Н.	477	Манаенкова Н. И.	505
Кириллов А. С.	302	Маруяма Т.	124
Кислицын А. А.	172	Марчук В. Н.	320
Клименко М. В.	426	Масленникова Ю. С.	435
Климова А. С.	227	Масюк В. М.	164, 168
Клово А. Г.	561	Матина П. Н.	294
Когогин Д. А.	47, 60, 527	Мельчинов В. П.	246
Козелов Б. В.	302	Местертон А. П.	320
Козлов В. И.	592	Мещеряков А. А.	194, 267
Колесник С. А.	596	Микрюков П. А.	549
Колмаков А. А.	596	Милих Г. М.	108
Коломиец С. Ф.	286	Михайловский Ю. П.	566
Колотков Г. А.	290, 294	Михалёва Е. В.	350
Колчев А. А.	177, 181, 209	Моисеев А. В.	422
Комаров А. А.	186	Моисеева Н. М.	422
Копнин С. И.	517	Морозов В. Н.	571
Коробков С. В.	34	Морозов Г. А.	198
Корольков В. А.	576	Морозов О. Г.	198
Коротышкин Д. А.	298	Морозов П. А.	443
Корчагин Г. Е.	282	Морозов Ф. П.	443
Кочетков Ю. Г.	495	Мочалова А. В.	413
Крауз П. В.	181, 209	Мочалов В. А.	413
Крашенинников А. В.	553	Мургазина Л. Ш.	324, 328
Крюковский А. С.	350, 354	Мухаметзянов Ф. Ф.	238
Кудрин А. В.	401	Н	
Кудринская Т. В.	557	Нагорский П. М.	571, 576

- Нагуслева И. Б. 537
 Нагуслева И. В. 418
 Насертдинов Р. Р. 214
 Насыров И. А. 47, 60, 64, 527
 Недопекин А. Е. 177, 181, 209
 Николаев В. И. 190
 Новиков В. А. 580
 Носиков И. А. 426
 Носса Э. 112
 Нурғалиев Д. К. 324
- О**
 Овчинников В. В. 160, 202
 Оглезнева М. В. 571
- П**
 Падохин А. М. 100, 147
 Палкин Е. А. 430
 Панкратов А. Л. 227
 Панова О. Ю. 332
 Панюков А. В. 541
 Пекина А. Э. 435
 Пенин С. Т. 290, 294
 Первалова Н. П. 38
 Першин А. В. 104
 Петров Е. Ю. 401
 Петрович А. А. 430
 Пластинин Ю. А. 66
 Попель С. И. 517
 Попов А. В. 439, 443
 Попов В. Б. 566, 584
 Попов М. А. 238
 Постникова Т. Н. 473
 Потехин А. П. 382
 Прокопович И. В. 439, 443
 Пустовалов К. Н. 571, 576
- Р**
 Ракуть И. В. 91, 227
 Ременец Г. Ф. 341
 Ржаницын В. П. 181, 209
 Рогава Дж. Л. 491, 509
 Рогов Д. Д. 181, 209
 Родионова Н. В. 310
 Росточкина Е. А. 258, 315
 Росточкин И. Н. 258, 315
 Рубан А. В. 186
 Рудаменко Р. А. 320, 473
 Ружин Ю. Я. 66, 521
 Рябова М. И. 160, 172
 Рябова Н. В. 134, 202
 Рябов А. О. 71, 75, 96, 100
- Рябченко Е. Ю. 324, 328
 Рыбнов Ю. С. 553
 Рыскин В. Г. 302
- С**
 Саворский В. П. 332, 336
 Сарычев В. Т. 447
 Сафиуллин А. С. 206
 Сахабутдинов А. Ж. 155
 Светашев А. С. 501
 Светличный В. А. 453
 Сергеев Е. Н. 16, 79, 83, 108, 112
 Синькевич А. А. 566, 584
 Сифринг К. 108
 Скворцов И. В. 214
 Смирнова О. В. 453
 Смирнов В. М. 521
 Смирнов М. Т. 332, 336
 Смоляков А. Д. 324, 328
 Соколенко Л. Г. 557
 Соловьёв А. В. 553
 Соловьёв С. П. 553
 Сорокин В. М. 580, 588
 Старых Д. С. 584
 Стриковский А. В. 34
 Суворов С. С. 250
 Сулимов А. И. 405, 457
- Т**
 Тарабукина Л. Д. 592
 Тарабукин И. А. 306
 Татарина К. В. 461, 481
 Теохаров А. Н. 465, 469
 Тептин Г. М. 282
 Терентьев М. В. 234
 Терещенко Е. Д. 87
 Тимошенко Д. В. 561
 Толмачева А. В. 12
 Торопова М. Л. 584
 Троицкий А. В. 91, 227
 Туен Л. К. 368
 Турышев Л. Н. 501
- Ф**
 Фасхутдинов Л. М. 198
 Федосеева Е. В. 258, 315
 Филареева И. Д. 364
 Филиппов М. Ю. 143
 Фролов В. Л. 56, 71, 75, 91, 96, 100, 104, 116,
 120, 124
- Х**
 Хагстрем И. 25, 30

Хаптанов В. Б.	223	Ю	
Харшиладзе О. А.	486, 491, 509	Юрик Р. Ю.	87
Хасанов Д. Ф.	206	Юсупов К. М.	124
Хахинов В. В.	52	Юшкова О. В.	473, 477
Ходатаев Н. А.	143	Юшков В. В.	473, 477
Хуторова О. Г.	279, 282	Я	
Хуторов В. Е.	279, 282	Яблоков А. А.	227
Ц		Яценко А. К.	580, 588
Цюпа И. Ю.	596	В	
Ч		Binh Truong Thanh.	372
Черкашин Ю. Н.	495, 497	Н	
Чернов А. А.	172, 218	Hung Luu Quang.	372, 377
Чернов А. Г.	181, 209	Huong Ngo Xuan.	391
Черногор Л. Ф.	116, 120	К	
Чернушич А. П.	332, 336	Khiem Nguyen Khac.	372, 391, 396
Черняков С. М.	87	Н	
Чикляев Н. А.	359	Nhung Djin Thi.	396
Чубинский Н. П.	234	С	
Чумаков С. О.	497	Son Nguyen Ngoc.	391
Чупин М. М.	238	Т	
Чурсин В. В.	242	Tan Pham Huu.	396
Ш		Thinh Bui Dinh.	377
Шербоев М. А.	527	У	
Шерстюков О. Н.	298, 324, 328	Van Nguyen Thanh.	377
Шерстюков Р. О.	104, 124	У	
Шиндин А. В.	16, 47, 60, 79, 83, 108, 112	Yang J.	584
Шишаев В. А.	302		
Шлюгаев Ю. В.	549		
Шорохова Е. А.	100		
Шумаев В. В.	177, 181, 209		
Щ			
Щукин Г. Г.	250, 258, 275		

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ, ТОМ I

А

Адвокатов В. Р.	469
Акчурин А. Д.	319, 328, 482
Алимов О. А.	101
Алсаткин С. С.	238
Ангархаева Л. Х.	473, 477
Андреева Е. С.	105
Анишин М. М.	75
Артамонов М. Ф.	238
Афанасьев Н. Т.	93, 97
Ахметов О. И.	460
Аюров Д. Б.	464, 469

Б

Бабченко С. В.	448
Барабашов Б. Г.	75
Башкуев Ю. Б.	464, 469, 473, 477, 491, 495
Белаховский В. Б.	460
Белашова Е. С.	83
Белашов В. Ю.	83
Белецкий А. Б.	58
Белинская А. Ю.	117
Бернгардт О. И.	12, 215, 251
Большасова Л. А.	427, 431
Бондаренко М. И.	141
Бороноев В. В.	499
Бочкарев В. В.	180, 260
Браницкий А. В.	184
Буянова Д. Г.	469, 473, 477
Бычков В. В.	117

В

Валов В. А.	376
Васильев Р. В.	12, 238, 315
Вертоградов В. Г.	364
Вертоградов Г. Г.	364, 372, 376
Веснин А. М.	225, 251, 368, 380, 388, 397
Воейков С. В.	264, 368
Выборнов Ф. И.	372, 376

Г

Гаврик А. Л.	141, 146
Гаврилов Б. Г.	150, 502
Галиев А. А.	406
Герм В. Э.	49, 155
Гивишвили Г. В.	207
Голубь А. П.	67
Гомонов А. Д.	159
Грач С. М.	58
Григорьева С. А.	117
Грицута А. Н.	431

Гркович К. В.	12, 215
Грозов В. П.	281
Гумеров Р. И.	58

Д

Далин П. А.	268
Данилкин Н. П.	207, 286, 294
Данилов И. С.	286
Дембелов М. Г.	469, 473, 477, 491
Демин Д. С.	75
Деминова Г. Ф.	126
Деминов М. Г.	122, 126
Деминов Р. Г.	122
Денисенко П. Ф.	129, 133
Денисова В. И.	75
Дмитриев Ю. Р.	332
Дрюк А. В.	137

Е

Едемский И. К.	388
Ермак В. М.	150, 502
Ермакова Е. Н.	482

Ж

Жбанков Г. А.	133, 172, 192
Жеребцов Г. А.	12
Живетьев И. В.	388
Жуков А. В.	397
Журавлев С. В.	75, 294

З

Заалов Н. Ю.	49, 393
Захаров В. И.	349
Зеленый Л. М.	67
Зернов Н. Н.	49, 137
Зецер Ю. И.	150
Золотухина Н. А.	211
Зыков Е. Ю.	401

И

Иванников Д. А.	168
Ильин Н. В.	247
Илюшин Я. А.	243
Ишмуратов Р. А.	163

К

Калабанов С. А.	163
Калашникова Т. М.	101
Калитенков Н. В.	159
Карпачев А. Т.	172, 192
Карпов А. В.	20, 406

Ким В. Ю.	184, 188	Назаренко М. О.	105
Киреева А. И.	299	Насыров И. А.	58
Киселев А. В.	368, 388, 397	Науменко А. А.	110, 247, 272
Кладкин В. П.	495	Нестеров И. А.	105, 243
Клименко В. В.	58, 192, 290	Никитенко Т. В.	230
Клименко М. В.	192, 290	Нишитани Н.	354
Кобякова С. Е.	332	Нудьга А. А.	411
Когогин Д. А.	58	О	
Колесник С. А.	196, 486	Оводенко В. Б.	192
Колмаков А. А.	196, 486	Ойнац А. В.	251, 256, 354
Коломиец С. Ф.	141	Олейник И. А.	260
Комраков Г. П.	58	Омпоков В. Д.	499
Копнина Т. Ф.	141	Орлов А. И.	12
Котова Д. С.	192	П	
Котович Г. В.	281	Павлов А. А.	491, 495
Котонаева Н. Г.	75, 276, 286, 294	Падохин А. М.	105, 380
Коуба Д.	117	Палкин Е. А.	32
Крашенинников И. В.	203, 207	Панченко В. А.	117
Крюковский А. С.	32	Пензин М. С.	281
Куркин В. И.	12, 110, 211, 281	Перевалова Н. П.	264
Кушнарев Д. С.	12, 315	Перминов В. И.	268
Л		Пермяков В. А.	29
Лавринова Л. Н.	440, 444	Перцев Н. Н.	268
Лавринов В. В.	431, 440, 444	Першин А. В.	372, 376, 482
Лавыгин И. А.	215	Пикалов М. В.	196
Лапицкий В. Ф.	305	Подлесный А. В.	110, 211, 247, 272
Лебедев В. П.	12, 215, 337	Подчасский А. С.	220
Лисенко А. А.	448	Поклад Ю. В.	150, 502
Лобанов К. А.	220	Полетаев Д. А.	411
Луканина Л. А.	141	Полех Н. М.	211
Лукин В. П.	427, 431	Полиматиди В. П.	184, 188
Лукин Д. С.	32	Полякова А. Г.	168, 276
Ляхов А. Н.	150, 502	Пономарчук С. Н.	281
М		Попель С. И.	67
Макаренкова Е. В.	155	Пулинец С. А.	286, 349
Малецкий Б. М.	225, 368, 388	Пучков В. А.	188
Мальцева О. А.	230	Р	
Матвиенко Г. Г.	448	Растягаев Д. В.	32
Медведев А. В.	12, 238, 315, 337, 354, 359	Ратовский К. Г.	117, 192, 238, 290, 323, 354, 359
Медведева И. В.	354	Репин А. Ю.	75
Мелич Й.	117	Романов И. В.	207, 294
Мельчинов В. П.	473, 491, 495	Ромейко В. А.	268
Минасян Г. Г.	243	Руденок И. П.	299
Мингалев И. В.	460	Русин С. В.	305
Мингалев О. В.	460	Рябов А. В.	482
Михайлов В. В.	276	Ряховский И. А.	150, 502
Москалева Е. В.	393	Рыбаков В. А.	150, 502
Мыльникова А. А.	251, 368		
Н			
Нагуслаева И. Б.	477		

С

Сахтеров В. И.	308
Светличный В. А.	414
Селин А. А.	431
Сергеев Е. Н.	58
Сергеенко Н. П.	311
Серебенникова С. А.	397
Сетов А. Г.	12, 176, 315, 337
Сидоренко А. Е.	341
Симатов В. Л.	406
Смирнова О. В.	414
Смирнов Г. С.	328
Соин Е. Л.	431
Соковишин М. А.	422
Соколенко Б. В.	411
Соловьев Б. Д.	491
Сорокин В. М.	418
Соцкий В. В.	129, 133
Стародубровский А. С.	376
Старосек А. В.	411
Степанов А. Е.	117, 332
Суворова Э. В.	460
Сулимов А. И.	20, 406
Суханов А. Я.	451
Сухарев А. А.	455
Суходоев В. А.	268
Сыроватский С. В.	388

Т

Ташлыкков В. П.	337
Тащилин А. В.	251
Теменс Д. Р.	192
Терещенко Е. Д.	105, 341
Терещенко П. Е.	341
Тинин М. В.	345
Титова М. А.	349
Толстикова М. В.	238, 354, 359
Туманова Ю. С.	105
Турянский В. А.	113

У

Урядов В. П.	372, 376
-------------------	----------

Ф

Фасхутдинов Л. М.	435
Федоров Р. Р.	12
Филиппов М. Ю.	207
Фролов К. В.	305

Х

Хабитуев Д. С.	117, 176, 323, 384
Халипов В. Л.	332
Хаптанов В. Б.	477, 495
Харшиладзе О. А.	83
Христофоров С. В.	180

Ц

Цедрик М. В.	110, 272
Цюпа И. Ю.	486
Цыбуля К. Г.	75

Ч

Чайка Е. Г.	364, 376
Черкашин Ю. Н.	41
Черниговская М. А.	117, 323, 384
Черняков С. М.	113, 159, 460
Чудаев С. О.	93, 97

Ш

Шаманаев В. С.	448
Шаповалова Ю. А.	159
Шемелов В. А.	220
Шерстюков О. Н.	20, 319
Шерстюков Р. О.	319
Шиндин А. В.	58
Шпынев, Б. Г.	384
Шпынев Б. Г.	117, 176, 323
Шубин В. Н.	203
Шулипа Д. А.	305

Щ

Щенников А. В.	482
---------------------	-----

Ю

Юрик Р. Ю.	159
-----------------	-----

Я

Ясюкевич А. С.	192, 264, 380, 384
Ясюкевич Ю. В.	192, 225, 251, 290, 368, 380, 388, 397
Яценко А. К.	418

Н

Nozumi K.	235
----------------	-----

М

Ma G.	235
Maruyama T.	235

Научное издание

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Труды XXVI Всероссийской открытой научной конференции

Казань, 1–6 июля 2019 г.

Том II

Составитель и научный редактор

Д. С. Лукин

Компьютерный дизайн и вёрстка

И. А. Насыров

Компьютерный набор и вёрстка

Д. А. Когогин

Идея логотипа Конференции

Е. П. Корчанина

Дизайн обложки

О. Ю. Панищев

Технический корректор

А. Р. Ильдирякова

Подписано в печать 21.06.2019.

Бумага офсетная. Печать ризографическая.

Формат 60 × 84 1/16. Гарнитура «Таймс». Усл. печ. л. 35,34.

Уч. -изд. л. 32,5. Тираж 100 экз. Заказ 210/6

Отпечатано с готового оригинал–макета
в типографии Издательства Казанского университета

420008, г. Казань, ул. Профессора Нужина, 1/37
Тел. 231–53–59, 292–65–60
