

Учредитель: учреждение Российской Академии наук «Научно-технологический центр уникального приборостроения»

Издатель: учреждение Российской Академии наук «Научно-технологический центр уникального приборостроения»

Журнал зарегистрирован 15 февраля 2000 г. Министерством Российской Федерации по делам печати, телерадиовещания и средств массовой информации

Свидетельство о регистрации ПИ № 77–1685

Физические Основы Приборостроения

2012. Том 1. № 4

ISSN: 2225–4293

Журнал переиздается на английском языке под названием «Physical Bases of Instrumentation»

РЕДКОЛЛЕГИЯ

Пустовойт В. И., гл. редактор, академик РАН, д.ф.-м.н., профессор
Кравченко В. Ф., зам. гл. редактора, д.ф.-м.н., проф.
Боритко С. В., д.ф.-м.н., проф.
Васильев В. П., д.т.н., проф.
Виноградов Е. А., академик РАН, д.ф.-м.н., проф.
Гуляев Ю. В., академик РАН, д.ф.-м.н., проф.
Дианов Е. М., академик РАН, д.ф.-м.н., проф.
Жижин Г. Н., д.ф.-м.н., проф.
Компанец О. Н., д.ф.-м.н., проф.
Кошкин В. И., д.ф.-м.н., проф.
Крохин О. Н., академик РАН, д.ф.-м.н., проф.
Мазур М. М., д.т.н.
Морозов А. Н., д.ф.-м.н., проф.
Отливанчик Е. А., к.ф.-м.н.
Пожар В. Э., д.ф.-м.н.
Федоров И. Б., академик РАН, д.т.н., проф.
Филачев А. М., член-корр. РАН, д.т.н., проф.
Холодов А. С., член корр. РАН, д.ф.-м.н., проф.
Яковлев В. П., д.ф.-м.н., проф.

EDITORIAL BOARD

Pustovoit, V. I., Editor-in-Chief, Academician RAS, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof.
Kravchenko, V. F., Deputy Editor-in-Chief, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof.
Boritko, S. V., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof.
Vasiliev, V. P., Dr. Sci. (Techn.), Prof.
Vinogradov, E. A., Academician RAS, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof.
Gulyaev, Yu. V., Academician RAS, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof.
Dianov, E. M., Academician RAS, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof.
Zhizhin, G. N., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof.
Kompanets, O. N., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof.
Koshkin, V. I., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof.
Krohin, O. N., Academician RAS, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof.
Mazur, M. M., Dr. Sci. (Techn.)
Morozov, A. N., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof.
Otlivanchik, E. A., Cd. Sci. (Phys.-Math.)
Pozhar, V. E., Dr. Sci. (Phys.-Math.)
Fedorov, I. B., Academician RAS, Dr. Sci. (Techn.), Prof.
Filachev, A. M., Associate of the RAS, Dr. Sci. (Techn.), Prof.
Holodov, A. S., Associate of the RAS, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof.
Yakovlev, V. P., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof.

© НТЦ УП РАН, 2012

Адрес редакции: 117342, Москва, ул. Бутлерова, д. 15, комн. 232.
www.physbi.ru
www.jfop.ru

Зав. редакцией: **Чуриков Д. В.**
Телефон редакции: **8 (495) 334–83–50**
E-mail: red-fop@mail.ru
Skype: **physbi**

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

ОБЗОРЫ

REVIEWS

Гадзиева А.А., Заргано Г.Ф., Земляков В.В., Крутиев С.В.
SIW-технологии, история создания, современное состояние и перспективы развития

4 **Gadzieva, A.A., Zargano, G.F., Zemlyakov, V.V., and Krutiev, S.V.**
SIW-Technology, History of Creation, Current State and Development Prospects

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ В МИЛЛИМЕТРОВОМ И СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНАХ

DEVICES AND METHODS OF MEASUREMENTS IN MILLIMETER AND SUBMILLIMETER RANGES

Кузьмичев И.К., Попков А.Ю., Рудь Л.А.
Возбуждение TE_{11} и TE_{01} волн в коаксиальном волноводе, включенном в состав открытого резонатора
Часть 2. Моделирование ключа

14 **Kuzmichev, I.K., Popkov, A. Yu., and Rud, L.A.**
Excitation of TE_{11} and TE_{01} Waves in a Coaxial Waveguide Incorporated into an Open Resonator
Part 2. Switch Modeling

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

DEVICES AND METHODS OF REMOTE SENSING

Валов В.А., Вертоградов Г.Г., Вертоградов В.Г., Вертоградова Е.Г., Кубатко С.В., Урядов В.П., Черкашин Ю.Н.
ЛЧМ ионозонд-радиопеленгатор и его применение в ионосферных исследованиях

24 **Valov, V.A., Vertogradov, G.G., Vertogradov, V.G., Vertogradova, E.G., Kubatko, S.V., Uryadov, V.P., and Cherkashin, Yu. N.**
LFM Ionosonde-Radiodirection Finder and Its Application in the Ionospheric Researches

Игнатьев В.К., Козин Д.А., Орлов А.А., Станкевич Д.А.
Микромагнитный метод микроструктурного анализа ферромагнитных цилиндрических образцов

44 **Ignatjev, V.K., Kozin, D.A., Orlov, A.A., and Stankevich, D.A.**
Microstructural Analysis of Micromagnetic Method Ferromagnetic Cylindrical Sample

Горелов А.М., Зевакин Е.А., Иванов С.Г., Каледин С.Б., Леонов С.О., Носов В.Н., Савин А.С.
О комплексном подходе к дистанционной регистрации гидродинамических возмущений морской среды оптическими методами

58 **Gorelov, A.M., Zevakin, E.A., Ivanov, S.G., Kaledin, S.B., Leonov, S.O., Nosov, V.N., and Savin, A.S.**
About the Complex Approach to Remote Registration of Hydrodynamic Disturbances in the Sea Medium by Means of Optical Methods

Иванов В.А., Иванов Д.В., Рябова Н.В.
Зондирование ионосферы и многомерного КВ радиоканала сигналами с линейной частотной модуляцией

66 **Ivanov, V.A., Ivanov, D.N., and Ryabova, N.V.**
Sounding the Ionosphere and Multidimensional HF Radio Channel by Signals with Linear Frequency Modulation

Вязьмитинов И.А., Мирошниченко Е.И., Сытник О.В.
Статистические свойства спектральных оценок информационных сигналов при зондировании малоподвижных объектов

78 **Vyazmitinov, I.A., Myroshnichnko, Ye.I., and Sytnik, O.V.**
Statistical Properties of Spectral Estimates of Information Signals for Sounding of Slowly Moving Targets

МЕТОДЫ ВЫСОКОТОЧНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ И ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

METHODS OF HIGH-PRECISION MEASUREMENTS AND REPRODUCTION OF PHYSICAL VALUES

Али М., Балашов А.А., Вагин В.А., Качурин Ю.Ю., Кирьянов А.П., Шапкарин И.П.
Лазерные интерференционные холоэллипсометры для мониторинга двумерных одноосных кристаллов

86 **Ali, M., Balaschov, A.A., Vaguine, V.A., Kachurin, Yu.Yu., Kiryanov, A.P., and Schapkarin, I.P.**
Laser Interference Holoellipsometers for the Monitoring of Two-Dimension Uniaxial Crystals

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ		MATHEMATICAL MODELING OF PHYSICAL PROCESSES
Клочкова Д. В., Савченко В. П., Сидняев Н. И. Физические принципы и математическая модель управления индуктивным сопротивлением спутников в ионосфере планеты	98	Klochkova, D. V., Savchenko V. P. and Sidnyaev, N. I. Physical Principles and Mathematical Model of Control of Inductive Resistance of Companions in a Planet Ionosphere
ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИБОРОВ И УСТРОЙСТВ МЕТРОЛОГИИ		PHYSICAL BASES OF METROLOGY INSTRUMENTS AND DEVICES
Куницын В. Е., Салецкий А. М., Усманов Н. Н. Динамическое распределение температуры воздушной среды в окрестности проводника с током при неравновесном процессе	106	Kunitsyn V. E., Saletsky A. M., and Usmanov N. N. The Dynamic Distribution of Temperature of Air Space in Vicinity to Current Conductor at Non-Equilibrium Processes
НАШИ ЮБИЛЯРЫ		OUR HERO OF THE DAY
Масалов Сергей Александрович (к 75-летию со дня рождения)	110	Masalov Sergey Aleksandrovich (to the 75 th Anniversary)
Кураев Александр Александрович (к 75-летию со дня рождения)	112	Kuraev Alexander Aleksandrovich (to the 75 th Anniversary)
СОДЕРЖАНИЕ ТОМА 1	114	CONTENTS OF THE VOLUME 1

Уважаемые читатели!

Подписка на журнал оформляется через подписное
агентство «Книга-Сервис» и объединенный каталог
«Пресса России» (подписной индекс **29196**)

Сдано в набор 10.10.2012. Подписано в печать 15.11.2012.
Формат бумаги 420x297. Печать цифровая. Печатных листов 29.
Тираж 500 экз. Цена договорная.
Отпечатано «ООО DC Print», г. Подольск, ул. Мраморная 3, оф. 57.

Все права защищены.
Перепечатка материалов журнала невозможна без письменного разрешения редакции.

ОБЗОРЫ

УДК 621.372.8

SIW-ТЕХНОЛОГИИ, ИСТОРИЯ СОЗДАНИЯ, СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ

© Авторы, 2012

Гадзиева А. А. — аспирант кафедры радиофизики Южного федерального университета, Ростов-на-Дону. E-mail: 89185984834@rambler.ru

Заргано Г. Ф. — доктор физ.-мат. наук, профессор, член-корр. РАН, заведующий кафедрой радиофизики Южного федерального университета. E-mail: zargano@yandex.ru

Земляков В. В. — кандидат физ.-мат. наук, доцент кафедры прикладной электродинамики и компьютерного моделирования Южного федерального университета. E-mail: vvezem@yandex.ru

Крутиев С. В. — студент кафедры прикладной электродинамики и компьютерного моделирования Южного федерального университета. E-mail: sergey-kryt@yandex.ru

Аннотация

В работе проводится обзор зарубежной литературы по вопросу возможностей реализации волноводных элементов в структуре многослойных интегральных микросхем сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн. Рассматриваются преимущества нового класса структур, названных SIW (Substrate Integrated Waveguide), интегрированный в подложку волновод, их принцип построения и особенности реализации различных пассивных и активных компонентов на их основе. Описаны методики расчета и проектирования SIW-устройств, в частности возможности адаптации хорошо известных алгоритмов анализа и синтеза волноводных элементов в классическом цельнометаллическом исполнении на SIW. Отмечено, что в качестве одного из перспективных направлений дальнейшего развития можно рассматривать переход от прямоугольных волноводов к волноводам сложного сечения, в частности гребневым, в составе SIW-устройств.

Ключевые слова: многослойная интегральная микросхема, интегрированный в подложку волновод, волновод сложного сечения, керамика с низкой температурой обжига, фильтр, антенна

Abstract

The review of foreign literature concerning possibilities of realization of waveguides elements in the structure of multilayered integrated chips in centimeter and millimeter waves is carried out. The advantages of a new class of the structures called SIW (Substrate Integrated Waveguide), their principle of construction and feature of realization of various passive and active components on their basis are considered. The design procedure of SIW devices, in particular the possibilities of adaptation of well-known algorithms of analysis and synthesis of waveguide elements in classical all-metal representation on SIW are described. It is noted that as one of the perspectives of further development of SIW devices it is possible to consider a transition from rectangular waveguides to waveguides of complex cross-sections, in particular ridged waveguides.

Key words: Multilayered Integrated Chips, Substrate Integrated Waveguide, Waveguides of Complex Cross-sections, LTCC, Filter, Antenna

Современные технологии проектирования и производства интегральных микросхем открывают возможности интегрирования в свою структуру трехмерных элементов, в частности прямоугольных волноводов и объемных резонаторов на их основе. Такая технология получила название SIW-технология. Интегрированный в подложку волновод (Substrate Integrated Waveguide (SIW)) представляет собой волноводоподобную структуру, созданную двумя рядами металлических цилиндров, соединяющих две параллельные металлические пластины, ограничивающих диэлектрическую подложку. Таким образом, не планарный прямоугольный волновод может быть изготовлен в планарной форме с применением существующих технологий производства, например в виде печатных плат или керамики с низкой температурой обжига. SIW структуры демонстрируют практически те же электродинамические характери-

стики распространения, что и классический прямоугольный волновод, включая распределения поля и дисперсионные характеристики. Особенностью SIW структур является то, что они сохраняют большинство преимуществ классических волноводов — большая передаваемая мощность, малые потери, полностью экранированная структура, высокая добротность резонаторов; приобретаемая при этом особенности планарных структур — малые размеры и вес, низкая стоимость производства. SIW-технология может быть успешно использована для создания таких устройств как фильтры, направленные ответвители, фазовращатели, усилители, фазированные антенные решетки и антенны вытекающей волны. Одно из главных преимуществ SIW-технологии — это возможность интегрировать все компоненты на одной подложке, включая пассивные компоненты, активные элементы и даже антенны. Более того, создавать многослойные интегральные схемы.

Известны следующие методы реализации интегрированных в подложку волноводов: многослойные GaAs монокристаллические интегральные микросхемы (MMIC), керамика с низкой температурой обжига — КНТО (Low Temperature Co-fired Ceramic — LTCC), стандартные микроволновые интегральные микросхемы (MIC) и толсто пленочные технологии.

В LTCC технологии цельнометаллические боковые стенки волновода обычно заменяются рядами металлических штырей, что значительно облегчает производство. Поскольку размеры и расстояния между металлическими штырями достаточно велики в LTCC технологии, то это ограничивает ее применение нижним краем миллиметрового диапазона, и обусловлено, как технологическими трудностями, так и возрастающим уровнем потерь на излучение. Многослойные GaAs монокристаллические интегральные микросхемы позволяют производство цельнометаллических боковых стенок волновода, однако такие волноводы обладают серьезными потерями из-за геометрических ограничений по высоте. Многослойные толсто пленочные технологии дают возможность производить интегрированные в подложку волноводы с цельнометаллическими стенками и малыми потерями до частоты 100 ГГц и выше. Известно, что диапазон частот 60–90 ГГц активно используется в беспроводных сетях, биомедицинских устройствах, автомобильных радарх, датчиках изображения. Однако такие волноводы достаточно сложны в производстве, особенно при высоких требованиях к точности размеров.

Попытки интеграции волноводных элементов в планарные структуры начали предприниматься с 90-х годов прошлого века. Одним из первых упоминаний в литературе был патент японских ученых [1], опубликованный в 1994 году, в котором был предложен новый волновод, заполненный диэлектриком, с двумя рядами металлических штырей вместо боковых стенок. Немного позднее другой патент [2] из США описал возможность реализации волноводов в структуре LTCC, так называемая «слоистая диэлектрическая структура». В 1997 году начинается пробное использование SIW-технологий для миллиметровых антенных решеток [3, 4] и для реализации узлов на базе LTCC [5]. В [4], например, представлены результаты расчетов и производства интегрированных в подложку волноводов и фильтров для миллиметрового диапазона длин волн с применением фотопроявляемых толсто пленочных материалов. Представлены чебышевские фильтры, работающие в диапазонах V-, W-, D- и G-.

Начиная с 2000-х годов, исследованиями SIW-технологий и устройств на их основе занимается группа ученых под руководством профессора Ки Ву (Ke Wu) в научном центре Poly-Grames. Идет активная разработка по проектированию и моделированию SIW-компонентов: простой и эффективный переход с микрополосковой линии на SIW [6] и другие планарные переходы [7–11], фильтры [12–17], ответвители [18–20], диплексеры [21, 22], многополюсники [23], циркуляторы [24, 25] и антенны [26–31]. Учитывая простоту интеграции был также разработан ряд активных устройств на базе SIW: осцилляторы [32, 33], смесители [34] и усилители [35, 36].

Развитие SIW-технологий требовало разработки быстродействующих и эффективных алгоритмов и методик анализа и синтеза, обеспечивающих расчет SIW-структур с учетом всех особенностей их производства и функционирования, включая дифракционные эффекты, потери на излучения, погрешности изготовления и т. д. [37–42]. Так, в 2002 году на основе метода BI-RME (Boundary Integral Resonant Mode Expansion) совместно с теоремой Флоке были изучены дисперсионные свойства SIW для случая прямоугольного волновода [37]. В частности показано, что прямоугольный SIW обладает теми же характеристиками распространения, что и классический прямоугольный волновод. Получены эмпирические формулы для эквивалентной ширины классического прямоугольного волновода, имеющего ту же высоту и диэлектрическое заполнение (рис. 1)

$$a_{SIW} = a_{RWG} + d^2 / (0.95h),$$

где a_{SIW} и a_{RWG} соответственно ширина SIW и эквивалентного классического прямоугольного волновода, d и h — диаметр и высота вертикальных штырей, формирующих боковые стенки волновода.

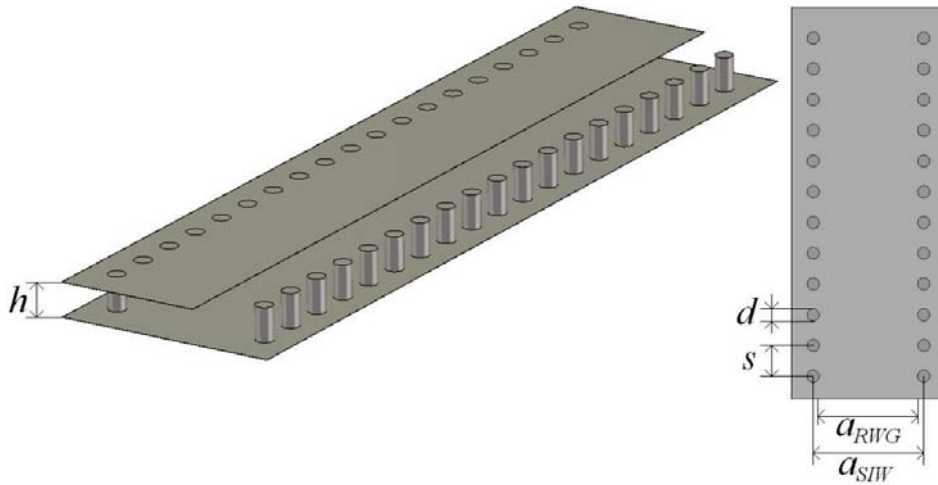


Рис. 1. SIW-структура

Данное выражение дает точность в пределах $\pm 5\%$ для соотношений $h < \lambda_0 \sqrt{\varepsilon}/2$ и $h < 4d$, где λ_0 — длина волны в свободном пространстве, ε — относительная диэлектрическая проницаемость.

Другие экспериментально полученные соотношения для размеров были даны в [26] и показывают точность в пределах $\pm 1\%$

$$a_{RWG} = a_{SIW} \left(\xi_1 + \xi_2 \left/ \left(\frac{s}{d} + \frac{\xi_1 + \xi_2 - \xi_3}{\xi_3 - \xi_1} \right) \right. \right),$$

где

$$\xi_1 = 1.0198 + \frac{0.3465}{\frac{a_{SIW}}{s} - 1.0684}, \quad \xi_2 = -0.1183 - \frac{1.2729}{\frac{a_{SIW}}{s} - 1.2010}, \quad \xi_3 = 1.0082 - \frac{0.9163}{\frac{a_{SIW}}{s} + 0.2052}.$$

Для SIW структур более сложного поперечного сечения предлагаются обобщенные правила на величины диаметра металлических штырей боковой стенки волновода и расстояния между ними для минимизации потерь на излучение. Такие соотношения [43, 44] обычно считаются достаточными, но не всегда обязательными

$$d < 0.2\lambda_g; s \leq 2d,$$

где λ_g — длина волны в волноводе.

В 2005 году были проведены исследования характеристик рассеяния в SIW устройствах на основе процедуры численной многомодовой калибровки. В частности было показано, что в волноводных структурах с боковыми стенками, выполненными с помощью последовательно расположенных металлических штырей, могут распространяться только моды H_{n0} , обеспечивая тем самым естественную модовую фильтрацию. Построение и исследование поверхностных токов позволило сформулировать ряд технологических требований. Также было проведено [37] дальнейшее улучшение эмпирической формулы расчета эквивалентной ширины прямоугольного волновода сравнения

$$a_{RWG} = a_{SIW} - 1.08 \frac{d^2}{s} + 0.1 \frac{d^2}{a_{SIW}}.$$

С 2005 года SIW-технологии продолжают развиваться [45–52]. Так, за последние два года появилось большое количество работ, как развивающих ранее предложенные методики расчета и конструирования различных устройств, так и предлагающих новые современные решения.

В [53] рассмотрены фундаментальные вопросы создания и функционирования интегрированных в под-

ложку волноводов. Предложен численно-аналитический метод расчета характеристик SIW, представляющий собой комбинацию метода граничных интегралов и метода модового резонанса. Метод обладает высокой вычислительной скоростью, однако требует особых настроек для каждого конкретного случая расчетов. В качестве примера решена задача синтеза полосно-пропускающего фильтра на частоту 10 ГГц с полосой 10%. В [54] излагается иная методика расчета характеристик интегрированных в подложку волноводов и устройств на их основе. Предлагается решение задачи на собственные значения путем разделения структуры на элементарные ячейки с применением периодических граничных условий, и решением задачи о возбуждении резонатора с соответствующей нагрузкой. Получены выражения для вычисления постоянных распространения и затухания, проведено сравнение с пакетом CST Microwave Studio, показавшее хорошее совпадение результатов. В качестве примера реализации разработанного алгоритма предложен расчет антенны вытекающей волны с применением лево/право-сторонней линии передачи, реализованной по SIW-технологии. Сравнение результатов расчетных с экспериментальными данными показало хорошее совпадение постоянных распространения и затухания. В [55] исследуются различные модели определения эквивалентных размеров интегрированных в подложку волноводов, определены зависимости диаметра вертикальных металлических штырей и расстояния между ними при формировании боковых стенок волновода от диэлектрической проницаемости материала подложки, предложены оценки потерь в SIW-устройствах.

Алгоритм и методика анализа SIW-устройств, имеющих несколько входов и выходов, предложен в [56]. Особенностью методики является сведение задачи к двумерной электромагнитной задаче в предположении отсутствия вариаций поля в направлении нормальном к подложке. Падающие и рассеянные от металлических цилиндров волны представляются в виде разложения по цилиндрическим волнам. Показано высокое быстродействие алгоритма по сравнению с существующими коммерческими программами трехмерного моделирования, реализующими прямые численные методы.

Работа [57] посвящена оценке влияния погрешностей производства на характеристики устройств, реализованных по SIW-технологии. Проведены статистические оценки, подтвержденные экспериментальными результатами, отклонения характеристик полосно-пропускающих фильтров с центральной частотой 30 ГГц. Выделены основные причины возникновения отклонений геометрических размеров при производстве, среди которых выделены следующие: погрешность позиционирования при переносе образца из лазерной установки в плавильную машину (~50 мкм), ошибка в толщине волновода и расположении отверстий, формирующих вертикальные стенки волноводов (~50 мкм), погрешности в размерах отверстий (~50 мкм при диаметре отверстия 0.8 мм).

В [58] рассмотрены конструкции переходов с коаксиальной линии на SIW и с копланарного волновода на SIW. Разработана геометрия перехода обладающего коэффициентом отражения менее -15 дБ в полосе 8–18 ГГц.

В [59] представлен трехрезонаторный чебышевский полосно-пропускающий фильтр на частоту 5.15 Гц с полосой 5%, реализованный по SIW-технологии в LTCC. Потери на рассеяние составили порядка -5 дБ и уровень затухания в полосе пропускания -25дБ. Ввод и вывод энергии осуществлялся с помощью микрополосковых линий. В [60] также решена задача синтеза полосно-пропускающего фильтра, реализованного по SIW-технологии. В качестве прототипа использован фильтр на прямоугольном волноводе с тонкими индуктивными диафрагмами, образующими пять проходных резонаторов. Представлены расчеты двух фильтров с центральными частотами 59.8 и 62.2 ГГц и полосой пропускания 1.6%. Потери составили -3.5 дБ, а уровень затухания в полосе пропускания -20дБ. В продолжение данной работы в [61] представлен алгоритм синтеза волноводного диплексера, реализованного по SIW-технологии. Центральные частоты каналов составили 59.8 ГГц и 62.2 ГГц с полосой каждого канала 1.6%. Показаны хорошие значения изоляции и отражения. В [62] предлагается и подтверждается практически идея о возможности эффективно использовать при синтезе устройств, реализованных по SIW-технологии, в качестве начального приближения результаты синтеза для их цельнометаллических аналогов. Показано, что устройства, реализованные на классических прямоугольных волноводах с диэлектрическим заполнением, обладают характеристиками, близкими к SIW-устройствам, при условии отсутствия или малых потерь. Предложена методика расчета и рассмотрены примеры синтеза полосно-пропускающих фильтров. Статья [63] посвящена конструкции всенаправленной планарной антенны, с входным полосно-пропускающим фильтром (фильтена). Полосно-пропускающие фильтры реализованы по SIW-технологии и построены с помощью трех волноводных проходных резонаторов,

ограниченных индуктивными диафрагмами. Эффективность предложенной конструкции подтверждена компьютерным моделированием.

Конструкции широкополосных фазовращателей, реализованных в интегрированных в подложку волноводах, применительно к задаче конструирования волноводно-щелевой антенной решетки приводятся в [64]. Задача расчета фазового сдвига решается путем каскадного соединения элементарных ячеек фазовращателя, сформированных либо воздушным отверстием в диэлектрической подложке, либо продольной щелью из материала с низкой диэлектрической проницаемостью. Представлены примеры расчета 30° фазовращателя в диапазоне частот 26–40 ГГц, с отклонением фазы не более $\pm 1.5^\circ$. Сравнение с экспериментом показало хорошее совпадение результатов.

Интеграция радиочастотных микроэлектромеханических систем в SIW-структуру на примере создания перестраиваемого фильтра на частотный диапазон 1.2–1.6 ГГц рассматриваются в [65]. В [66] предлагается конструкция объемного перестраиваемого резонатора, реализованного по SIW-технологии. Перестройка частоты осуществляется за счет введения вблизи боковых стенок волновода ферритовых полосок и управления внешним магнитным полем. Достигнута перестройка в 6% и 10% соответственно для одной и двух симметричных ферритовых полосок. Достигнутая ненагруженная добротность резонатора составила более 200. Конструкция переключаемого интегрированного в подложку волновода рассмотрена в [67]. Переключение между двумя распространяющимися модами волновода осуществляется включением в структуру рpn-диодов. Устройство показало изоляцию –50 дБ и уровень потерь не превышающий –3 дБ в рабочем диапазоне частот. В [68] представлена конструкция широкополосного балансного диодного смесителя для миллиметровых длин волн, реализованного по SIW-технологии. Потери преобразования составили менее –10 дБ в рабочем диапазоне от 20 ГГц до 26 ГГц. Отмечаются такие преимущества разработанного устройства, как простота изготовления, низкая стоимость, планарная конструкция, широкополосность. Новый тип перестраиваемого резонатора с низкими потерями, реализованного по SIW-технологии, с включением в объем резонатора управляемого GaAs варакторного диода представлен в [69]. Перестройка частоты осуществлялась в диапазоне 2.6–3.1 ГГц. Добротность резонатора перестраивалась в пределах 40–160.

В [70] предложен новый класс электрооптических фазовых модуляторов на основе интеграции оптических световодов и SIW-структуры. Интегрированный в подложку прямоугольный волновод используется вместо традиционного копланарного волновода для минимизации потерь.

В [71, 72] рассмотрена возможность построения и применения в составе SIW-структур элементов, проявляющих свойства метаматериалов, так называемые лево/право сторонние линии передачи, обеспечивающие при определенных условиях равенство нулю постоянной распространения в линии передачи. При расчетах использована теория эквивалентных цепей. Статья [73] посвящена расчетам полосно-пропускающего фильтра, реализованного по SIW-технологии с применением структур, проявляющих свойства метаматериалов. В конструкции фильтра использована композитная лево/право сторонняя линия передачи. Устройство обладает малыми потерями, порядка –0.8 дБ на частоте 7.19 ГГц и полосой пропускания 645 МГц.

Как известно, появление в 70-х годах прошлого века в арсенале элементной базы СВЧ электроники волноводов сложного сечения, в частности, так называемых, П- и Н-волноводов, привело к колоссальному повышению уровня технических характеристик многих устройств. Появилась возможность существенно расширить диапазон одномодового режима работы волноводных узлов, снизить волновое сопротивление и массогабаритные показатели. Внедрение волноводов сложного сечения позволило строить устройства, основанные на новых физических принципах, в частности, частотно-селективные устройства и устройства, обладающие свойствами метаматериалов. Реализация волноводов сложного сечения и узлов на их основе в интегральных микросхемах с помощью SIW-технологии, способна с таким же успехом заменить прямоугольные волноводы и вывести реализуемые устройства на новый, современный, высокотехнологичный уровень.

На сегодняшний момент существует лишь несколько работ, затрагивающих возможность реализации устройств на гребневых волноводах в структуре LTCC. Одной из первых работ, посвященных анализу и синтезу гребневых полосно-пропускающих фильтров, реализованных в LTCC, является [74]. Задача решена методом согласования мод. В качестве прототипа фильтра использован фильтр на запредельных волноводах. Представлены результаты синтеза полосно-пропускающего фильтра на частоте 10 ГГц с полосой 10%. Корректность результатов моделирования подтверждена экспериментальными

ми данными. Статья [75] посвящена анализу и синтезу псевдо-эллиптического фильтра, реализованного по SIW-технологии с применением квази-гребневого резонатора. Резонатор фильтра представляет прямоугольный интегрированный волновод с тремя слоями диэлектрика, внутри волновода располагается прямоугольная пластина между вторым и третьим слоями, соединенная металлическим штырем с нижним металлическим слоем, формирующим одну из широких стенок волновода. Таким образом внутри прямоугольного волновода формируется квази-гребневый элемент, позволяющий при синтезе уменьшить габаритные размеры фильтра. В качестве примера представлен фильтр с полосой 5.4–5.9 ГГц, с потерями поглощения –12 дБ и затуханием в полосе пропускания –25дБ. В [76] предложена конструкция двухдиапазонного гибридного кольца на основе П-волновода, реализованного по SIW-технологии. На частотах 7.25 и 20.5 ГГц получены и экспериментально подтверждены рабочие полосы 6.9% и 14.6% соответственно. В [77] представлена конструкция широкополосной секториальной рупорной антенны, реализованной с помощью SIW-технологии. Ступенчатый гребень представлен простой последовательностью металлических штырей различной высоты. В частотном диапазоне 18–40 ГГц антенна продемонстрировала хорошие характеристики направленности КСВН не более 2.5. В конструкции антенны использована подложка с относительной диэлектрической проницаемостью 2.2. Конечные размеры устройства составили 69.2 x 39.2 x 2.54 мм.

Таким образом, на сегодняшний момент SIW-технологии достаточно прочно укоренились в технике проектирования микроэлектронных систем. Они эффективно сочетают в себе преимущества волноводных и микрополосковых элементов. При этом богатый арсенал алгоритмов и методик, накопленных при анализе и синтезе устройств на классических цельнометаллических прямоугольных волноводах, может быть относительно просто с помощью ряда простых аппроксимационных формул перенесен на SIW-устройства.

Одним из перспективных направлений дальнейшего развития SIW-технологии можно считать переход от простых прямоугольных волноводов на волноводы сложного сечения, в частности гребневые, повышая тем самым компактность и широкополосность устройств, при незначительном усложнении технологии производства. Основной теоретической проблемой при анализе и синтезе SIW-устройств на волноводах сложного сечения являются задачи разработки эффективных аппроксимационных формул при переходе от цельнометаллических волноводов к SIW, а также высокоточных и быстродействующих алгоритмов и методик расчета характеристик устройств на волноводах сложного сечения.

Работа выполнена при поддержке Федерального государственного бюджетного учреждения «Российский фонд фундаментальных исследований» (Грант «мол_а № 12–07–31003», руководитель Земляков В. В.)

Список литературы

1. *Shigeki, F.* Waveguide Line // Japanes Patent: JP 06053711. 1994.
2. *Piloto, A., Leahy, K., Flanick, B., and Zaki, K.A.* Waveguide Filters Having a Layered Dielectric Structures // U.S. Patent: 5382931. 1995.
3. *Ando, M., Hirokawa, J., Yamamoto, T., Akiyama, A., et al.* Novel Single-Layer Waveguides for High-Efficiency Millimeter-Wave Arrays // IEEE Millimeter Waves Conference Proceedings. 1997. P. 177–180.
4. *Ando, M., Hirokawa, J., Yamamoto, T., Akiyama, A., et al.* Novel Single-Layer Waveguides for High-Efficiency Millimeter-Wave Arrays // IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques. 1998. Vol. 46. No. 6. P. 792–799.
5. *Uchimura, H., Takenoshita, T., Fuji, M.* Development of a “Laminated Waveguide” // IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques. 1998. Vol. 46. No. 12. P. 2438–2443.
6. *Deslandes, D., Wu, K.* Integrated Microstrip and Rectangular Waveguide in Planar Form // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. 2001. Vol. 11. P. 68–70.
7. *Deslandes, D., Wu, K.* Integrated Transition of Coplanar to Rectangular Waveguides // IEEE MTT-S International Microwave Symposium. 2001. P. 619–622.
8. *Mottonen, V., Rissanen, A.* Novel Wide-Band Coplanar Waveguide-Torectangular Waveguide Transition // IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques. 2004. Vol. 52. No. 8. P. 1836–1842.
9. *Lee, S., Jung, S., Lee, H.* Ultra-Wideband CPW-to-Substrate Integrated Waveguide Transition Using an Elevated-CPW Section // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. 2008. Vol. 18. No. 11. P. 746–748.
10. *Chen, X., Wu, K.* Low-Loss Ultra-Wideband Transition Between Conductor Backed Coplanar Waveguide and Substrate Integrated Waveguide // IEEE MTT-S International Microwave Symposium. 2009. P. 349–352.
11. *Tang, H., Hong, W., Hao, Z., Chen, J., et al.* Optimal Design of Compact Millimetre-Wave SIW Circular Cavity Filters // Electronics Letters. 2005. Vol. 41. No. 19. P. 1068–1069.

12. *Chen, X., Wu, K.* Substrate Integrated Waveguide Cross Coupled Filter with Negative Coupling Structure // *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*. 2008. Vol. 56. No. 1. P. 142–149.
13. *Hao, Z., Hong, W., Chen, X., et al.* Multilayered Substrate Integrated Waveguide (MSIW) Elliptic Filter // *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*. 2005. Vol. 15. No. 2. P. 95–97.
14. *Hao, Z., Hong, W., Chen, X., et al.* Compact Super-Wide Bandpass Substrate Integrated Waveguide (SIW) Filters // *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*. 2005. Vol. 53. No. 9. P. 2968–2977.
15. *Stephens, D., Young, P., Robertson, I.* Millimeterwave Substrate Integrated Waveguides and Filters in Photo Imageable Thick-Film Technology // *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*. 2005. Vol. 53. No. 12. P. 3832–3838.
16. *Potelon, B., Favennec, J., Quendo, C., et al.* Design of a Substrate Integrated Waveguide (SIW) Filter Using a Novel Topology of Coupling // *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*. 2008. Vol. 18. No. 9. P. 596–598.
17. *Cheng, Y., Hong, W., Wu, K.* Novel Substrate Integrated Waveguide Fixed Phase Shifter for 180-Degree Directional Coupler // *IEEE MTT-S International Microwave Symposium*. 2007. P. 189–192.
18. *Cassivi, Y., Deslandes, D., Wu, K.* Substrate Integrated Waveguide Directional Couplers // *Asia-Pacific Microwave Conference*. 2002. Vol. 3. P. 1409–1412.
19. *Hao, Z., Hong, W., Chen, J., et al.* Single-Layer Substrate Integrated Waveguide Directional Couplers // *IEE Proc. On Microwave Antennas and Propagation*. 2006. Vol. 153. No. 5. P. 426–431.
20. *Djerafi, T., Wu, K.* Super-Compact Substrate Integrated Waveguide Cruciform Directional Coupler // *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*. 2007. Vol. 17. No. 11. P. 757–759.
21. *Hao, Z., Hong, W., Chen, X., et al.* Planar Diplexer for Microwave Integrated Circuits // *IEE Proc. On Microwave Antennas and Propagation*. 2005. Vol. 152. No. 6. P. 455–459.
22. *Tang, H., Hong, W., Chen, J., et al.* Development of Millimeter-Wave Planar Diplexers Based on Complementary Characters of Dualmode Substrate Integrated Waveguide Filters with Circular and Elliptic Cavities // *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*. 2007. Vol. 55. No. 4. P. 776–782.
23. *Xu, X., Bosisio, R., Wu, K.* A New Six-Port Junction Based on Substrate Integrated Waveguide Technology // *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*. 2005. Vol. 53. No. 7. P. 2267–2273.
24. *D’Orazio, W., Wu, K., Helsenajn, J.* Substrate Integrated Waveguide Degree-2 Circulator // *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*. 2004. Vol. 14. No. 5. P. 207–209.
25. *D’Orazio, W., Wu, K.* Substrate-Integrated-Waveguide Circulators Suitable for Millimeter-Wave Integration // *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*. 2006. Vol. 54. No. 10. P. 3675–3680.
26. *Yan, L., Hong, W., Hua, G., et al.* Simulation and Experiment on SIW Slot Array Antennas // *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*. 2004. Vol. 14. No. 9. P. 446–448.
27. *Deslandes, D., Wu, K.* Substrate Integrated Waveguide Leaky Wave Antenna: Concept and Design Considerations // *Asia-Pacific Microwave Conference*. 2005.
28. *Cheng, Y., Hong, W., Wu, K.* Design of a Monopulse Antenna Using a Dual V-Type Linearly Tapered Slot Antenna (DVL TSA) // *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*. 2008. Vol. 56. No. 9. P. 2903–2909.
29. *Kim, D., Lee, J., Cho, C., et al.* X-Band Circular Ring-Slot Antenna Embedded in Single-Layered SIW for Circular Polarization // *Electronic Letters*. 2009. Vol. 45. No. 13. P. 668–669.
30. *Bohorquez, J., Pedraza, H., Pinzon, I., et al.* Planar Substrate Integrated Waveguide Cavity-Backed Antenna // *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*. 2009. Vol. 8. P. 1139–1142.
31. *Kuhlmann, K., Rezer, K., Jacob, A.* Far Field Measurement on Ka-Band Substrate-Integrated Waveguide Antenna Array with Polarization Multiplexing // *IEEE MTT-S International Microwave Symposium*. 2008. P. 1337–1340.
32. *Cassivi, Y., Wu, K.* Low Cost Microwave Oscillator Using Substrate Integrated Waveguide Cavity // *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*. 2003. Vol. 13. No. 2. P. 48–50.
33. *Zhong, C., Xu, J., Yu, Z., et al.* Ka-Band Substrate Integrated Waveguide Gunn Oscillator // *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*. 2008. Vol. 18. No. 7. P. 461–463.
34. *Chen, J., Hong, W., Hao, Z., et al.* Development of a Low Cost Microwave Mixer Using a Broad-Band Substrate Integrated Waveguide (SIW) Coupler // *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*. 2006. Vol. 16. No. 2. P. 84–86.
35. *Jin, H., Wen, G.* A Novel Four-Way Ka-Band Spatial Power Combiner Based on HMSIW // *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*. 2008. Vol. 18. No. 8. P. 515–517.
36. *Abdolhamidi, M., Shahabadi, M.* X-Band Substrate Integrated Waveguide Amplifier // *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*. 2008. Vol. 18. No. 12. P. 815–817.
37. *Cassivi, Y., Perregrini, L., Arcioni, P., et al.* Dispersion Characteristics of Substrate Integrated Rectangular Waveguide // *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*. 2002. Vol. 12. No. 9. P. 333–335.
38. *Xu, F., Zhang, Y., Hong, W., et al.* Finite Difference Frequency Domain Algorithm for Modeling Guided-Wave Properties of Substrate Integrated Waveguide // *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*. 2003. Vol. 51. No. 11. P. 2221–2227.

39. Yan, L., Hong, W., Wu, K., et al. Investigations on the Propagation Characteristics of the Substrate Integrated Waveguide Based on the Method of Lines // IEEE Proc. Microwave Antennas and Propagation. 2005. Vol. 152. P. 35–42.
40. Xu, F., Wu, K., Hong, W. Domain Decomposition FDTD Algorithm Combined with Numerical TL Calibration Technique and its Application in Parameter Extraction of Substrate Integrated Circuits // IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques. 2006. Vol. 54. No. 1. P. 329–338.
41. Bozzi, M., Perregrini, L., Wu, K. Modeling of Conductor, Dielectric and Radiation Losses in Substrate Integrated Waveguide by the Boundary Integral Resonant Mode Expansion Method // IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques. 2008. Vol. 56. No. 12. P. 3153–3161.
42. Xu, F., Wu, K. Guided-Wave and Leakage Characteristics of Substrate Integrated Waveguide // IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques. 2005. Vol. 53. No. 1. P. 66–73.
43. Deslandes D., Wu, K. Design Consideration and Performance Analysis of Substrate Integrated Waveguide Components // European Microwave Conference. 2002. P. 1–4.
44. Wu, K., Deslandes, D., Cassivi, Y. The Substrate Integrated Circuits- a New Concept for High-Frequency Electronics and Optoelectronics // Microwave Review. 2003. P. 2–9.
45. Grigoropoulos, N., Izquierdo, B., Young, P. Substrate Integrated Folded Waveguides (SIFW) and Filters // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. 2005. Vol. 15. No. 12. P. 829–831.
46. Liu, B., Hong, W., Wang, Y., et al. Half Mode Substrate Integrated Waveguide (HMSIW) 3dB Coupler // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. 2007. Vol. 17. No. 1. P. 22–24.
47. Ding, Y., Wu, K. Substrate Integrated Waveguide-to-Microstrip Transition in Multilayer Substrate // IEEE MTT-S International Microwave Symposium. 2007. P. 1555–1558.
48. Ding, Y., Wu, K. Miniaturization Techniques of Substrate Integrated Waveguide Circuits // IEEE MTT-S International Microwave Symposium. 2008. P. 63–66.
49. Ding, Y., Wu, K. Miniaturized Hybrid Ring Circuits Using T-Type Folded Substrate Integrated Waveguide (TFSIW) // IEEE MTT-S International Microwave Symposium. 2009. P. 705–708.
50. Djerafi, T., Fonseca, N., Wu, K. Planar Ku-Band 4×4 Nolen Matrix in SIW Technology // IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques. 2010. Vol. 58. No. 2. P. 259–266.
51. Chen, P., Hong, W., Kuai, K., et al. A Double Layer Substrate Integrated Waveguide Blass Matrix for Beamforming Applications // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. 2009. Vol. 19. No. 6. P. 374–376.
52. Chen, P., Hua, G., Chen, D., et al. A Double Layer Crossed Over Substrate Integrated Waveguide Wide Band Directional Coupler // Asia Pacific Microwave Conference. 2008. P. 1–4.
53. Bozzi, M., Perregrini, L. Numerical Modelling and Design of Substrate Integrated Waveguide (SIW) Components // International Conference on Mathematical Method in Electromagnetic Theory. 2012. P. 243–248.
54. Chen, H., Schmidt, C., Eibert, T., et al. Dispersion and Attenuation Analysis of Substrate Integrated Waveguides by Driven Eigenproblem Computation // Proc. 5-th European Conference on Antennas and Propagation. 2011. P. 643–646.
55. Taringou, F., Bornemann, J. Return-Loss Investigation of the Equivalent Width of Substrate Integrated Waveguide Circuits // IEEE MTT-S International Microwave Workshop Series on Millimeter Wave Integration Technologies. 2011. P. 140–143.
56. Caballero, E., Eseban, H., Belenguer, A., et al. Efficient Analysis of Substrate Integrated Waveguide Devices Using Hybrid Mode Matching Between Cylindrical and Guided Modes // IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques. Vol. 60. No. 2. 2012. P. 232–243.
57. Giuppi, F., Collado, A., Georgadis, A., et al. A Tolerance Study on 30 GHz Planar Filters Based on Substrate Integrated Waveguide Technology // IEEE MTT-S International Microwave Workshop Series on Millimeter Wave Integration Technologies. 2011. P. 132–135.
58. Kazemi, R., Fathy, A., Yang, S., et al. Development of an Ultra Band GCPW to SIW Transition // Radio and Wireless Symposium. 2012. P. 171–174.
59. Szydlowski, L., Lamecki, A., Mrozowski, M. Design of Microwave Lossy Filter Based on Substrate Integrated Waveguide (SIW) // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. 2011. Vol. 21. No. 5. P. 249–251.
60. Athanasopoulos, N., Markis, D., Voudouris, K. 5-th Order Millimeter-Wave Substrate Integrated Waveguide Band Pass Filter // International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications. 2011. P. 98–101.
61. Athanasopoulos, N., Markis, D., Voudouris, K. Development of a 60 GHz Substrate Integrated Waveguide Planar Diplexer // IEEE MTT-S International Microwave Workshop Series on Millimeter Wave Integration Technologies. 2011. P. 691–694.
62. Caballero, E., Eseban, H., Belenguer, A., et al. Efficient Design of Substrate Integrated Waveguide Filters Using a Hybrid MOM/MM Analysis Method and Efficient Rectangular Waveguide Design Tools // International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications. 2011. P. 456–459.
63. Yu, C., Hong, W., Kuai, Z., et al. Ku-Band Linearly Polarized Omnidirectional Planar Filtenna // IEEE

- Antennas and Wireless Propagation Letters. 2012. Vol. 11. P. 310–313.
64. Boudreau, I., Wu, K., Deslandes, D. Broadband Phase Shifter Using Air Holes in Substrate Integrated Waveguide // IEEE MTT-S International Microwave Symposium. 2011. P. 1.
 65. Sekar, V., Armendariz, M., Entesri, K. A 1.2–1.6-GHz Substrate-Integrated-Waveguide RF MEMS Tunable Filter // IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques. 2011. Vol. 59. No. 4. P. 866–876.
 66. Adhikari, S., Ban, Y., Wu, K. Magnetically Tunable Ferrite Loaded Substrate Integrated Waveguide Cavity Resonator // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. 2011. Vol. 21. No. 3. P. 139–141.
 67. Xu, R., Izquiedo, B., Young, P. Switchable Substrate Integrated Waveguide // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. 2011. Vol. 21. No. 4. P. 194–196.
 68. Zhang, Z., Wei, Y., Wu, K. Broadband Millimeter-Wave Single Balanced Mixer and its Applications to Substrate Integrated Wireless Systems // IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques. 2012. Vol. 60. No. 3. P. 660–669.
 69. Sirci, S., Martinez, J., Taroncher, M., et al. Varactor-Loaded Continuously Tunable SIW Resonator for Reconfigurable Filter Design // The 41-th European Microwave Conference. 2011. P. 436–439.
 70. Mortazy, E., Chaker, M., Wu, K. Integration of Optical Waveguide Array and Multilayer Substrate Integrated Waveguide for Electrooptical Modulator // IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques. 2012. Vol. 60. No. 2. P. 293–300.
 71. Jin, C., Alphones, A. Double Periodic Composite Right/Left-Handed Substrate Integrated Waveguide // the Asia-Pacific Microwave Conference. 2011. P. 429–432.
 72. Jin, C., Alphones, A. Leaky-Wave Radiation Behavior From a Double Periodic Composite Right/Left-Handed Substrate Integrated Waveguide // IEEE Transaction on Antennas and Propagation. 2012. Vol. 60. No. 4. P. 1727–1735.
 73. Karim, M., Ong, L., Chiam, T., et al. SIW Bandpass Filter Based on Negative Order Resonance // The Asia-Pacific Microwave Conference. 2011. P. 1098–1101.
 74. Rong, Y., Zaki, K., Hageman, M., et al. Low-Temperature Co-Fired Ceramic (LTCC) Ridge Waveguide Bandpass Chip Filters // IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques. 1999. Vol. 47. No. 12. P. 2317–2324.
 75. Glubokov, O., Nagandiram, S., Tarczynski, A., et al. Substrate Integrated Waveguide Cross-Coupled Filter for Wireless Application // IEEE International Symposium on Antennas and Propagation. 2011.
 76. Djeraji, T., Aubert, H., Wu, K. Ridge Substrate Integrated Waveguide (RSIW) Dual-Band Hybrid Ring Coupler // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. 2012. Vol. 22. No. 2. P. 70–72.
 77. A.R. Mallahzadeh, S. Esfandiarpour Wideband H-Plane Horn Antenna Based on Ridge Substrate Integrated Waveguide (RSIW) // IEEE Antennas and Propagation Letters. 2012. Vol. 11. P. 85–88.

SIW-TECHNOLOGY, HISTORY OF CREATION, CURRENT STATE AND DEVELOPMENT PROSPECTS

GADZIEVA, A. A., ZARGANO, G. F., ZEMLYAKOV, V. V., AND KRUTIEV, S. V.

The review of foreign literature concerning possibilities of realization of waveguides elements in the structure of multilayered integrated chips in centimeter and millimeter waves is carried out. The modern technologies of design and production of integrated chips give the possibilities of integration in the structure of three-dimensional elements, in particular the cavity resonators on rectangular waveguides. Such technology received the name SIW-technology (Substrate Integrated Waveguide). Thus, it is possible to unite advantages of rectangular waveguides, such as high good quality, small losses, big power transferred, with advantages of microelectronic components are compactness, low cost, high flexibility of production.

The idea of realization of a rectangular waveguide in the multilayered integrated chip performed, for example, on the LTCC technologies, by means of two horizontal conducting layers bounded by two lines of vertical metal rods, was offered at the beginning of the 2000th years and since then rather actively develops. For today there is a number of the techniques, allowing to calculate such structures, the part of them uses principles of calculations of classical rectangular waveguides with certain assumptions, the part uses more bulky algorithms considering, partially or completely, real properties of geometry. Application of rectangular waveguides, allowed building in integrated chips such devices, as the filters, directional couplers, multiplexers and even horn and slot antennas.

It is known that the appearance in the seventies the last century in an arsenal of the microwave electronics element base of waveguides of complex cross-section, in particular, single- and double-ridge waveguides, led to a huge increase of technical characteristics level of many devices. There was a possibility essentially to expand an operating frequency range of waveguide nodes, to reduce the impedance and mass characteristics. The implementation of waveguides of complex cross-section allowed building the devices based on new physical principles, in particular, frequency selective devices and devices, possessing properties of metamaterials. In the current article it is noted that realization of waveguides of complex cross-section and nodes on their basis in integrated chips by means of SIW-technology is capable to replace with the same success rectangular waveguides and to produce the devices on new, modern, hi-tech level.

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ В МИЛЛИМЕТРОВОМ И СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНАХ

УДК 621.372.413:621.372.8

ВОЗБУЖДЕНИЕ TE_{11} И TE_{01} ВОЛН В КОАКСИАЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ, ВКЛЮЧЕННОМ В СОСТАВ ОТКРЫТОГО РЕЗОНАТОРА

ЧАСТЬ 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ КЛЮЧА

© Авторы, 2012

Кузьмичев И. К. — доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник отдела теории дифракции и дифракционной электроники Института радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины. E-mail: kuzmichev.igr@rambler.ru

Попков А. Ю. — младший научный сотрудник отдела теории дифракции и дифракционной электроники Института радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины.

E-mail: alexey.yu.popkov@gmail.com

Рудь Л. А. — доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник отдела вычислительной электродинамики Института радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины.

E-mail: rud@ire.kharkov.ua

Аннотация

В работе проведено численное моделирование интерференционных ключей на базе сверхразмерного коаксиального волновода. Анализ выполнен в восьми-миллиметровом диапазоне для двух типов волн, распространяющихся по волноводу: TE_{11} и TE_{01} . На основании проведенных исследований показана перспективность применения резонансной системы, выполненной в виде открытого резонатора и подключенного к нему интерференционного ключа на базе коаксиального волновода, для создания компрессоров мощности в миллиметровом диапазоне длин волн.

Ключевые слова: *открытый резонатор, коаксиальный волновод, интерференционный ключ, эффективность возбуждения*

Abstract

Numerical simulation of an interference switch based on a super-dimensional coaxial waveguide is carried out. The analysis is performed in the 8 mm wave region for two types, TE_{11} and TE_{01} , of waves propagating along the waveguide. The obtained results argue that the resonant system like an open resonator connected with a coaxial-waveguide-based interference switch is a promising means for making millimeter-wave power compressors.

Key words: *open resonator, coaxial waveguide, interference switch, excitation efficiency*

Моделирование интерференционного ключа с волной TE_{11}

Исследования, проведенные в первой части статьи [1], показали, что при соответствующем выборе размеров внешнего и внутреннего проводников коаксиальной линии передачи эффективность возбуждения волн TE_{11} и TE_{01} с помощью колебаний открытого резонатора (ОР) TEM_{00q} и TE_{01q} может достигать величин 0.865 и 0.967. Это говорит о том, что в коаксиальном волновод, расположенном в центре плоского зеркала резонатора, в каждом из рассматриваемых случаев должна распространяться только одна волна. Поэтому для запираения энергии в такой открытой резонансной системе может быть использован интерференционный ключ на базе коаксиального волновода. Ввиду того, что волновод будет иметь значительные геометрические размеры, то можно обеспечить сильную связь резонатора с ключом.

В общем случае работа ключа основана на интерференции волны, передаваемой по коаксиальному волноводу, а также волны, излучаемой из радиального зазора, образованного разрывом центрального и (или) скачкообразным расширением наружного проводников. Диаметр наружного проводника, высота зазора во внутреннем проводнике выбираются из условия равенства вкладов этих волн в рабочую волну выходного коаксиального волновода и их противофазности в режиме накопления энергии. Для открытия ключа обычно используют электрический разрядник, который располагается в плоскости интерференционного ключа и имеет форму, определяемую структурой поля в зазоре [2, 3]. При определенном уровне накапливаемой в резонаторе энергии возникает электрический разряд в газовой среде разрядника. Это приводит к нарушению условий для запирающего тракта, вследствие чего ключ открывается.

Проведем численный эксперимент по моделированию интерференционного ключа на базе коаксиальной линии передачи, по которой распространяется волна TE₁₁. При этом надо учитывать несколько важных моментов. Во-первых, для того, чтобы обеспечить эффективное запирающее в коаксиальном волноводе, в котором возбуждается волна TE₁₁, радиусы наружного a и внутреннего b проводников должны выбираться из условия нераспространения в таком волноводе высших TE_{1n} и TM_{1n} волн. Во-вторых, в ОР невозможно получить диаметр пятна поля колебания типа "прыгающий мячик" меньше длины волны λ [4].

При больших значениях $\xi = a/b$, соответствующих возбуждению в коаксиальном волноводе волны TE₁₁ с максимальной эффективностью $\eta_{\max} = 0.75$ и выше, имеет место резкое уменьшение $\tilde{b}_{\text{opt}} = b/w_0$ (см. рис. 3 [1]), и, как следствие, снижение радиуса пятна поля w_0 основного колебания ОР TEM_{00q} на плоском зеркале при $b = \text{const}$. Поэтому при проведении численного эксперимента первоначально полагаем $\eta_{\max} = 0.5$. В этом случае $\xi = 3.375$, а $\tilde{b}_{\text{opt}} = 0.329$ (см. рис. 3 [1]). Исследования проведены в восьмимиллиметровом диапазоне длин волн ($\lambda = 8.047$ мм, $f = 37.28$ ГГц). Расстояние между зеркалами резонатора выберем равным $L/R = 0.7$ (см. рис. 1а [1]). В этом случае нагруженная добротность возбуждаемого в полусферическом резонаторе колебания TEM_{00q} должна быть близка к максимальной [5]. Радиусы проводников коаксиального волновода a и b при заданных ξ , \tilde{b}_{opt} и f равны 5.8 мм, 1.7 мм. Отрезок коаксиальной линии передачи имеет разрыв внутреннего проводника шириной δ .

На рис. 1 показана двухпараметрическая зависимость коэффициента прохождения по мощности $|S_{11}^{(21)}|^2$ волны TE₁₁ через неоднородность коаксиального волновода при изменении ее геометрических размеров, рассчитанная на фиксированной частоте $f = 37.28$ ГГц.

Белый цвет означает полное прохождение, черный — отражение. На этом рисунке сверху и слева от основного графика представлены зависимости $|S_{11}^{(21)}|^2$ от радиуса внутреннего проводника коаксиального волновода b и ширины его разрыва δ . Как видно из рис. 1, режим полного запирающего имеет место при $b = 1.6$ мм и $\delta = 0.3$ мм. Эти значения соответствуют равенству нулю коэффициента передачи по мощности на графиках зависимостей $|S_{11}^{(21)}|^2 = \psi(b)$ и $|S_{11}^{(21)}|^2 = \psi(\delta)$. Из приведенного рисунка видно, что запирающее в коаксиальном волноводе (черная область), по которому распространяется волна TE₁₁, возможно также при значении $b = 1.95$ мм. Для дальнейшего рассмотрения выбираем меньшее значение радиуса внутреннего проводника коаксиального волновода, поскольку в этом случае эффективность возбуждения рассматриваемой волны более высокая (см. рис. 3 [1]).

При первоначально выбранном радиусе наружного проводника коаксиального волновода $a = 5.8$ мм и полученном в результате численного моделирования радиусе внутреннего проводника того же волновода $b = 1.6$ мм имеем $\xi = 3.588$ и $\tilde{b}_{\text{opt}} = 0.315$. Эти значения соответствуют эффективности возбуждения η_{\max} волны TE₁₁ в коаксиальной линии передачи с помощью колебания ОР TEM_{00q} равной

0.532. Для приведенных выше параметров ξ и \tilde{b}_{opt} геометрические размеры полусферического ОР, с помощью колебания которого в коаксиальном волноводе возбуждается рассматриваемая волна, будут следующими: радиус кривизны сферического отражателя $R = 22$ мм, апертуры обоих зеркал равны 40 мм. На рис. 2 приведены линии равных значений амплитуд для модуля E_ρ -компоненты поля.

Вектор напряженности электрического поля \vec{E}_ρ для приведенного сечения коаксиального волновода расположен в плоскости рисунка. Вдоль осей рисунка отложены размеры в миллиметрах. Зеркало ОР, в центре которого выполнен коаксиальный волновод, должно быть расположено в плоскости $l = 0$. Как видно из рисунка, в коаксиальном волноводе, содержащем разрыв внутреннего проводника, имеет место полное отражение волны TE_{11} .

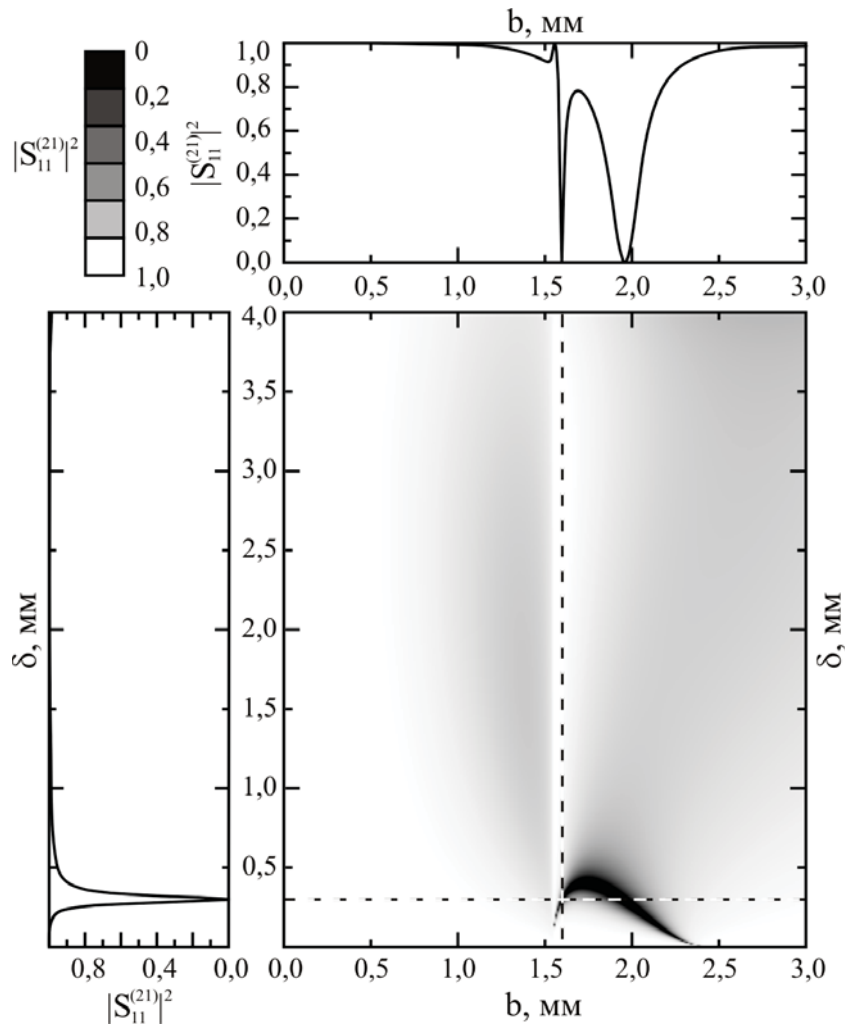


Рис. 1. Прохождение энергии волны TE_{11} через разрыв внутреннего проводника коаксиального волновода при изменении b и δ

В общем случае режим полного отражения волны TE_{11} в коаксиальном волноводе можно объяснить [6] продольным резонансом на запертых модах. В рассматриваемом случае разрыв внутреннего проводника коаксиального волновода образует щелевую неоднородность, а запертой является волна TM_{11} , распространяющаяся в отрезке круглого волновода радиуса a и длины δ . Эта волна имеет E_z компоненту электрического поля, так что для нее образуемая щелевая неоднородность имеет емкостной характер. Как показал анализ, амплитуда запертой TM_{11} волны в момент резонанса на два-три порядка может превосходить амплитуды других волн в объеме неоднородности. Из-за малости величины зазора δ , в определенный момент накопления энергии на резонансной частоте может произойти электри-

ческий пробой щели, что приведет к отпираанию ключа. Заметим, что величину зазора, а значит, добротность резонанса и уровень пробойного напряжения можно изменять в ту или иную сторону, если при этом соответствующим образом выбирать радиус внутреннего проводника (см. рис. 1).

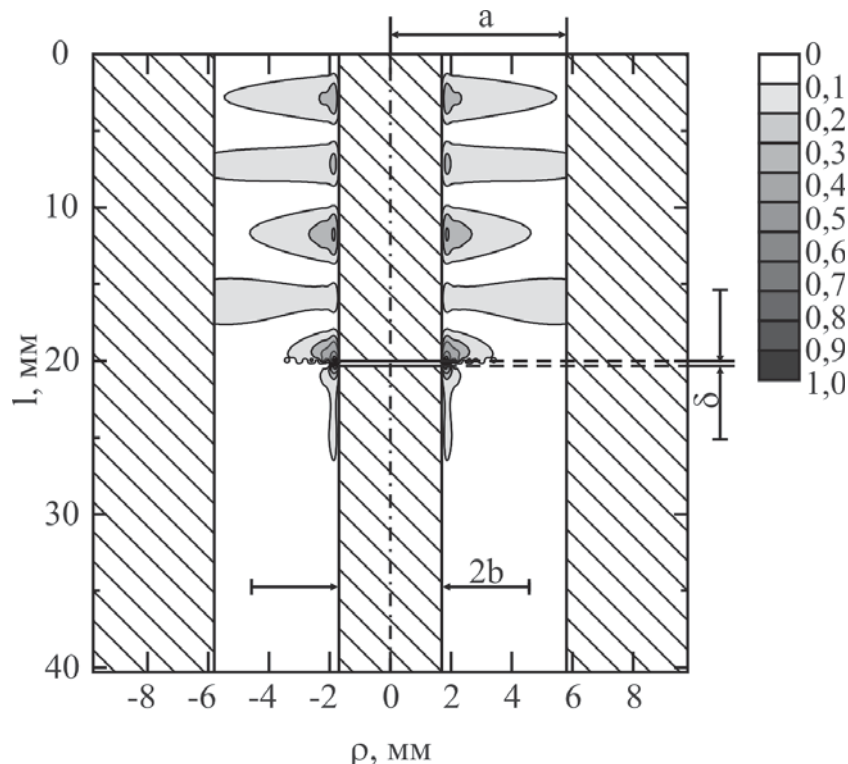


Рис. 2. Модель интерференционного ключа на базе сверхразмерной коаксиальной линии передачи с волной TE_{11} при наличии разрыва внутреннего проводника

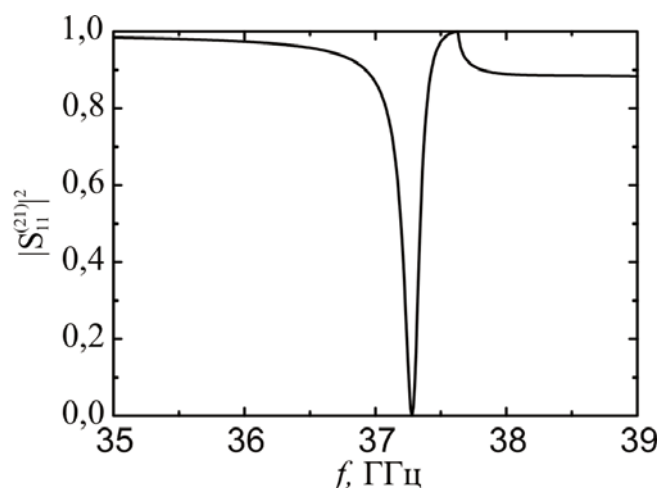


Рис. 3. Коэффициент прохождения энергии волны TE_{11} через интерференционный ключ с разрывом внутреннего проводника при перестройке частоты

Представляет практический интерес проанализировать поведение коэффициента прохождения волны TE_{11} через интерференционный ключ при перестройке частоты. Эта зависимость представлена на рис. 3. Из рисунка видно, что практически вся энергия отражается от неоднородности в виде разрыва центрального проводника коаксиального волновода на частоте $f = 37.28$ ГГц. Добротность резонанса отражения составляет около 240 единиц. Излом кривой на частоте $f = 37.636$ ГГц обусловлен появлением распространяющейся TM_{11} волны в коаксиальном волноводе.

Приведем результаты численного эксперимента по моделированию интерференционного ключа

с той же волной TE_{11} , но построенного на основе скачкообразного расширения наружного проводника коаксиального волновода. $|S_{11}^{(21)}|^2$ Здесь в качестве запертой выступает TM_{11} волна коаксиального волновода с увеличенным радиусом внешнего проводника. Механизм работы такого ключа аналогичен описанному выше. Частота и геометрические размеры волновода и самого ОР остаются неизменными ($a = 5.8$ мм, $b = 1.6$ мм).

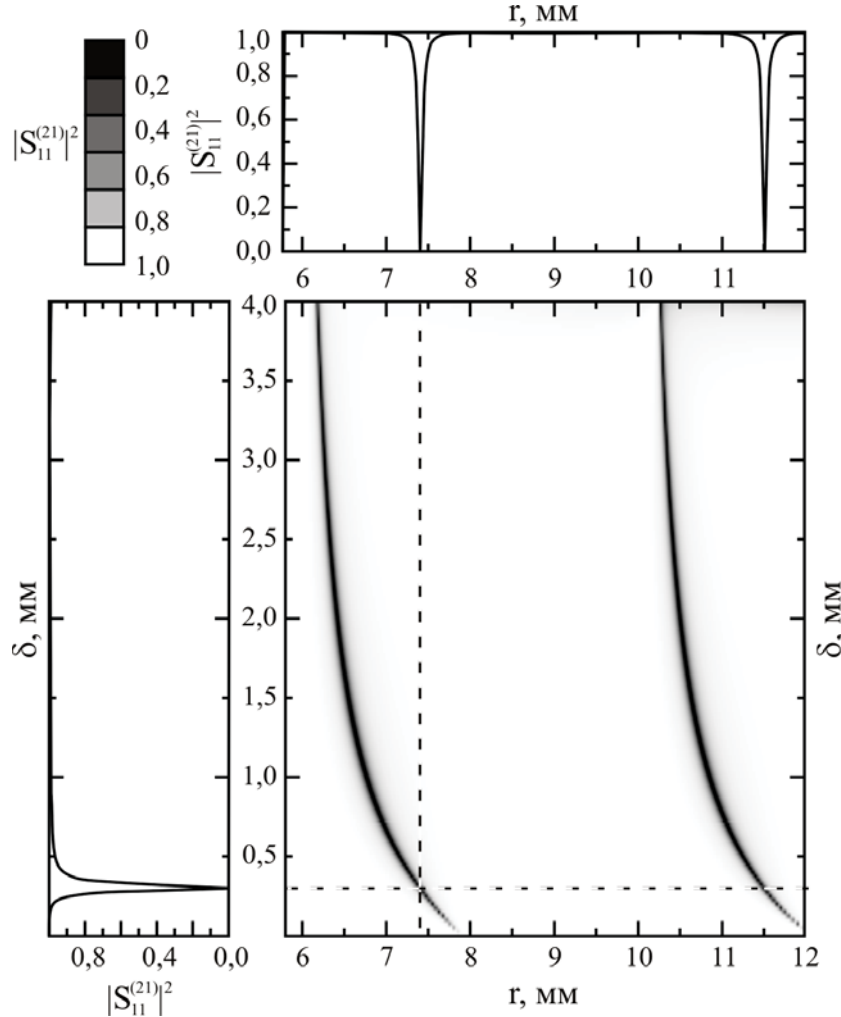


Рис. 4. Зависимость коэффициента прохождения энергии волны TE_{11} через скачкообразное изменение радиуса внешнего проводника коаксиального волновода

Двухпараметрические зависимости коэффициента прохождения по мощности $|S_{11}^{(21)}|^2$ волны TE_{11} через неоднородность коаксиального волновода, образованную скачкообразным изменением диаметра наружного проводника, показаны на рис. 4. Здесь, как и выше, белый цвет означает полное прохождение, а черный — отражение. Сверху и слева от основного графика представлены зависимости $|S_{11}^{(21)}|^2$ от радиуса расширения наружного проводника коаксиального волновода $r > a$ и его ширины δ . Режим запирания имеет место при $r = 7.4$ мм и $\delta = 0.3$ мм. В этом случае коэффициент передачи по мощности на графиках зависимостей $|S_{11}^{(21)}|^2 = \psi(b)$ и $|S_{11}^{(21)}|^2 = \psi(\delta)$ равен нулю.

Из рисунка видно, что режим полного отражения в коаксиальном волноводе (черные области), по которому распространяется волна TE_{11} , возможен при значении $r = 11.5$ мм. На основании проведенного численного моделирования радиус скачкообразного расширения внешнего проводника выберем равным 7.4 мм, а его высоту $\delta = 0.3$ мм. На рис. 5 показаны линии равных значений амплитуд для модуля

E_ρ - компоненты поля. Здесь, как и в предыдущем случае, вектор напряженности электрического поля \vec{E}_ρ лежит в плоскости рисунка для рассматриваемого сечения коаксиального волновода. Вдоль осей рисунка отложены размеры в миллиметрах. Из рисунка видно, что для выбранных значений r и δ в коаксиальном волноводе наблюдается полное отражение от неоднородности.

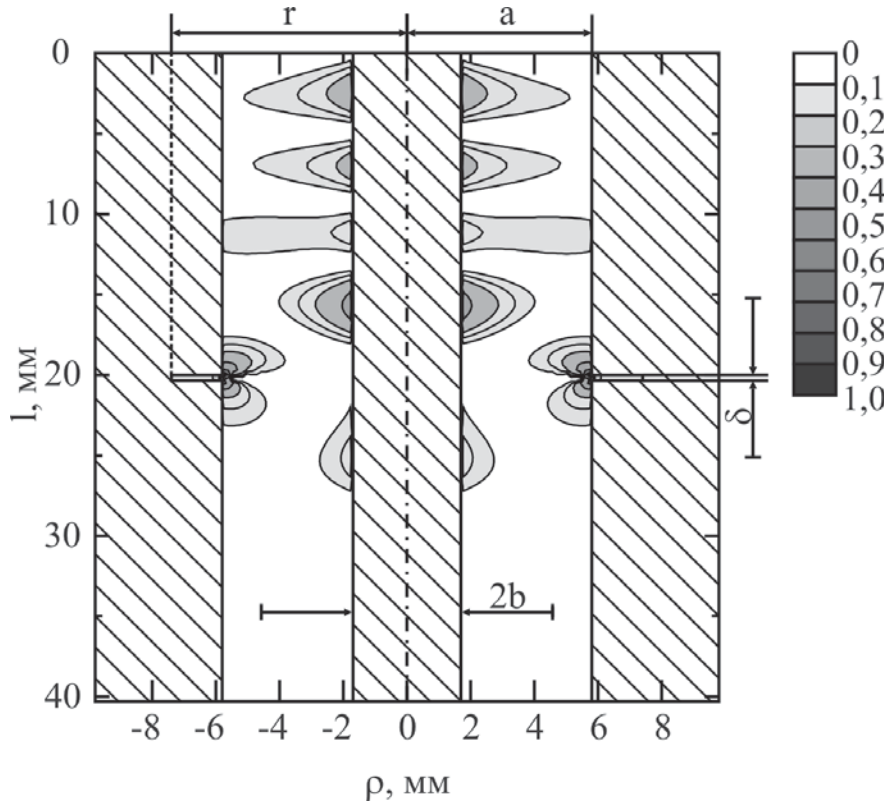


Рис. 5. Модель интерференционного ключа на базе сверхразмерной коаксиальной линии с волной TE_{11} без разрыва внутреннего проводника

Рассмотрим поведение коэффициента прохождения волны TE_{11} через интерференционный ключ при перестройке частоты (см. рис. 6). Как видно из рисунка, практически вся энергия отражается от неоднородности на частоте $f = 37.38$ ГГц.

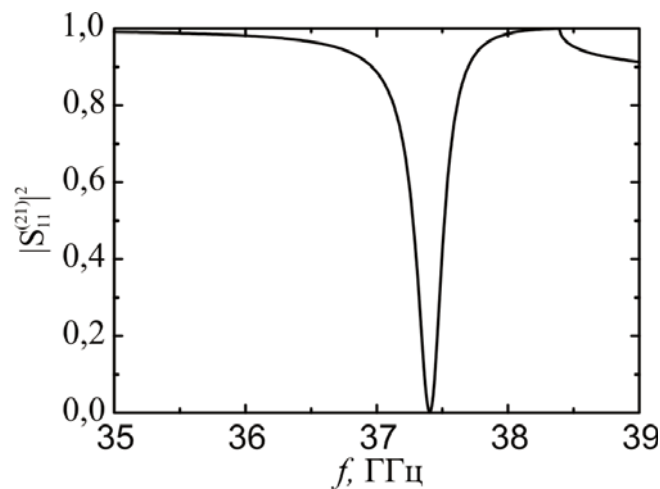


Рис. 6. Коэффициент прохождения энергии волны TE_{11} через интерференционный ключ без разрыва центрального проводника при перестройке частоты

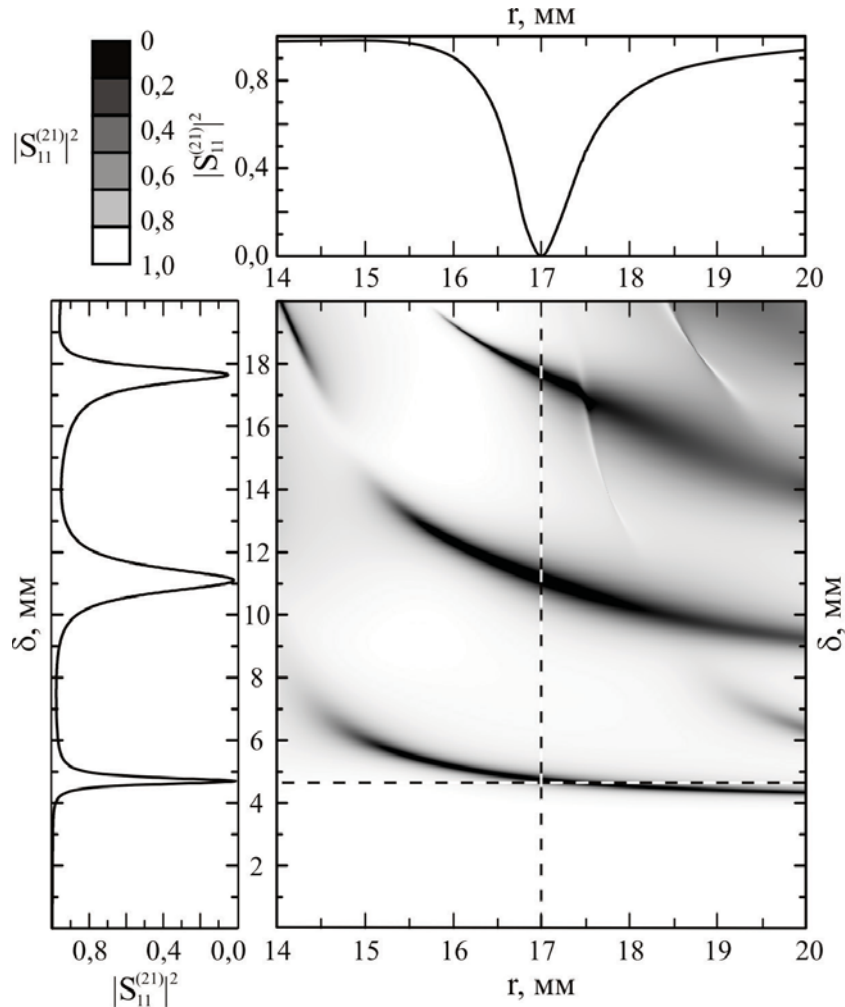


Рис. 7. Зависимость коэффициента прохождения энергии через скачкообразное изменение диаметра наружного проводника коаксиального волновода при изменении его размеров

Моделирование интерференционного ключа с волной TE_{01}

В качестве следующего шага проанализируем интерференционный ключ, работающий на волне TE_{01} коаксиального волновода, возбуждаемой колебанием TE_{01q} полусферического ОР. Выберем диаметры зеркал полусферического резонатора и радиус кривизны сферического отражателя равными 50 мм. Это соответствует геометрическим размерам зеркал [7], наиболее часто используемым при проведении физических исследований в восьмимиллиметровом диапазоне длин волн. Расстояние между зеркалами резонатора выберем равным $L/R=0.6$. В этом случае добротность возбуждаемого в полусферическом резонаторе высшего колебания TE_{01q} [8] должна быть близка к максимальной. Радиусы внешнего (a) и внутреннего (b) проводников коаксиального волновода равны 14.1 мм и 3.25 мм, что соответствует эффективности возбуждения волноводной волны TE_{01} с помощью аксиально-симметричного колебания ОР TE_{01q} , равной 0.86 (см. рис. 5, кривая 3 [1]). Из [9] известно, что для существования в коаксиальном волноводе волны TE_{01} , он должен иметь значительные геометрические размеры, удовлетворяющие условию $\lambda \leq 2(a-b)$. Тогда в волноводе с указанными размерами, наряду с рассматриваемой TE_{01} волной, могут распространяться более десятка высших волн. Однако, благодаря сильной связи волновода с ОР [10], имеет место как угловая, так и частотная селекция спектра в такой резонансной системе. Поэтому TE_{01q} колебание ОР будет возбуждать только одну аксиально-симметричную волну TE_{01} [1]. Отрезок коаксиальной линии передачи имеет разрыв δ внутреннего проводника напротив скачкообразного увеличения радиуса внешнего проводника r . При проведении моделирования изменялся зазор δ в разрыве коаксиального волновода и одновременно с ним радиус внешнего проводника r .

На рис. 7 показан коэффициент прохождения по мощности $|S_{11}^{(21)}|^2$ волны TE₀₁ через неоднородность коаксиального волновода. В этом случае, как и выше, белый цвет означает полное прохождение, черный — отражение.

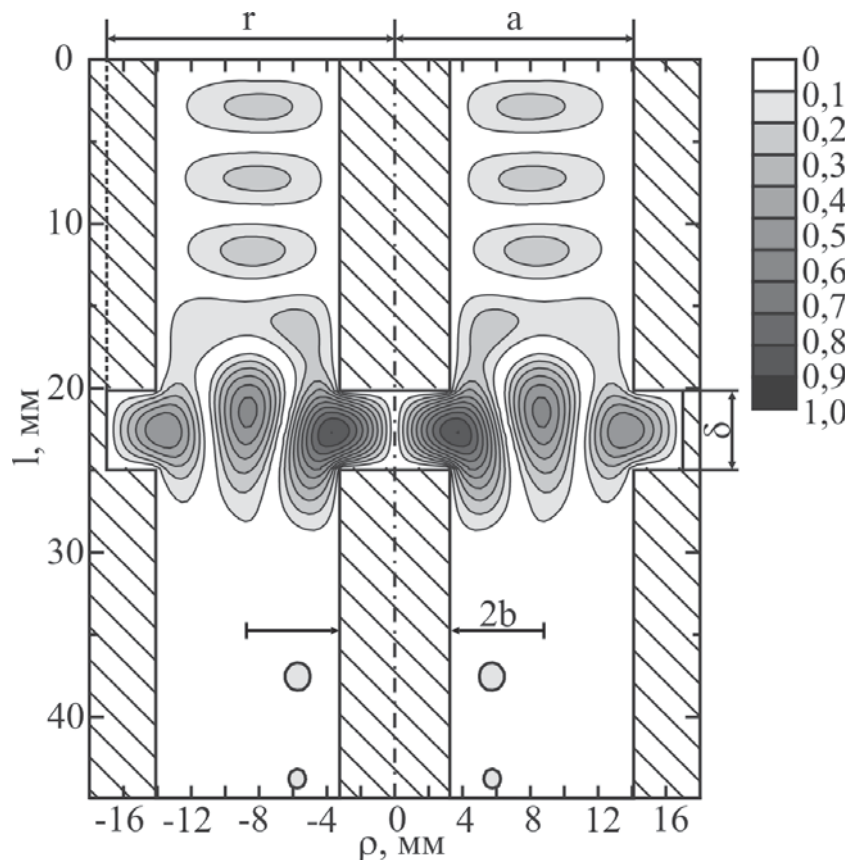


Рис. 8. Модель интерференционного ключа на базе сверхразмерной коаксиальной линии с TE₀₁ волной

На основании проведенного анализа радиус расширения внешнего проводника был выбран равным 17,0 мм, а ширина зазора в разрыве внутреннего проводника $\delta = 4,7$ мм. Эти значения соответствуют равенству нулю коэффициента передачи по мощности на графиках зависимостей $|S_{11}^{(21)}|^2 = \psi(b)$ и $|S_{11}^{(21)}|^2 = \psi(\delta)$. Однако, как видно из рисунка, запирающие распространяющейся по волноводу волны возможно не только при выбранных параметрах. Полное отражение в коаксиальном волноводе (черные области на рис. 7), по которому распространяется волна TE₀₁, также возможно при значениях δ , равных 11,1 мм и 17,7 мм. В отличие от ситуаций, проанализированных выше для TE₁₁ волны, здесь коаксиальный волновод допускает распространение двух волн TE₀₁ и TE₀₂. На рис. 8 показана конфигурация ключа, а также линии равных значений амплитуд для модуля E_ϕ -компоненты поля, рассчитанные на резонансной частоте $f = 37,28$ ГГц при геометрических параметрах, указанных выше. Вдоль осей рисунка отложены размеры структуры в миллиметрах.

При соответствующем подборе параметров r и δ , скачкообразная неоднородность такого вида образует резонатор. Основной вклад в поле его резонансного колебания дает волна TE₀₃, не распространяющаяся в подводящих коаксиальных волноводах (см. рис. 8). Именно это колебание ответственно за запирающие тракта на заданной частоте. Такой интерференционный ключ, очевидно, может работать только в сочетании с кольцевым газовым разрядником. На рис. 9 показана зависимость коэффициента прохождения волны TE₀₁ через интерференционный ключ при перестройке частоты. Как видно из рисунка, почти вся энергия отражается от неоднородности на частоте $f = 37,28$ ГГц и только незначи-

тельная ее часть (не более 8.0%) преобразуется в волну TE_{02} (пунктирная линия).

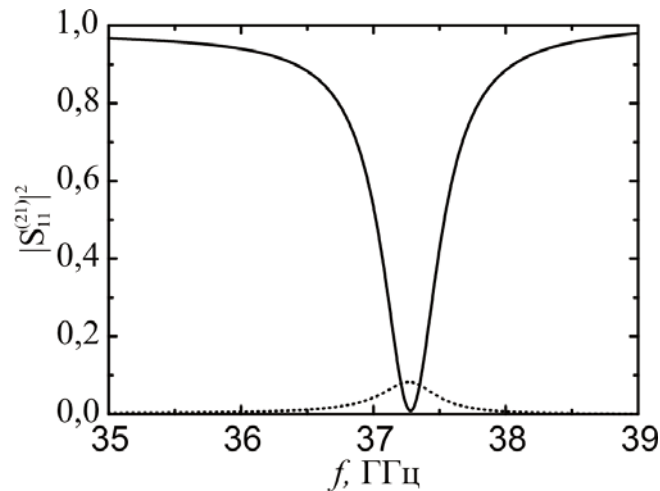


Рис. 9. Коэффициент прохождения энергии через интерференционный ключ при перестройке частоты

Численное моделирование коаксиального волновода, в котором распространяется волна TE_{01} , но при этом отсутствует разрыв центрального проводника, показало, что в такой системе создать интерференционный ключ довольно сложно. Необходимо отметить, что все расчеты по моделированию интерференционных ключей в сверхразмерном коаксиальном волноводе, по которому распространяются TE_{11} или TE_{01} волны, были проведены с использованием системы электродинамического моделирования [11], основанной на строгих методах расчета матриц рассеяния ключевых неоднородностей и методе обобщенных матриц рассеяния для их объединения в целое устройство.

Выводы

На основании проведенных исследований можно сделать ряд важных практических выводов. В отрезке коаксиальной линии передачи, выполненной в центре плоского зеркала полусферического ОР, с высокой эффективностью возбуждаются TE_{11} и TE_{01} волны с помощью TM_{00q} и TE_{01q} колебаний ОР. Поэтому коаксиальный волновод можно рассматривать как элемент вывода энергии из резонансного объема. Поскольку такой коаксиальный волновод обеспечивает сильную связь с ОР, то на его основе может быть создан интерференционный ключ. Поэтому появляется реальная возможность формировать наносекундные импульсы с большой пиковой мощностью в миллиметровом диапазоне длин волн. Численное моделирование показало, что при распространении по коаксиальному волноводу волны TE_{11} в резонансном объеме можно запереть практически всю энергию. В этом случае интерференционный ключ представляет собой неоднородность в волноводе, образованную разрывом центрального проводника или скачкообразным изменением диаметра внешнего. Запирание тракта в таких ключах образуется за счет резонанса на TM_{11} волне, запертой в объеме неоднородности. Исследования интерференционного ключа на базе сверхразмерного коаксиального волновода с рабочей волной TE_{01} и запертой TE_{03} волной в расширенном участке волновода позволили установить, что в режиме накопления почти вся энергия запирается в резонансном объеме, а только незначительная ее часть (порядка 8%) преобразуется в волну TE_{02} . Следовательно, можно утверждать, что ОР рассматриваемой конструкции является перспективным устройством для построения компрессоров мощности в миллиметровом диапазоне длин волн. Интерес к подобным устройствам связан еще и с тем, что в последнее время активно изучаются антенные системы для передачи нестационарных сигналов [12, 13], которые как раз и формируются на выходе компрессоров мощности.

Список литературы

1. Кузьмичев И. К., Попков А. Ю., Рудь Л. А. Возбуждение TE_{11} и TE_{01} волн в коаксиальном волноводе, включенном в состав открытого резонатора. Часть 1. Эффективность возбуждения // Физические основы приборостроения. 2012. Т.1. № 3. С. 92-100.
2. Артеменко С. Н., Каминский В. Л., Юшков Ю. Г. Вывод энергии из крупногабаритных осесимметричных волноводов // Физические основы приборостроения. 2012. Т.1. № 3. С. 101-106.

- тричных резонаторов через сверхразмерную коаксиальную линию // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 2. С. 105–112.
3. *Вихарев А. Л., Горбачев А. М., Иванов О. А., Исаев В. А., Кузиков С. В., Колыско А. Л., Петелин М. И.* Активный компрессор СВЧ-импульсов на осесимметричной моде круглого волновода // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 20. С. 6–11.
 4. *Кузьмичев И. К., Тищенко А. С., Шёнemann К.* О предельных возможностях уменьшения размеров зеркал открытых резонаторов // Известия вузов. Радиофизика. 2002. Т. 45. № 6. С. 509–515.
 5. *Суху Р. Ф.* Неконфокальные многоволновые резонаторы для квантовомеханического генератора // ТИИЭР. 1963. Т. 51. № 1. С. 106–111.
 6. *Шестопалов В. П., Рудь Л. А., Кириленко А. А.* Резонансное рассеяние волн: В 2-х т. Киев: Наукова думка, 1986. Т. 2. Волноводные неоднородности. 216 с.
 7. *Шестопалов В. П.* Дифракционная электроника. Харьков: Вища школа, 1976. 232 с.
 8. *Шестопалов В. П.* Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники: В 2-х т. Киев: Наукова думка, 1985. Т. 2. Источники. Элементная база. Радиосистемы. 256 с.
 9. *Лебедев И. В.* Техника и приборы СВЧ: В 2-х т. / Под ред. Н. Д. Девяткова. М.: Высшая школа, 1970. Т. 1. Техника СВЧ. 440 с.
 10. *Kuzmichev, I. K., Melezhik, P. N., Poedinchuk A. Ye.* An Open Resonator for Physical Studies // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. 2006. Vol. 27. № 6. P. 857–869.
 11. *Кириленко А. А., Ткаченко В. И.* Система электродинамического моделирования СВЧ-КВЧ устройств // Известия вузов. Радиоэлектроника. 1996. Т. 39. № 9. С. 17–28.
 12. *Кравченко В. Ф., Сиренко Ю. К., Сиренко К. Ю.* Преобразование и излучение электромагнитных волн открытыми резонансными структурами. М.: Физматлит, 2011. 320 с.
 13. *Pochanin, G. P., Masalov, S. A.* Large Current Radiators: Problems, Analysis and Design // Ultra Wideband Radar Application and Design / Ed. by James D. Teylor. CRC Press: Boca Raton. London. New York. Washington DC. 2012. P. 322–368.

EXCITATION OF TE_{11} AND TE_{01} WAVES IN A COAXIAL WAVEGUIDE INCORPORATED INTO AN OPEN RESONATOR

PART 2. SWITCH MODELING

KUZMICHEV, I. K., POPKOV, A. YU., AND RUD, L. A.

Numerical modeling of interference switches based on the coaxial waveguide is presented. The analysis holds in the 8 mm wave region. It is performed for the two wave types TE_{11} and TE_{01} propagating along the waveguide and relies on the electrodynamic modeling system.

When the TE_{11} wave propagates in the coaxial waveguide, both a breaking of the internal conductor of the coaxial waveguide and a step widening of the outer conductor can individually make the interference switch. In these cases, practically all the energy is stored in the resonant volume. On the contrary, the switch based on a super-dimensional coaxial waveguide is only possible when the breaking of the internal conductor is in combination with the step widening of the outer conductor. The main contribution to the field of the so formed resonator is made by the wave TE_{03} not propagating along the coaxial feeding waveguide. Just this oscillation is responsible for the waveguide locking at the given frequency. In the storage regime, almost all the energy is locked inside the resonant volume and only a slight part of it (about 8%) transforms to the TE_{02} wave. The performed studies show that the resonant system like an open resonator combined with an interference switch based on a coaxial waveguide can be promising in the development of power compressors in the millimeter wave region.

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

УДК 550.388.2 + 533.951

ЛЧМ ИОНОЗОНД-РАДИОПЕЛЕНГАТОР И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В ИОНОСФЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

© Авторы, 2012

Валов В. А. — кандидат физ.-мат. наук, начальник отдела, ООО «НПП «Полет», Нижний Новгород. E-mail: polyot_knio72@mail.ru

Вертоградов Г. Г. — доктор физ.-мат. наук, профессор Южного федерального университета (ФГАОУ ВПО ЮФУ), Ростов-на-Дону. E-mail: vgg@bmail.ru

Вертоградов В. Г. — инженер лаборатории распространения радиоволн «Сигнал» физического факультета Южного федерального университета (ФГАОУ ВПО ЮФУ). E-mail: vitaliy@rostel.ru

Вертоградова Е. Г. — инженер лаборатории распространения радиоволн «Сигнал» физического факультета Южного федерального университета (ФГАОУ ВПО ЮФУ). E-mail: evertogr@yandex.ru

Кубатко С. В. — инженер Южного федерального университета (ФГАОУ ВПО ЮФУ).

Урядов В. П. — доктор физ.-мат. наук, заведующий сектором ФГБНУ «Научно-исследовательский радиофизический институт» (ФГБНУ НИРФИ), Нижний Новгород.

E-mail: uryadovvp@nirfi.sci-nnov.ru

Черкашин Ю. Н. — доктор физ.-мат. наук, профессор, Институт земного магнетизма ионосферы и распространения радиоволн (ИЗМИРАН), Троицк Московской области. E-mail: yu_ch@izmiran.ru

Аннотация

Дано описание нового инструмента ЛЧМ ионозонда радиопеленгатора (ЛЧМ ИР), позволяющего в реальном времени одновременно измерять ключевые характеристики ионосферного канала (дистанционно-частотные, амплитудно-частотные и угловые частотные характеристики) во всем диапазоне частот прохождения КВ радиосигналов. Приведены результаты экспериментальных исследований ионосферного распространения коротких радиоволн на трассах различной протяженности и ориентации в естественной и искусственно-возмущенной ионосфере, полученные с помощью этого инструмента. Разработан алгоритм восстановления пространственного распределения электронной концентрации вдоль трассы зондирования по данным работы ЛЧМ ИР.

Ключевые слова: КВ радиосигналы; ионосфера; ионосферные возмущения; ЛЧМ ионозонд; радиопеленгация; дистанционно-частотные характеристики; угловые-частотные характеристики; амплитудно-частотные характеристики; аномальные сигналы

Abstract

The description of new tool LFM ionosonde-radiodirection finder (LFM IRDF) allowing in real time simultaneously to measure a key characteristics of the ionospheric channel (distance-frequency, amplitude-frequency and angular frequency characteristics) in all range of frequencies of HF radio signals passage is given. Results of experimental researches of ionospheric HF radio waves propagation on paths of various extent and orientation in the natural and artificial-disturbed ionosphere obtained by means of this tool are presented. The algorithm of spatial distribution reconstruction of electronic concentration along of sounding path according to work LFM IRDF is developed.

Key words: HF radio signals; ionosphere, ionospheric disturbances, LFM ionosonde, radio direction-finding, distance-frequency characteristics, angle-frequency characteristics, amplitude-frequency characteristics, anomalous signals

Введение

Решение научных и прикладных задач ионосферного распространения радиоволн требует разработки и создания современных технических средств диагностики ионосферного канала. Для обеспечения эффективного функционирования систем радиосвязи, радионавигации, радиопеленгации и радиолокации в условиях нестационарности ионосферного канала, подверженного воздействию различного рода возмущений естественного и искусственного происхождения, необходимо постоянно осуществлять

мониторинг ионосферы с целью использования результатов зондирования для адаптации радиоэлектронных систем к условиям распространения радиоволн.

В последние несколько десятилетий для диагностики ионосферного канала используются маломощные системы наклонного зондирования с непрерывным излучением линейно-частотно-модулированного (ЛЧМ) сигнала [1,2]. Такие системы имеют высокую помехозащищенность, достигаемую за счет большой базы ЛЧМ сигнала. Испытания систем КВ радиосвязи как у нас в стране [3], так и за рубежом [4] с назначением рабочих частот связи по данным наклонного ЛЧМ зондирования в реальном времени показали возможность повышения надежности КВ связи до уровня спутниковых связных систем.

В то же время, при решении задач радиолокации, радионавигации и радиопеленгации возникает проблема позиционирования источника радиоизлучения (рассеяния). Для определения месторасположения источника радиоизлучения (рассеяния) необходимо по результатам измерений характеристик принятого радиосигнала выполнить имитационное моделирование распространения радиоволн в трехмерно неоднородной магнитоактивной ионосфере с реальным распределением электронной концентрации N_e на трассе зондирования. При этом знания только дистанционно-частотной характеристики (ДЧХ), определяемой с помощью обычного ЛЧМ ионозонда, часто оказывается недостаточно для решения обратной задачи определения параметров ионосферы и позиционирования источника радиоизлучения (рассеяния) с требуемой точностью. Повышение точности определения пространственно-временного распределения N_e и решение проблемы позиционирования источника радиоизлучения (рассеяния) может быть достигнуто в том случае, когда одновременно с ДЧХ измеряется угловая частотная характеристика (УЧХ) трассы [5]. Инструментом, позволяющим измерять полный набор характеристик ионосферного радиоканала (дистанционно-частотные, амплитудно-частотные и угловые частотные характеристики), является созданный авторами ионосферный зонд-радиопеленгатор [6]. Ионосферный зонд-радиопеленгатор с использованием ЛЧМ сигнала свободен от ошибок пеленгования, обусловленных проблемами многолучевого распространения, которые в классических КВ пеленгаторах, построенных по интерферометрическому принципу, приводят к ошибкам измерения как пеленга (азимута), так и угла места. Ионосферный зонд-радиопеленгатор благодаря оптимальной обработке широкополосных ЛЧМ сигналов позволяет разделить полностью или частично суммарное интерференционное поле на парциальные лучи по групповой задержке. Как следствие, множество измеренных разностей фаз разделенных парциальных лучей свободно от интерференционных погрешностей.

В статье дано описание нового, не имеющего в мире аналога, инструмента ЛЧМ ионозонда-радиопеленгатора. Приведены результаты экспериментальных исследований ионосферного распространения коротких радиоволн в естественной и искусственно-возмущенной ионосфере, полученные с его помощью.

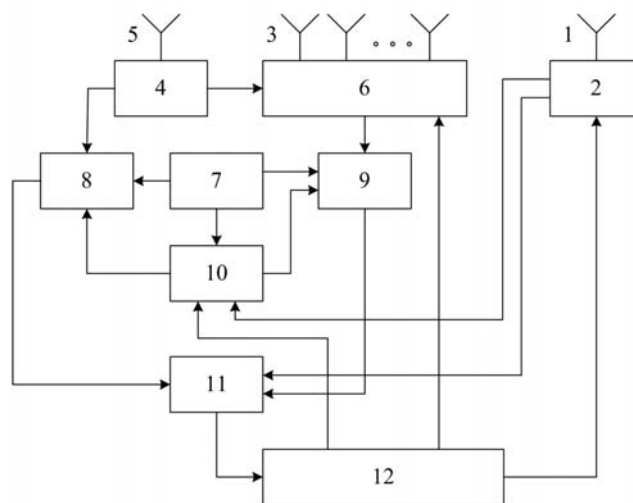


Рис. 1. Блок схема ЛЧМ ионозонда-радиопеленгатора. 1-антенна GPS, 2 — блок временной синхронизации с GPS приемником, 3 — N -элементная антенная решетка, 4 — разветвитель, 5 -опорная антенна, 6 — коммутатор, 7 — опорный генератор 5 МГц, 8 — РПУ1, 9 — РПУ2, 10 — ЛЧМ генератор, 11—2-х канальный АЦП, 12- многопоточный вычислитель на базе ПК

Описание работы ЛЧМ ионозонда — радиопеленгатора

Математическое обоснование работы ЛЧМ ионозонда-радиопеленгатора изложено в [7]. В настоящей статье приводится описание работы ЛЧМ ионозонда — радиопеленгатора. На рис. 1 приведена структурная схема ЛЧМ ионозонда-радиопеленгатора. Устройство включает: блок временной синхронизации с антенной (1) и приемником GPS (2), N-элементную антенную решетку (3), разветвитель (4), к входу которого подключен один из элементов антенной решетки (АР) (опорная антенна 5), антенный коммутатор (6), к первому входу которого подключен первый выход разветвителя, к другим N-1 входам коммутатора подключены N-1 — элементов АР, опорный генератор (7), первое радиоприемное устройство (РПУ1) (8). Второе радиоприемное устройство (РПУ2) (9), ЛЧМ генератор (10), двухканальный аналого-цифровой преобразователь (АЦП) (11), многопоточный вычислитель на базе ПК (12), состоящий из блока оценки спектральной плотности мощности (СПМ) сигнала и шума многооконным методом (МТМ-методом), обнаружения лучей, определения их числа n , амплитуд $\alpha_i(f)$, задержек $\tau_j(f)$, коэффициента мутности ионосферы β^2 , блока очистки ионограмм, выделения частотных ветвей и формирования зависимостей $\alpha_i(f)$, $\tau_j(f)$, (сигнал/шум) $_j(f)$, $\beta_j^2(f)$, определения наименьших наблюдаемых частот (ННЧ), максимальных наблюдаемых частот (МНЧ), интервалов многолучевости, интервала временного рассеяния $\Delta\tau$, среднеквадратичного отклонения отношения сигнал/шум $\sigma_{с/ш}$, вероятности ошибки, надежности связи, блока измерения двухмерных угловых координат каждого j -го луча путем Фурье-синтеза диаграммы направленности антенны и окончательной очистки ионограмм на основе критерия достоверности оценки углов прихода, блока формирования и отображения выходной информации, пользовательского интерфейса.

Рассмотрим функциональное назначение отдельных блоков, в совокупности обеспечивающих решение основной задачи — одновременное измерение ДЧХ, АЧХ и УЧХ ионосферного радиоканала по данным наклонного ЛЧМ зондирования ионосферы.

N-элементная АР, состоящая из N вертикальных штыревых антенн, используется для определения амплитудно-фазового распределения поля радиоволн на апертуре АР и оценки углов прихода различных лучей путем Фурье-синтеза диаграммы направленности

$$D_{jl}(\alpha, \Delta) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \exp \left\{ i \left[\Phi_{jnl} - \frac{2\pi}{c} f_{nl} \cos \Delta \cos(\alpha - \alpha_n) \right] \right\}.$$

Здесь Φ_{jnl} — фаза сигнала, измеренная на антенном элементе номера n относительно фазы сигнала на опорной антенне, $n = 1, 2, \dots, N$ — номер опрашиваемого антенного элемента, $l = 1, 2, \dots, L$ — номер дискретной частоты f , на которой будут оцениваться углы прихода, j — номер луча, α_n — азимут радиус вектора n-антенного элемента относительно начала системы координат, совмещенной с опорной антенной. Путем вариаций величин α и Δ находят максимальное значение функции $|D_{jl}(\alpha, \Delta)|$, равное 1, тем самым определяя направление прихода j -го луча, характеризуемое азимутом — α_j и углом места — Δ_j . Опорный генератор необходим для подачи опорной частоты двум приемникам РПУ1 и РПУ2, и ЛЧМ генератору, что обеспечивает когерентность обоих РПУ и ЛЧМ генератора. ЛЧМ генератор предназначен для получения сигнала гетеродина для двух РПУ1 и РПУ2, изменяющегося с заданной скоростью перестройки от заданной начальной частоты до заданной конечной частоты. Этим обеспечивается когерентность двух приемников РПУ1 и РПУ2 в режиме приема непрерывных ЛЧМ сигналов. Программирование начальной частоты, конечной частоты и скорости перестройки частоты осуществляется от пользовательского интерфейса многопоточного вычислителя 12. Опорная частота (5 МГц) для ЛЧМ генератора поступает от опорного генератора. Запуск ЛЧМ генератора осуществляется в нужный запрограммированный момент времени от блока временной синхронизации. Блок временной синхронизации, корректируемый по сигналам GPS приемника, предназначен для временной синхронизации запуска ЛЧМ генератора и АЦП измерительного комплекса. Сигнал минутной метки блока временной синхронизации 3 разветвляется и подается на вход запуска (второй вход) ЛЧМ генератора и вход

запуска (третий вход) двухканального АЦП. Для обеспечения жесткой временной привязки блок временной синхронизации непрерывно корректируется по секундной метке приемника GPS. Разветвитель сигнала опорной антенны предназначен для калибровки фазовой неидентичности каналов двух когерентных радиоприемников РПУ1 и РПУ2. Разветвитель обеспечивает постоянное подключение радиоприемника РПУ1 к одному из элементов антенной решетки (опорной антенне) с образованием так называемого опорного канала. Антенный коммутатор предназначен для периодического подключения каждого из антенных элементов N -элементной АР к каналу РПУ2 (предметному каналу). Антенный коммутатор управляется от пользовательского интерфейса многопоточного вычислителя 12, который управляет подключением очередного антенного элемента к РПУ2.

При переключении с помощью антенного коммутатора предметный канал РПУ2 периодически подключается к опорной антенне. Как следствие, в этот момент времени каналы двух приемников РПУ1 и РПУ2 подключаются к опорной антенне. По выборке сигнала с опорной антенны определяется комплексный коэффициент разноканальности (разность фаз и отношение амплитуд), описывающий отношение комплексных коэффициентов передачи предметного и опорного каналов. В дальнейшем этот коэффициент используется для коррекции комплексных относительных амплитуд сигналов, полученных по выборкам с других $N-1$ антенных элементов. В результате обеспечивается измерение относительных (по отношению к опорной антенне) комплексных амплитуд сигналов со всех антенных элементов, инвариантных относительно комплексных коэффициентов передачи каналов двух РПУ.

Двухканальный АЦП предназначен для синхронной оцифровки сигналов по выходу РПУ1 и РПУ2. Обработка оцифрованного разностного сигнала, осуществляется многопоточным вычислителем 12. Разностный сигнал в приемниках РПУ1 и РПУ2 по второй промежуточной частоте (ПЧ) каждого приемника оцифровывается двухканальным АЦП. С выхода АЦП оцифрованный разностный сигнал с двух РПУ поступает на вход многопоточного вычислительного устройства 12, где осуществляется оценка спектральной плотности мощности (СПМ) сигнала и шума многооконным методом (МТМ-методом), обнаружение лучей, определение их числа n , комплексных амплитуд α_j , задержек τ_j , коэффициента мутности β^2 . Здесь же осуществляется очистка ионограмм, выделение частотных ветвей и формирование зависимостей $a_j(f)$, $\tau_j(f)$, $(с/ш)_j(f)$, $\beta_j^2(f)$, определение ННЧ, МНЧ, интервалов многолучевости, интервала временного рассеяния $\Delta\tau$, среднеквадратичного отклонения отношения $(с/ш)$ $\sigma_{с/ш}$, вероятности ошибки, надежности связи. В этом же блоке осуществляется измерение двухмерных угловых координат каждого j -го луча путем Фурье-синтеза диаграммы направленности антенны и окончательная очистка ионограмм на основе критерия достоверности оценки углов прихода. В блоке 12 осуществляется формирование и отображение дистанционно-частотных, амплитудно-частотных и двухмерных угловых-частотных характеристик, а также МНЧ, ННЧ, уровня спектральной плотности шума, коэффициента мутности, вероятности ошибки, надежности связи. Пользовательский интерфейс многопоточного вычислителя 12 предназначен для программирования блока временной синхронизации и ЛЧМ генератора, управления антенным коммутатором и блоком отображения информационных параметров.

Работа ионосферного зонда-радиопеленгатора состоит из следующих основных этапов.

1. По программе, привязанной к шкале времени ЛЧМ передатчика и параметрам излучаемого ЛЧМ сигнала (начальной частоте, конечной частоте, скорости перестройки частоты, началу излучения, периоду зондирования) с пользовательского интерфейса происходит запуск ионосферного зонда-радиопеленгатора, включая запуск блока временной синхронизации, ЛЧМ генератора, АЦП и блока формирования и отображения выходной информации.

2. Сигнал ЛЧМ передатчика принимается АР. С выхода опорной антенны (одного из элементов АР) через разветвитель сигнал поступает на первый вход РПУ1. К опорной антенне РПУ1 подключен постоянно, что обеспечивает получение непрерывной выборки сигнала по опорному каналу. На второй вход РПУ1 поступает сигнал со второго выхода опорного генератора, а на третий вход РПУ1 поступает сигнал с первого выхода ЛЧМ генератора. С выхода 2-й промежуточной частоты (ПЧ) РПУ1 разностный сигнал, сформированный при перемножении принимаемого сигнала с сигналом ЛЧМ генератора, поступает на первый вход АЦП.

3. С помощью антенного коммутатора к РПУ2 поочередно подключаются все антенные элементы и ЛЧМ сигнал, принятый АР, поступает на первый вход РПУ2 (предметный канал). На второй вход РПУ2 поступает сигнал с третьего выхода опорного генератора, а на третий вход РПУ2 поступает сигнал со второго выхода ЛЧМ генератора. С выхода ПЧ РПУ2 разностный сигнал, сформированный при перемножении принимаемого сигнала с сигналом ЛЧМ генератора, идет на второй вход АЦП.

4. Когда оба РПУ1 и РПУ2 подключены к опорной антенне (одному из элементов АР) по выборке сигнала с опорной антенны определяется комплексный коэффициент разноканальности (разность фаз и отношение амплитуд), описывающий отношение комплексных коэффициентов передачи предметного и опорного каналов. В дальнейшем этот коэффициент используется для коррекции комплексных относительных амплитуд сигналов, полученных по выборкам с других антенных элементов. В результате обеспечивается измерение относительных (по отношению к опорной антенне) комплексных амплитуд сигналов со всех антенных элементов, инвариантных относительно комплексных коэффициентов передачи каналов двух РПУ.

5. Затем антенный коммутатор переключает предметный РПУ2 на новый антенный элемент и т. д. Коммутация осуществляется до тех пор, пока не закончится прием сигнала от ЛЧМ передатчика. В каждый момент времени двухканальный РПУ, состоящий из РПУ1 и РПУ2, подключен к опорной антенне (одному из элементов АР) и другому элементу из N - элементной АР. При этом с каждой пары антенных элементов делается выборка сигнала длиной M для оцифровки в АЦП с частотой f_d и шагом дискретизации $\Delta t = 1/f_d$. Величина M выбирается так, чтобы обеспечивалось временное разрешение парциальных лучей распространения по групповой задержке. Так, при скорости перестройки частоты 100 кГц/с и полосе анализа ЛЧМ сигнала 20 кГц временная выборка составляет 200 мс. При этом для временного разрешения парциальных лучей по групповой задержке ~50 мкс величина M полагается равной 4096. Средняя частота принимаемого сигнала равна $f_{nl} = f_{\min} + \mu_0 \Delta t \left(MNl + M \frac{2n+1}{2} \right)$, где $n = 1, 2, \dots, N$ — номер опрашиваемого антенного элемента, $l = 1, 2, \dots, L$ — номер дискретной частоты, на которой будут оцениваться углы прихода, $L = \frac{f_{\max} - f_{\min}}{\mu_0 \Delta t MN}$ — количество дискретных частот, μ_0 — скорость перестройки частоты, f_{\min} и f_{\max} — минимальная и максимальная частоты из диапазона зондирования. Углы прихода при этом оцениваются на равномерной частотной сетке, а значения частот определяются соотношением $f_l = f_{\min} + \mu_0 \Delta t MN \frac{2l+1}{2}$. После полного обхода всех N элементов антенной решетки на промежуточной частоте приемников РПУ1 и РПУ2 при средней дискретной несущей частоте f_i для каждой пары каналов АЦП получают когерентные выборки цифрового разностного сигнала для опорного канала $\{x_{1m}\}$ и предметного канала $\{x_{nm}\}$, где $n = 1, 2, \dots, N$, $m = 1, 2, \dots, M$.

6. Обработка оцифрованного разностного сигнала осуществляется многопоточным вычислителем 12. С выхода АЦП оцифрованный разностный сигнал с двух РПУ поступает на вход блока, входящего в состав многопоточного вычислительного устройства, где осуществляется оценка спектральной плотности мощности (СПМ) сигнала и шума многооконным методом (МТМ-методом), происходит обнаружение лучей, определение их числа n , комплексных амплитуд α_j , задержек τ_j , коэффициента мутности β^2 . По каждой паре выборок разностного сигнала для опорного канала $\{x_{1k}\}$ и предметного канала $\{x_{nk}\}$ вычисляются спектры сигналов $\{s_{1k}\} = FFT(x_{1m})$ и $\{s_{nk}\} = FFT(x_{nm})$, где $k = 1, \dots, M/2$, FFT — оператор дискретного преобразования Фурье, выполняемый на основе алгоритма быстрого преобразования Фурье (БПФ). По каждой выборке сигнала длиной M с n -го антенного элемента с помощью алгоритма БПФ вычисляется комплексный спектр сигнала и вычисляется спектральная плотность мощности сигнала МТМ-методом. Комплексный спектр сигнала используется для вычисления относительного коэффициента передачи K в полосе РПУ при подключении РПУ1 и РПУ2 к опорной антенне (одному из элементов АР). Спектральная плотность мощности шума определяется гистограммным

способом [8]. На основе статистического критерия (F-статистики) в МТМ-методе осуществляется выделение дискретных лучей распространения (определение их количества J), задержек лучей $\tau_j(f)$, комплексных амплитуд $a_j(f)$, определение мощности рассеянной компоненты и, как следствие, определение коэффициента мутности β^2 . Здесь для каждого выделенного j -го луча находится амплитудно-фазовое распределение (АФР) поля по апертуре АР $A_{jnl}e^{i\Phi_{jnl}} = a_{jnl} / (a_{jll}K)$, где $j = 1, 2, \dots, J$ — номер луча, $n = 1, 2, \dots, N$ — номер антенного элемента, $l = 1, 2, \dots, L$ — номер дискретной частоты, на которой будут оцениваться углы прихода. Далее АФР каждого луча используется для Фурье-синтеза диаграммы направленности и оценки двумерных угловых координат луча α_j — азимута прихода в плоскости Земли и Δ_j — угла места в вертикальной плоскости.

7. В блоке 12 осуществляется очистка ионограмм, выделение частотных ветвей и формирование зависимостей $a_j(f)$, $\tau_j(f)$, $(c/\text{ш})_j(f)$, $\beta_j^2(f)$, определение ННЧ, МНЧ, интервалов многолучевости, интервала временного рассеяния $\Delta\tau$, среднеквадратичного отклонения отношения $(c/\text{ш})$ $\sigma_{c/\text{ш}}$, вероятности ошибки, надежности связи.

8. В этом же блоке 12 осуществляется измерение двумерных угловых координат каждого j -го луча путем Фурье-синтеза диаграммы направленности антенны АР и окончательная очистка ионограмм на основе критерия достоверности оценки углов прихода. Оценка достоверности найденных углов прихода осуществляется по значению кругового стандартного отклонения [9], которое оценивается величиной

$$\sigma_{jl} = \sqrt{-2 \ln |D_{jl}|}$$

и имеет смысл среднеквадратичного отклонения измеренных фаз Φ_{jnl} от теоретических Ψ_{jnl} .

9. В блоке 12 осуществляется формирование и отображение дистанционно-частотных, амплитудно-частотных и двумерных угловых-частотных характеристик, а также МНЧ, ННЧ, уровня спектральной плотности шума, коэффициента мутности, вероятности ошибки, надежности связи.

Результаты работы ионосферного зонда-радиопеленгатора записываются в память многопоточного вычислителя 12, выводятся на экран монитора и распечатываются в виде графиков ДЧХ, АЧХ и УЧХ (азимуты α_{jl} , углы места Δ_{jl} всех лучей в полосе прохождения частот на трассе ЛЧМ зондирования), а также таблиц с основными параметрами ионосферного канала.

Особенностью двухканального ионосферного зонда-радиопеленгатора является также то, что при условии измерения УЧХ достигается дополнительная очистка результатов зондирования от шумов естественного происхождения и станционных помех. Как следствие, ДЧХ, полученные в процессе измерения УЧХ, не содержат характерных для одноканальных ЛЧМ зондов следов, порождаемых, прежде всего, влиянием станционных помех.

Результаты зондирования ионосферного канала с помощью ЛЧМ ионозонда-радиопеленгатора

Измерения ключевых характеристик ионосферного канала с помощью ЛЧМ ионозонда — радиопеленгатора (ЛЧМ ИР) открывают широкие возможности для решения научных и прикладных задач ионосферного распространения радиоволн на современном техническом уровне. Измерения, проведенные с помощью ЛЧМ ИР на трассах различной протяженности, позволили обнаружить аномальные сигналы и определить механизмы их распространения.

1. Трасса Кипр — Ростов-на-Дону

Одновременные измерения дистанционно-частотных и угловых частотных характеристик на трассе Кипр — Ростов-на-Дону позволили объяснить природу и механизм распространения дополнительных сигналов типа возвратно-наклонного зондирования (ВНЗ). На рис.2а показан типичный пример ионограммы наклонного ЛЧМ зондирования на трассе Кипр — Ростов-на-Дону. Из рисунка видно, что, на-

ряду с прямым сигналом (ПС), распространяющимся по дуге большого круга между передатчиком и приемником, наблюдаются дополнительные сигналы типа ВНЗ, задержка которых растет с ростом частоты. На рисунке дополнительные сигналы отмечены маркерами PC1-PC5 (рассеянные сигналы). Благодаря измерению угловых частотных характеристик (вертикального угла прихода и азимута) прямого и рассеянных сигналов, представленных на рис.2 в, г, удалось объяснить природу рассеянных сигналов. Как видно из рис.2г, рассеянные сигналы PC1 и PC2 имеют различную частотную зависимость азимутальных углов прихода. Азимут сигнала PC1 меньше азимута прихода прямого сигнала и уменьшается с ростом частоты. Азимут сигнала PC2 превышает азимут прихода прямого сигнала и растет с ростом частоты. Отметим, что в диапазоне частот $\sim 12\text{--}16$ МГц сигнал PC1 расщепляется на два сигнала с несколько различными азимутами прихода. Рассеянные сигналы PC3 — PC5 наблюдаются на более низких частотах $\sim 10\text{--}17$ МГц с азимутами $\sim 310\text{--}50^\circ$ и имеют фрагментарную структуру.

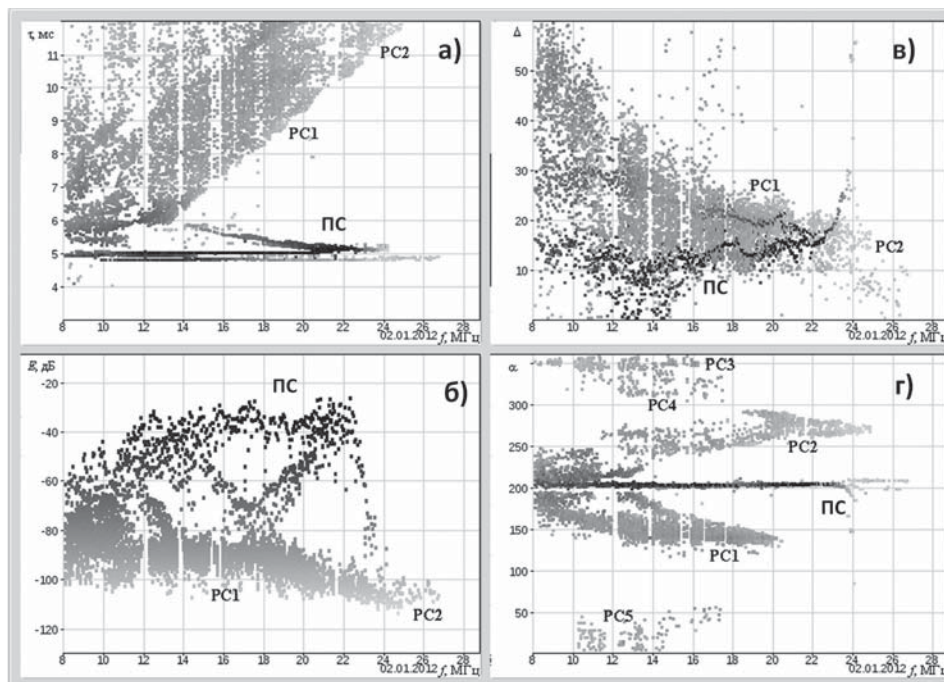


Рис. 2. ДЧХ (а), АЧХ (б) и УЧХ (в – угол места Δ (град.), г – азимут α (град.)) на трассе ЛЧМ зондирования Кипр — Ростов-на-Дону. 09:09 UT, 02.01.2012 г. ПС — прямой сигнал, PC1—PC5 — рассеянные сигналы

Для определения механизма распространения рассеянных сигналов результаты измерений задержек сигналов и азимутальных углов прихода рассеянных сигналов, нанесены на физическую карту (см. рис. 3). Как видно из рис.3, исходя из геометрии расположения передатчика и приемника относительно возможных зон формирования рассеянных сигналов, считаем, что сигнал PC1 формируется за счет рассеяния радиоволн, излученных с Кипра, от Иранского нагорья и Кавказских гор. При этом частотная зависимость азимутального угла прихода сигнала PC1 объясняется ориентацией вытянутости Иранского нагорья относительно направления на приемник (Ростов-на-Дону) и передатчик (Кипр). Как следует из рис. 3, более удаленные от приемника области на поверхности Земли в окрестности Иранского нагорья расположены на меньшем азимуте, чем области, расположенные ближе к приемнику. Согласно теории распространения сигналов ВНЗ [10] с ростом частоты имеет место увеличение протяженности трассы от передатчика до рассеивающей зоны на поверхности Земли. Это приводит к той азимутальной зависимости бокового сигнала PC1 от частоты, которая и наблюдается в эксперименте — уменьшение азимута с ростом частоты. Как видно из рис.3 сигнал PC2 формируется за счет рассеяния радиоволн, излученных с Кипра, от Карпат и Балканских (Родопских) гор. Увеличение азимута угла прихода сигнала PC2 с ростом частоты объясняется геометрией общей ориентации Балканских гор относительно направления на передатчик (Кипр) и приемник (Ростов-на-Дону). Так ориентация Балканских гор вытянута вдоль направления на Кипр и составляет острый угол с направлением на Ростов-на-Дону. Такая

геометрия расположения Балканских гор, ответственных за формирование рассеянных сигналов, обеспечивает рост задержки боковых сигналов с ростом частоты (имеет место увеличение протяженности трасс от передатчика до рассеивающей зоны на поверхности Земли и от этой зоны до приемника с ростом частоты). Из рис. 3 видно, что с ростом задержки бокового сигнала (соответственно частоты), азимут его прихода смещается на большие значения. Это соответствует общей ориентации вытянутости Балканских гор относительно передатчика и приемника, а также согласуется с результатами наблюдений. Слабые рассеянные сигналы РС3 — РС5 обусловлены рассеянием радиоволн от Среднерусской и Приволжской возвышенностей.



Рис. 3. Месторасположение областей, ответственных за рассеянные сигналы PC1 — PC5, для сеанса зондирования 09:09 UT, 02.01.2012 г.

Новый интересный результат работы ЛЧМ ИР на трассе Кипр — Ростов-на-Дону с регистрацией рассеянных сигналов представлен на рис.4. В этом сеансе наблюдались рассеянные сигналы PC1 и PC2 на частотах ниже максимальной наблюдаемой частоты (МНЧ) моды 1F прямого сигнала, а также аномальный сигнал PC3 в виде протяженного диффузного пятна в диапазоне задержек ~7–11 мс на частотах ~14–19 МГц, которые заметно (на ~1–6 МГц) были выше МНЧ1F прямого сигнала, равного 13 МГц. Сигнал такого типа регистрировался на протяжении длительного времени от 17:30 UT 4 января до 02:30 UT 5 января 2012 г. Диапазон азимутальных углов прихода сигнала PC3 лежит в интервале значений ~330–65°. Результаты измерений ДЧХ и УЧХ нанесены на карту и показаны на рис.5. Как видно из рис.5 зона, ответственная за сигнал PC3 занимает протяженную область средних широт, примерно от 50 до 55 °N, а по долготе в интервале значений ~35–48 °E. Отметим, что в этот период наблюдений была спокойная геомагнитная обстановка. Механизм распространения PC3 за счет рассеяния радиоволн от Земли в данном случае не работает по следующим причинам.

1. Расстояния от приемного пункта до этой зоны в среднем лежат в интервале значений ~500–800 км, что в случае ВНЗ и наблюдаемых частот PC3~14–19 МГц требует значительных величин критической частоты ионосферы f_oF_2 ~7.5–11 МГц. В то же время, по данным станции вертикального зондирования (ВЗ) в Москве, попадающей в зону области возмущения (ОВ), в это время критические частоты f_oF_2 составляли значения ~2.8 МГц (см. рис. 6).

2. Отметим также, что для трассы Кипр — Ростов-на-Дону протяженностью 1460 км максимальная наблюдаемая частота (МНЧ) прямого сигнала составляет 13 МГц. Она заметно меньше значений частот, занимаемых аномальным сигналом PC3, что также свидетельствует не в пользу механизма формирования PC3 путем возвратно-наклонного зондирования с рассеянием от Земли, тем более для расстояний, меньших, чем 1460 км.

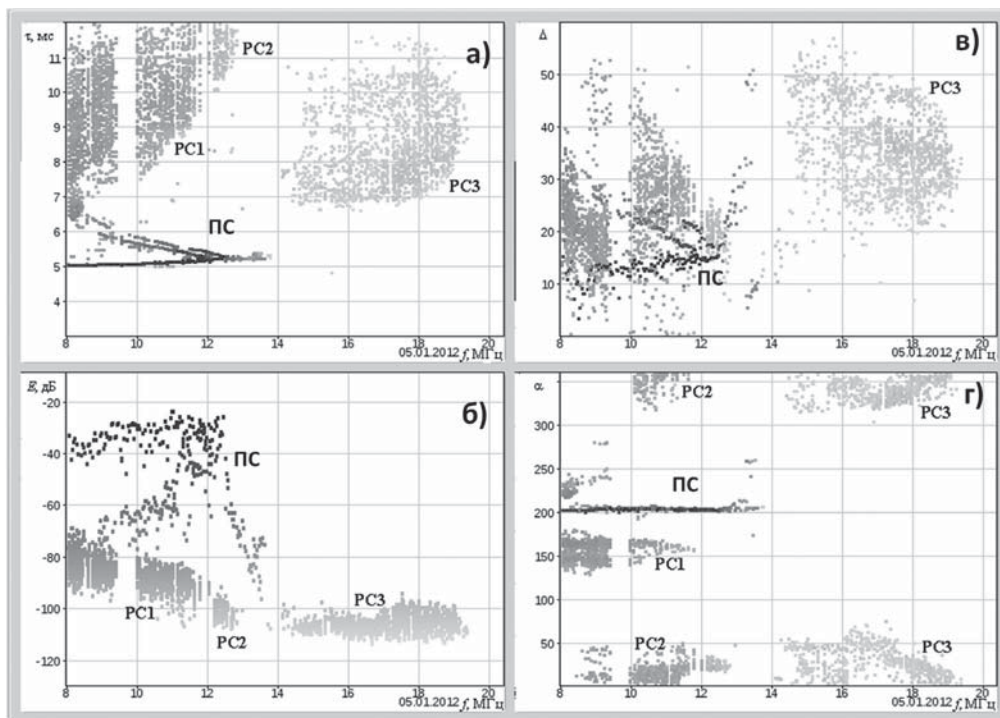


Рис. 4. ДЧХ (а), АЧХ (б) и УЧХ (в – угол места Δ (град.), г – азимут α (град.)) на трассе ЛЧМ зондирования Кипр — Ростов-на-Дону. 01:04 UT мск, 05.01.2012 г. ПС — прямой сигнал, РС1 — РС3 — рассеянные сигналы



Рис. 5. Месторасположение областей, ответственных за рассеянные сигналы РС1 — РС3, для сеанса зондирования 01:04 UT, 05.01.2012 г.

Важно отметить, что вертикальные углы прихода РС3 лежат в интервале значений $\sim 25\text{--}45^\circ$ (см. рис. 4в). С учетом дальности от приемника до этой области можно говорить, что за появляемость аномального сигнала РС3 ответственна область среднеширотной верхней ионосферы на высотах $\sim 300\text{--}500$ км. Расчеты показывают, что ракурсное рассеяние радиоволн на магнитно-ориентированных неоднородностях, расположенных в этой зоне, можно рассматривать как механизм распространения аномальных сигналов на трассе Кипр — ОВ — Ростов-на-Дону. Мы полагаем, что сигнал РС3 обусловлен

рассеянием радиоволн от мелкомасштабных ионосферных неоднородностей, расположенных в протяженной области возмущения, простирающейся во внешнюю ионосферу выше максимума F-слоя. Поперечные размеры неоднородностей легко оценить из выражения

$$l_{\perp} = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta_s}{2}}.$$

В нашем случае, для практически обратного рассеяния, когда угол рассеяния $\theta_s \approx \pi$ и длина волны $\lambda \sim 16\text{--}21$ м, получаем $l_{\perp} \sim 8\text{--}10$ м. Необходимо отметить, что в период регистрации рассеянных сигналов РСЗ на ионограммах вертикального зондирования ст. Москва, попадающей в зону возмущенной области, наблюдался сильный F-spread (см. рис.6). О наличии мелкомасштабных неоднородностей в среднеширотной ионосфере, сопровождающих явление F-spread на ионограммах вертикального зондирования, указывается в [11]. Как видно из рис. 5, механизм распространения сигнала РС1 обусловлен рассеянием радиоволн от Иранского нагорья. Что касается рассеянного сигнала РС2, то согласно ДЧХ механизм его распространения (см. рис.4а) соответствует сигналам типа ВНЗ (рост задержки с ростом частоты) от Приволжской возвышенности, которая вытянута вдоль Волги и ориентирована практически вдоль трассы Кипр — Ростов-на-Дону. С другой стороны, согласно ионограммам ВЗ в ИЗМИРАНЕ в 01:00UT 05.01.2012 г. критическая частота f_oF2 была 2,8 МГц, высота максимума слоя 350 км (см. рис.6). Расстояния от зоны формирования сигнала РС2 до Ростова-на-Дону $\sim 600\text{--}800$ км. Если учитывать только зеркальное отражение радиоволн от ионосферы, МНЧ сигнала ВНЗ будет около 5 МГц. Это заметно меньше частот 10–12 МГц, которые наблюдаются в эксперименте для сигнала РС2. В этой связи можно предположить, что на обратном пути, после отражения от Земли, сигнал РС2 проходит через возмущенную область ионосферы, а за счет многократного рассеяния вперед «добирает» рефракционный угол, что обеспечивает прием сигнала РС2 в Ростове-на-Дону. Для более определенных выводов о механизме распространения сигнала РС2 необходимо проведение моделирования с учетом рассеяния радиоволн.

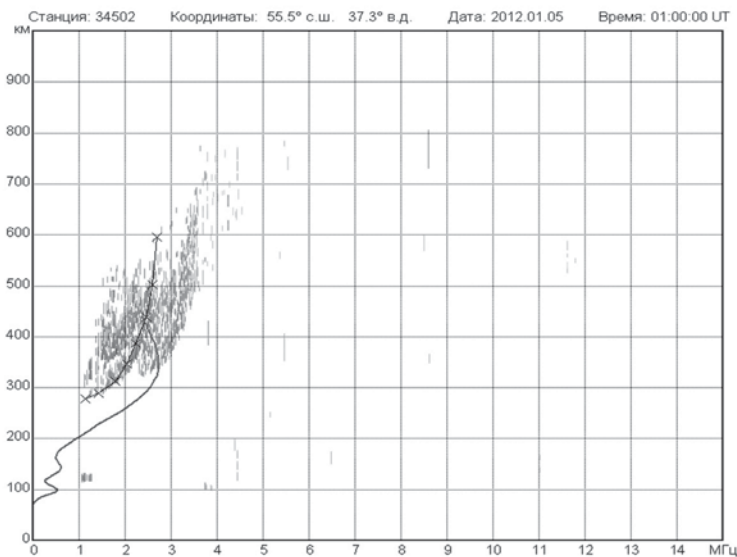


Рис. 6. Ионограмма вертикального зондирования по ст. Москва. Сплошная линия — восстановленный профиль электронной концентрации

2. Трасса Лейвертон (Австралия) — Ростов-на-Дону

Особый интерес представляет использование ЛЧМ ИР для изучения особенностей дальнего и сверхдальнего распространения коротких радиоволн. Дело в том, что многообразие ионосферных условий, влияние ионосферных возмущений естественного и искусственного происхождения на характеристики сигналов затрудняют (а в ряде случаев делают неоднозначной) интерпретацию экспериментальных данных сверхдальнего распространения радиоволн, когда проявляется многообразие различных меха-

низмов распространения, включая волноводное и магнитосферное распространение. Впервые эксперимент по сверхдальному зондированию ионосферы с помощью ЛЧМ ИР проводился в декабре 2009г — январе 2010 г. на трансэкваториальной трассе Лейвертон (28.628 °S, 122.403 °E), Австралия — Ростов-на-Дону. В ходе эксперимента обнаружены аномальные сигналы и дана их интерпретация [12]. Установлено, что часть аномальных сигналов обусловлена рассеянием радиоволн от Иранского нагорья и горного массива Гималаи. В вечернее и ночное время зарегистрированы аномальные сигналы с большой задержкой ~10–12 мс относительно прямого сигнала, приходящие с азимутов ~15–20°. На основе расчетов показано, что такие аномальные сигналы связаны с рассеянием рикошетирующих и волноводных мод от ионосферных неоднородностей, расположенных в области диффузного высыпания заряженных частиц на северной стенке главного ионосферного провала ионизации, примыкающей к южной границе аврорального овала. Эксперименты на трассе Лейвертон — Ростов-на-Дону с использованием ЛЧМ ИР были продолжены в сентябре-декабре 2010 г. и декабре 2011 г. в условиях более высокой солнечной активности.

Характерные примеры ионограмм на трассе Лейвертон (Австралия) — Ростов-на-Дону в вечернее и ночное время с регистрацией аномальных сигналов показаны на рис.7 и 9. В сеансе 15:27 UT (см. рис.7) наблюдались аномальные сигналы трех видов: PC1, PC2 и PC3. Сигнал PC2 занимает диапазон частот ~5.2–11.5 МГц, имеет большой разброс по задержкам от 42.5 до 56 мс и по азимутам от 126° до 208°. Сигнал PC3 занимает диапазон частот ~7.8–11.3 МГц имеет большой разброс по задержкам от 42 до 57 мс, а по азимутальным углам прихода от 215° до 331°. Сигнал PC1 в виде трех треков наблюдается на частотах выше МНЧ прямого сигнала (МНЧ = 13.6 МГц), занимая интервал частот ~9,8–15,1 МГц. Хотя сигналы PC1 содержат диффузную составляющую, в основном они локализованы как по задержкам: 42.6–43.8 мс, 44–45.2 мс и 46.8–48 мс, так и по азимутальным углам прихода: 85–91°, 81–84.7° и 72–79° соответственно.

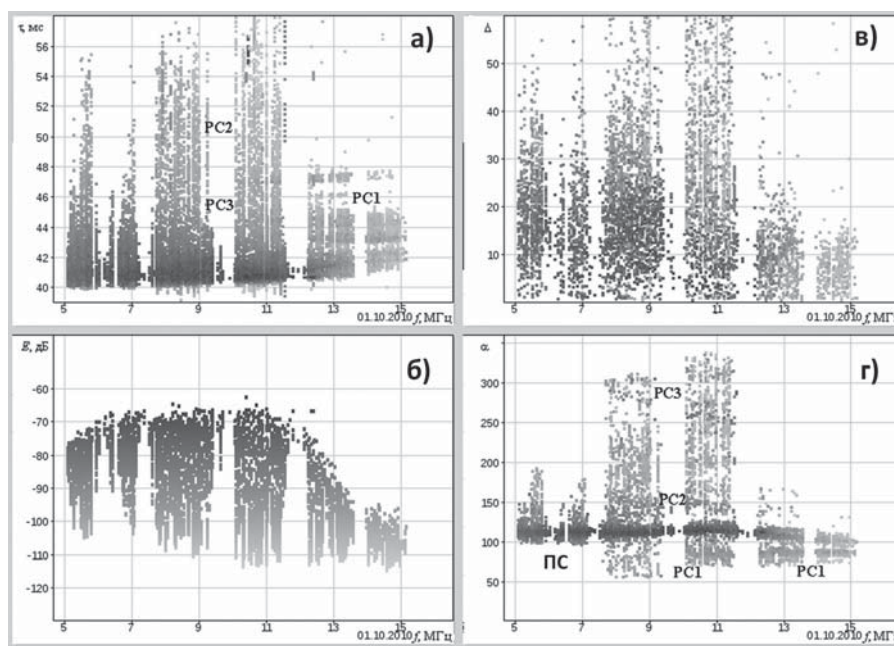


Рис. 7. ДЧХ (а), АЧХ (б) и УЧХ (в – угол места Δ (град.), α — азимут α (град.)) на трассе ЛЧМ зондирования Лейвертон (Австралия) — Ростов-на-Дону. 15:27 UT, 01.10.2010 г. ПС — прямой сигнал, PC1 — PC3 — рассеянные сигналы

Чтобы более наглядно представить картину формирования сигналов PC1-PC3 мы нанесли на физическую карту результаты измерений задержек и азимутов углов прихода сигналов (см. рис.8). Как видно из рис.8 сигналу PC2 соответствует обширная область, простирающаяся через Индийский океан от Австралии до Африки. Возможно, что сигнал PC2 связан с рассеянием радиоволн от неоднородностей приэкваториальной ионосферы и (или) с рассеянием от взволнованной поверхности океана. Для более определенных выводов о природе сигналов PC2 необходимы дополнительные исследования в различ-

ных гео/ионосферных и метеорологических условиях. Как видно из рис.8 область формирования сигналов РС3 приходится, в основном, на север Африки, Турцию, Балканы, Карпаты и Альпы. Полагаем, что основной вклад в сигналы РС3 вносит рассеяние радиоволн от земной поверхности, где в указанных регионах имеются горные возвышенности, способствующие более эффективному формированию поля рассеянных радиосигналов. Новый результат связан с регистрацией в вечернее и ночное время сигналов РС1, зона образования которых имеет вид квазипериодической структуры, вытянутой примерно в северо-южном направлении с пространственным квазипериодом между гребнями ~400–800 км (см. рис. 8). Эта область приходится на район в окрестности геомагнитного экватора. Считаем, что природа сигналов РС1 связана с рассеянием (отражением) радиоволн от перемещающихся ионосферных возмущений (ПИБ). Сигналы такого типа наблюдались на трансэкваториальной трассе наклонного зондирования между Цумб (19.25 °S, 17.7 °E, Намибия, Южная Африка) и Линдау (51.65 °N, 10.1 °E, Германия) [13]. В [14] рассматривается механизм формирования в экваториальной ионосфере квазипериодических структур, связанный с пространственным резонансом, когда фазовая скорость волнового возмущения совпадает со скоростью дрейфа плазмы, и происходит усиление волнового возмущения с последующим переходом в нелинейный режим, развитием неустойчивости типа Кельвина-Гельмгольца, разрушением ПИБ.

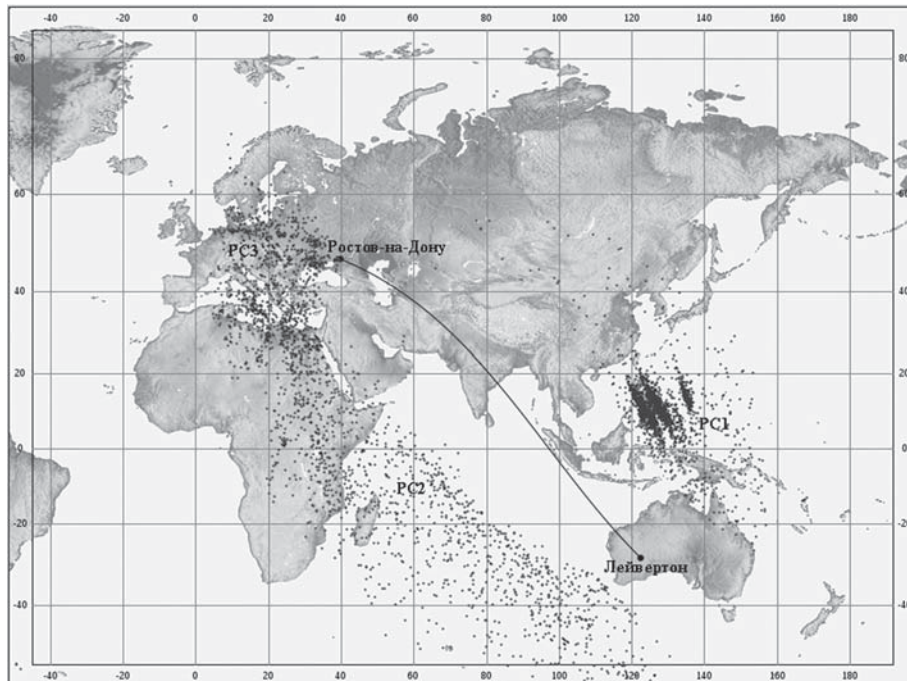


Рис. 8. Месторасположение областей, ответственных за рассеянные сигналы РС1 — РС3, для сеанса зондирования 15:27 UT, 01.10.2010 г.

Рис. 9 иллюстрирует ситуацию, когда в ночное время 21:57 UT, наряду с сигналами РС1 и РС2, наблюдавшимися и в сеансе 15:27 UT (см. рис. 7), зарегистрированы сигналы РС3 и РС4 на частотах 5.3–8.9 МГц и 5.3–9.3 МГц с задержками ~49.2–51 мс и 50.7–53.3 мс, которые принимались с азимутов ~11–22° и 12–28° соответственно. Сигналы РС1 наблюдались на частотах 5.2–11.6 МГц, имели диапазон задержек от 41.2 до 47 мс и принимались с азимутов от 67 до 104°. Отметим, что для этого сеанса МНЧ прямого сигнала равно 11.8 МГц. Сигналы РС2 наблюдались на частотах 5–9 МГц, имели диапазон задержек от 42 до 54 мс и принимались с азимутов от 123 до 170°. Для определения областей, ответственных за формирование сигналов РС1–РС4 мы нанесли на физическую карту их месторасположение на основе результатов измерений задержек и азимутальных углов прихода (см. рис. 10). В рассматриваемом случае (см. рис. 10) также наблюдаются квазипериодические структуры, ответственные за формирование сигналов РС1, расположенные в окрестности геомагнитного экватора. Что касается сигналов РС3 и РС4, то механизм их распространения имеет ту же природу, что и наблюдавшиеся нами в первом эксперименте [12] аномальные сигналы с задержками ~51–52 мс и с азимутами углов прихода

~15–20°. Как следует из рис. 10 зона, ответственная за формирование боковых сигналов PC3 и PC4 приходится на область высокоширотной ионосферы в окрестности северной границы главного ионосферного провала ионизации ~70–73 °N, где согласно [15] в вечернее и ночное время существуют интенсивные мелкомасштабные магнитно-ориентированные ионосферные неоднородности, способные ракурсно рассеивать радиоволны [16]. Как и в первом эксперименте высокий уровень амплитуды боковых сигналов PC3 и PC4 свидетельствует (наряду с более высокой интенсивностью рассеивающих неоднородностей в области южной границы аврорального овала) в пользу волноводного распространения радиоволн на участке трассы Лейвертон — область возмущения, когда захват радиоволн в ионосферный волновод осуществляется за счет отрицательного градиента электронной концентрации вдоль этого участка трассы. Вывод радиоволн из волновода осуществляется за счет рассеяния на мелкомасштабных магнитно-ориентированных ионосферных неоднородностях, расположенных в F-области северной стенки ионосферного провала ионизации. Наличие двух четко выраженных областей с неоднородностями может быть связано с пространственным распределением неоднородностей в окрестности северной стенки ионосферного провала.

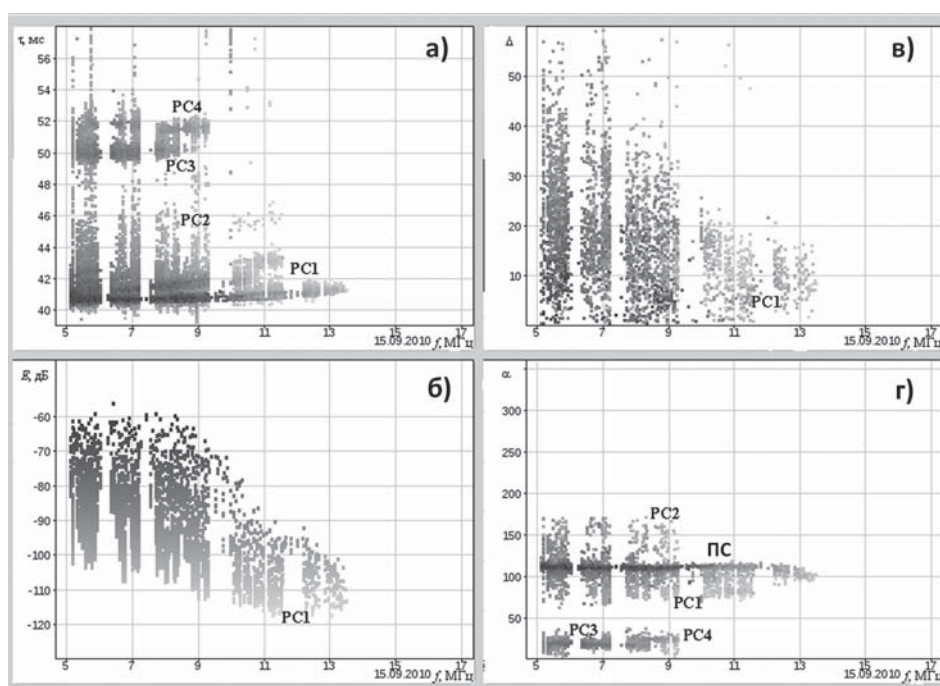


Рис. 9. ДЧХ (а), АЧХ (б) и УЧХ (в – угол места Δ (град.), z — азимут α (град.)) на трассе ЛЧМ зондирования Лейвертон (Австралия) — Ростов-на-Дону. 21:51 UT, 15.09.2010 г. ПС — прямой сигнал, PC1 — PC4 — рассеянные сигналы

Завершая этот раздел можно сделать вывод, что ЛЧМ ионозонд — радиопеленгатор является мощным инструментом как для исследования механизмов дальнего и сверхдальнего распространения радиоволн, так и для диагностики методом загоризонтной КВ локации различных зон ионосферы Земли (экваториальной, среднеширотной и высокоширотной), получая в реальном времени информацию о состоянии ионосферы в планетарном масштабе. Это открывает широкие перспективы для решения фундаментальных и прикладных задач в области физики ионосферы и распространения радиоволн на современном научно-техническом уровне.

3. Трасса ИЗМИРАН — СУРА — Ростов-на-Дону

Со времени первых экспериментальных исследований искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ), начатых за рубежом и в нашей стране в 70-х годах XX века, получено много новых данных об условиях образования, параметрах и динамике искусственных мелкомасштабных магнитно-ориентированных неоднородностей (см. [17] и цитируемую там литературу). Вместе с тем, многие вопросы еще ждут своего решения. Это связано, в первую очередь, с недостаточным пространственно-временным и частотным разрешением используемых методов и средств диагностики возмущенной области.

Понятно, что продвинуться в экспериментальных исследованиях можно лишь опираясь на новую технику измерений и обработки сигналов с использованием всего арсенала радиофизических, геофизических средств, методов изучения ионосферы и ионосферно-магнитосферного взаимодействия. Новый импульс работы получили с внедрением в практику ионосферных исследований нового инструмента ЛЧМ ионозонда-радиопеленгатора. Это позволило одновременно измерять ключевые параметры ионосферного канала: дистанционно-частотные, амплитудно-частотные и угловые-частотные характеристики во всем коротковолновом диапазоне [18,19]. Эксперимент по диагностике ИИТ с помощью ЛЧМ ИР проводился на трассе ИЗМИРАН (55.28°N, 37.22°E) — СУРА (56.1°N, 46.1°E) — Ростов-на-Дону (47.24°N, 39.64°E) в период 19–23 сентября 2011 г., время работы с 16:50 до 22:00 мск. Во все дни излучение осуществлялось на частоте волны накачки $f_n = 5828$ кГц под углом 12° от вертикали на юг вдоль магнитного меридиана, когда в силу рефракции мощная радиоволна распространяется вдоль силовых линий геомагнитного поля на уровне верхнегибридного резонанса и проявляется эффект магнитного зенита [17]. Излучалась волна обыкновенной поляризации в режиме: 20 минут — излучение, 10 минут — пауза, начиная с 50-й минуты каждого часа. Для создания искусственных ионосферных неоднородностей использовался нагревный стенд СУРА. В различные дни работали либо 2 передатчика нагревного стенда с эффективной мощностью $P_G \sim 60$ МВт, либо 3 передатчика с $P_G \sim 100$ МВт.

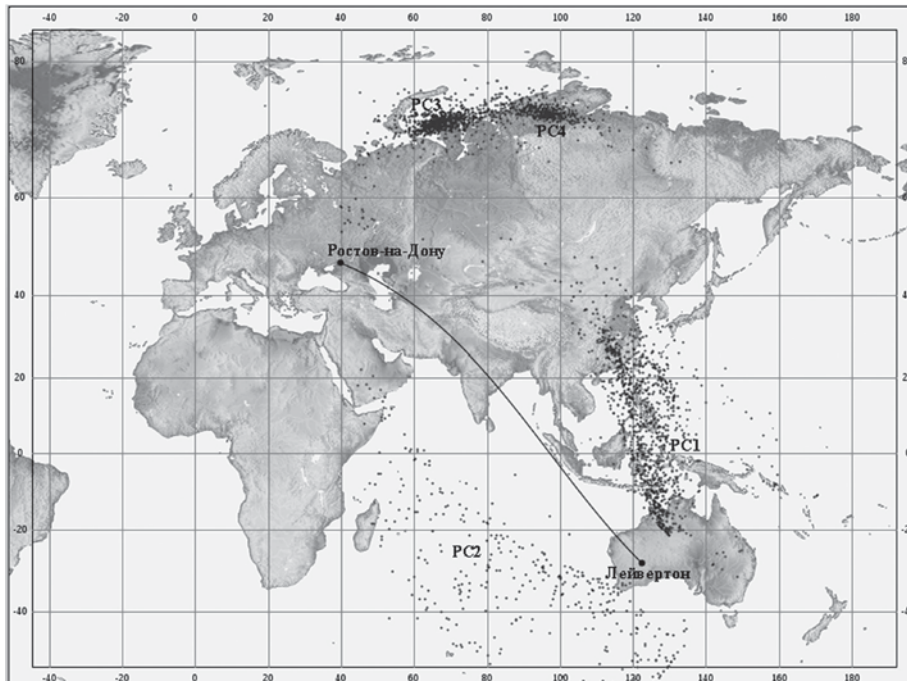


Рис. 10. Месторасположение областей, ответственных за рассеянные сигналы PC1 — PC4, для сеанса зондирования 21:51 UT, 15.09.2010 г.

ЛЧМ передатчик, расположенный в ИЗМИРАНе работал в диапазоне частот 2–25 МГц, скорость перестройки частоты составляла 100 кГц/с, мощность излучения 200 Вт. Излучение ЛЧМ сигналов осуществлялось на вертикальный полуромб в 1, 6, 11, 16, ... и т.д. минуты каждого часа. Состояние ионосферы в пункте излучения (Москва) контролировалось с помощью станции вертикального зондирования DSP-4. Прием сигналов осуществлялся в Ростове-на-Дону с помощью ЛЧМ ионозонда — радиопеленгатора. Во время проведения эксперимента геомагнитная обстановка была спокойная, магнитный индекс K_p составлял значения 1–2.

Следует отметить, что использование ЛЧМ КВ радара бистатической конфигурации с ионозондом — радиопеленгатором на приемном конце позволяет путем широкополосного зондирования с быстрым свипированием по частоте получать как общую картину модовой и угловой структуры поля радиоволн (ДЧХ, АЧХ и УЧХ) в регулярной (фоновой) ионосфере, так и аналогичную информацию о дополнительных модах, обусловленных отражением и (или) рассеянием радиоволн на неоднородных структурах различных масштабов естественного/искусственного происхождения. Применительно

к зондированию искусственной ионосферной турбулентности, использование широкополосного ЛЧМ КВ радара позволило детально исследовать особенности ракурсного рассеяния, определить влияние рефракции в фоновой ионосфере на характеристики принимаемых сигналов, а с использованием данных об угловых измерениях рассеянных сигналов позиционировать месторасположение неоднородностей, ответственных за рассеяние. Важно отметить, что угловые частотные характеристики чувствительны к локальным неоднородным структурам ионосферы. Результаты измерений УЧХ с помощью ЛЧМ ИР дают информацию о структуре и динамике развития неоднородных образований в ионосферной плазме. Во время работы нагревного стенда СУРА на ионограммах наклонного ЛЧМ зондирования наблюдался дополнительный (рассеянный) сигнал в виде моды, задержанной относительно моды прямого сигнала. Пример работы ЛЧМ ИР на трассе ИЗМИРАН—Ростов-на-Дону в условиях воздействия на ионосферу мощным радиоизлучением нагревного стенда СУРА показан на рис.11. Как видно из рисунка во время нагрева ионосферы на ионограмме наблюдается дополнительный сигнал, обусловленный ракурсным рассеянием радиоволн на искусственных мелкомасштабных магнитно-ориентированных ионосферных неоднородностях. На рисунке такой сигнал обозначен маркером РС (рассеянный сигнал). В ходе нагревных экспериментов, проведенных в 2008–2011 гг. с помощью ЛЧМ ИР на трассе ИЗМИРАН — СУРА — Ростов-на-Дону, в различных геофизических условиях получены новые данные [18,19] о структуре и динамике искусственной ионосферной турбулентности. Установлено, что в вечернее время наблюдается расщепление рассеянного сигнала на несколько страт. На основе результатов измерений ДЧХ, УЧХ и моделирования распространения радиоволн с учетом ракурсного рассеяния на искусственных неоднородностях показано, что область с неоднородностями имеет кластерную структуру. Смещение отдельных кластеров от основной области рассеяния составляет ~10–40 км. Меньшие смещения наблюдаются в дневной ионосфере, а большие в вечерней.

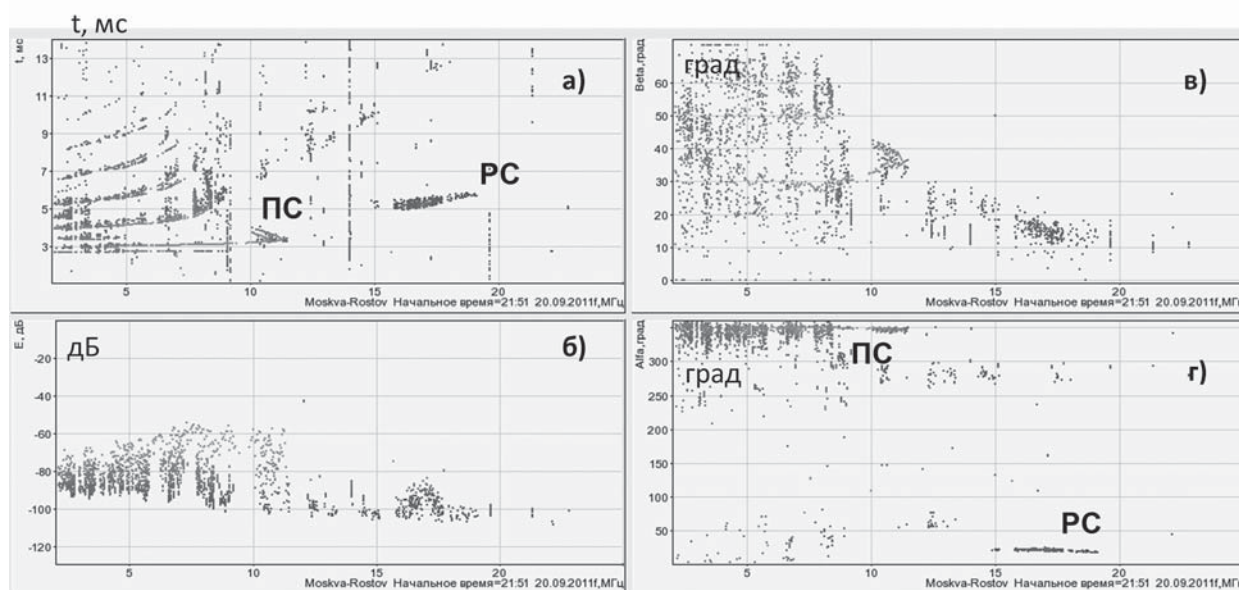


Рис. 11. ДЧХ (а), АЧХ (б) и УЧХ ((в) — угол места Δ , (г) — азимут α) на трассе ЛЧМ зондирования ИЗМИРАН — СУРА — Ростов-на-Дону 20 сентября 2011 г. 21:51 мск
 ПС — прямой сигнал, РС — рассеянный сигнал

4. Восстановление пространственного распределения электронной концентрации по результатам зондирования ионосферы с помощью ЛЧМ ионозонда — радиопеленгатора

Для решения задач радионавигации, радиопеленгации, радиолокации и прогнозирования работы систем радиосвязи в КВ диапазоне с повышенными точностными характеристиками необходимо иметь данные о текущем состоянии среды распространения, в качестве которой в данном случае выступает ионосферная плазма. Важнейшим параметром ионосферной плазмы, оказывающим определяющее влияние на лучевые характеристики сигналов, является электронная концентрация. Учет ее пространственных изменений представляет значительную трудность. В настоящее время нет ни одного общепризнанного способа, который бы полностью решал проблему.

Перспективным способом получения таких сведений является использование данных, полученных при помощи наклонного ЛЧМ зондирования ионосферы. Традиционно результатом наклонного ЛЧМ зондирования ионосферы являются дистанционно-частотные (ДЧХ) и амплитудно-частотные (АЧХ) характеристики ионосферного канала на контролируемой радиотрассе. Однако диагностические возможности комплекса наклонного зондирования (НЗ) могут быть существенно расширены при использовании на приемной стороне многоэлементных антенных решеток и многоканальных ЛЧМ приемников, образующих новый инструмент (ЛЧМ ионозонд-радиопеленгатор) [6]. В этом случае при НЗ дополнительно могут измеряться двухмерные угловые частотные характеристики (УЧХ) (зависимости азимута и угла места прихода отдельных лучей и мод распространения от частоты).

Традиционно при НЗ, для определения параметров F_2 -области используют подход, при котором поставленная задача сводится к восстановлению пространственного распределения электронной концентрации в ионосфере по ДЧХ. Решение поставленной обратной задачи основано на упрощенном для неоднородной магнитоактивной ионосферы методе характеристик. Для аппроксимации $N(h)$ -профиля в обратной задаче наклонного зондирования предложено использовать непрерывную слоевую квазипараболическую аппроксимацию. В этом случае лучевая траектория для кусочно-квазипараболического $N(h)$ -профиля может быть построена аналитически на основе метода рефракционного интеграла. В качестве начального приближения для решаемой задачи выбираются параметры ионосферных слоев (критические частоты, высоты максимума и полутолщины) прогнозируемые с помощью Международной Справочной модели ионосферы IRI-2007. Для определения горизонтально неоднородного распределения электронной концентрации, дуга большого круга, соединяющего пункты передачи и приема, разбивается на M однородных участков. На каждом участке распределение электронной концентрации задается непрерывной слоевой квазипараболической моделью, а ее параметры (критические частоты слоев, высоты максимумов слоев и полутолщины слоев) определяются по результатам НЗ. В таком случае задача сводится к параметрическому заданию пространственного распределения электронной концентрации и к определению этих параметров.

При использовании результатов НЗ с помощью ЛЧМ ионозонда-радиопеленгатора, для каждого сеанса зондирования, полученные ДЧХ и УЧХ автоматически оцифровываются на наборе частот. На этом же наборе частот с помощью метода рефракционного интеграла рассчитываются теоретические групповые задержки и углы прихода сигнала, которые являются теперь функциями параметров слоев E, F_1, F_2 ионосферной модели на отдельных однородных участках:

$$\begin{aligned} \tau(f) &= \tau(f, h_{E,m}, y_{E,m}, f_{E,m}, f_{F1,m}, h_{F1,m}, y_{F1,m}, f_{F2,m}, h_{F2,m}, y_{F2,m}), \\ \beta(f) &= \beta(f, h_{E,m}, y_{E,m}, f_{E,m}, f_{F1,m}, h_{F1,m}, y_{F1,m}, f_{F2,m}, h_{F2,m}, y_{F2,m}), \\ & m = 1, 2, \dots, M - 1. \end{aligned}$$

Затем усреднением по всему набору частот и задержек рассчитывается среднеквадратичное отклонение (СКО) $\varepsilon_\tau^2(f_m, h_m, y_m)$ измеренных групповых задержек от рассчитанных, которое является функцией параметров ионосферных слоев. Такие же операции производятся с измеренными и рассчитанными углами места $\varepsilon_\beta^2(f_m, h_m, y_m)$. В итоге функция среднеквадратичного отклонения принимает следующий вид:

$$\varepsilon^2(f_m, h_m, y_m) = \varepsilon_\tau^2(f_m, h_m, y_m) / \Delta_\tau + \varepsilon_\beta^2(f_m, h_m, y_m) / \Delta_\beta,$$

где Δ_τ и Δ_β – нормировочные коэффициенты, значения которых установлены соответственно равными 0.02 мс и 3°. Задача сводится к глобальной минимизации СКО по параметрам f_m, h_m, y_m горизонтально неоднородного F2 слоя ионосферы. Исследование поверхности $\varepsilon^2 = \varepsilon^2(f, h, y)$ показало, что она многоэкстремальная. Для нахождения глобального минимума СКО использован алгоритм глобального поиска с многошаговой схемой редукции размерности. Следует отметить, что минимизация СКО должна быть выполнена с дополнительными ограничениями, а именно: необходимо обеспечить совпадение с некоторой точностью рассчитанной по модельному распределению электронной концентрации максимально применимой частоты (МПЧ) с измеренным значением максимально наблюдаемой частоты (МНЧ). Чтобы это условие естественным образом включить в процедуру глобальной минимизации

ε^2 , алгоритм обеспечивает возрастание ошибки в тех случаях, когда МПЧ и МНЧ не совпадают. Для экспериментальной апробации использован ЛЧМ ионозонд-радиопеленгатор, построенный на основе 16-ти канального радиоприемного устройства. Полоса обрабатываемого ЛЧМ сигнала 40 кГц, скорость перестройки частоты 100 кГц/с. Прием осуществлялся на антенную решетку, размещенную на поверхности Земли, на площадке 100x100 м² и состоящую из 16 вертикальных штыревых активных антенных элементов высотой 9 м. Приемный пункт располагался в Ростове-на-Дону (47.319 °N, 39.642 °E). Для оценки потенциальных возможностей разработанного подхода использованы трассы НЗ Кипр (35.1 °N, 33.2 °E) — Ростов-на-Дону (протяженность 1460 км, азимут на передатчик 203.8°) и Москва (55.5 °N, 37.3 °E) — Ростов-на-Дону (протяженность 924 км, азимут на передатчик 350.8°) [20]. Выбор трасс обусловлен тем, что в районе расположения ЛЧМ передатчиков находятся станции вертикального зондирования (ВЗ) ионосферы. Этим обеспечивалась возможность сравнения полученных нами результатов обработки данных ЛЧМ ионозонда-радиопеленгатора с результатами ВЗ. Сравнением результатов обработки на двух трассах НЗ Кипр — Ростов-на-Дону и Москва — Ростов-на-Дону с данными ВЗ установлено, что предложенным способом с использованием одновременно измерений ДЧХ и УЧХ критическая частота F2-слоя ионосферы определяется с точностью ~0.08 МГц, а высота максимума и полутолщина с точностью ~10 км. Эта оценка в 2 раза превышает точность определения указанных параметров ионосферного слоя F2 на основе измерений только ДЧХ трассы.

Заключение

Создан новый, не имеющий в мире аналога, инструмент (ЛЧМ ионозонд-радиопеленгатор), позволяющий в реальном времени одновременно измерять все ключевые характеристики ионосферного канала (дистанционно-частотные, амплитудно-частотные и угловые-частотные характеристики) во всем диапазоне частот прохождения коротковолновых сигналов. Зондирование естественной и искусственно-возмущенной ионосферы с помощью ЛЧМ ИР проводится с 2006 г. После ввода в эксплуатацию этого инструмента за прошедшие годы получен ряд новых научных результатов.

1. На трансэкваториальной трассе Лейвертон (Австралия) — Ростов-на-Дону протяженностью 11790 км обнаружены аномальные сигналы и определены механизмы их распространения. Установлено, что аномальные сигналы с задержкой ~2–3 мс относительно прямого сигнала, наблюдаемые с азимутов углов прихода $\alpha \approx 100^\circ$ и $\approx 145\text{--}150^\circ$ обусловлены рассеянием радиоволн от горного массива Гималаи и Иранского нагорья соответственно. Аномальный сигнал с азимутами угла прихода $\alpha \approx 340\text{--}20^\circ$ и задержкой ~11–12 мс относительно прямого сигнала связан с рассеянием рикошетирующих и волноводных мод на мелкомасштабных неоднородностях локализованных в F-области северной стенки главного ионосферного провала ионизации. Показано, что за аномальные сигналы с задержками ~43–48 мс, наблюдаемые в вечерние и ночные часы с азимутов ~70–100°, ответственны квазипериодические структуры электронной концентрации экваториальной ионосферы с пространственным периодом ~400–700 км, расположенные в окрестности геомагнитного экватора.

2. На трассе Кипр — Ростов-на-Дону протяженностью 1460 км обнаружены аномальные сигналы типа ВНЗ. На основе измерений ДЧХ и УЧХ установлено, что аномальные сигналы обусловлены рассеянием радиоволн, излученных ЛЧМ передатчиком на Кипре, от Иранского нагорья, Кавказских и Балканских гор. На трассе Кипр — Ростов-на-Дону в вечерние и ночные часы в условиях спокойной геомагнитной обстановки обнаружены аномальные сигналы в виде протяженного по задержке ~4 мс и частоте ~14–19 МГц диффузного сигнала, регистрируемого на частотах выше МНЧ 1F прямого сигнала. Эти аномальные сигналы связываем с рассеянием на ионосферных неоднородностях. Установлено, что область с неоднородностями, ответственными за рассеяние, занимает протяженную область верхней ионосферы средних широт (~50–55 °N, 35–48 °E) на высотах ~250–500 км.

3. С помощью ЛЧМ ИР на трассе ИЗМИРАН — СУРА — Ростов-на-Дону обнаружена кластерная структура искусственной ионосферной турбулентности. Смещение отдельных кластеров от основной области рассеяния составляет ~10–40 км, причем меньшие смещения наблюдаются в дневной ионосфере, большие в вечерней.

4. Разработан алгоритм восстановления пространственного распределения электронной концентрации вдоль трассы зондирования по данным работы ЛЧМ ИР. Показано, что с использованием одновременно измерений ДЧХ и УЧХ на трассе зондирования критическая частота слоя F2 ионосферы определяется с точностью ~0.08 МГц, а высота максимума и полутолщина — с точностью ~10 км. Эта оценка

в 2 раза превышает точность определения указанных параметров ионосферного слоя F2 на основе измерений только ДЧХ трассы.

Таким образом, результаты исследований распространения коротких радиоволн на трассах различной протяженности, ориентации, в условиях естественной и искусственно-возмущенной ионосферы убедительно продемонстрировали уникальные возможности ЛЧМ ионозонда — радиопеленгатора для решения научных и прикладных задач ионосферного распространения радиоволн, недоступные стандартным ионозондам, измеряющим только ДЧХ и АЧХ.

Перспектива использования ЛЧМ ионозонда — радиопеленгатора в задачах ионосферного распространения радиоволн.

В дальнейшем, ЛЧМ ИР может быть использован для обеспечения эффективного функционирования систем радионавигации, радиопеленгации, радиолокации и радиосвязи. С этой целью предлагается разместить ЛЧМ ИР в ряде пунктов на территории России. Для комплексного решения прикладных задач ионосферного распространения радиоволн необходимо разместить ЛЧМ ИР в двух эшелонах: северном и среднеширотном. Северный эшелон: Мурманск, Диксон, Тикси и Певек. Среднеширотный эшелон: Калининград, Нижний Новгород, Ростов-на-Дону, Серов (Свердловская обл.), Томск, Киренск (Иркутская обл.), Охотск (Хабаровский край).

Область применения ЛЧМ ИР следующая:

1. Наземная, авиационная и морская радиосвязь.
2. Радиопеленгация и радионавигация авиационных и морских судов.
3. Радарные исследования структуры и динамики высокоширотной ионосферы.
4. Радарные измерения искусственной ионосферной турбулентности.

Следует отметить, что для обеспечения надежной работы радиоэлектронных систем в стратегически важных высокоширотных районах Крайнего Севера необходимо расширить частотный диапазон ЛЧМ ИР до 60 МГц.

Авторы предлагают продвинутый российский аналог зарубежной системы SuperDARN [21] с 3-мя важными особенностями.

1) В отличие от системы SuperDARN, позволяющей решать научные и прикладные задачи, относящиеся к п.3 и частично к п.2 по радиопеленгации, многофункциональный комплекс ЛЧМ ИР может, наряду с указанными задачами, осуществлять радионавигацию и выбор оптимальных рабочих частот (ОРЧ) связи в реальном времени. Это особенно актуально для высокоширотных радиолиний, подверженных воздействию магнитно-ионосферных возмущений.

2) В отличие от системы SuperDARN, работающей в диапазоне 8–20 МГц, предлагается расширить диапазон частот до 60 МГц. Расширение диапазона частот крайне важно для высокоширотных трасс, где имеет место авроральное поглощение, связанное с высыпанием частиц и наблюдается эффект блэкаута коротких волн во время сильных возмущений. В то же время известно, что высыпания частиц сопровождаются образованием пэтчей в области диффузных полярных сияний с развитой неоднородной структурой и часто образуется интенсивный спорадический слой *Es*. При этом во время возмущений, в период сильного поглощения коротких волн может проявляться механизм рассеяния радиоволн от неоднородностей и отражения от *Es* на частотах $\sim 25 \div 30\text{--}60$ МГц с образованием дополнительного канала радиосвязи. Тогда наличие полной картины распространения радиоволн в диапазоне частот 3–60 МГц позволит адаптировать радиоэлектронные системы различного назначения к текущей ионосферной обстановке по результатам зондирования ионосферного канала с помощью ЛЧМ ИР и обеспечить их работоспособность на полярных трассах в различных геофизических условиях.

3) Важно отметить, что использование системы SuperDARN ориентировано на исследование неоднородностей высокоширотной ионосферы. Известно, что во время магнитной бури наблюдается движение южной границы области с неоднородностями, ответственными за рассеяние, с высоких широт на средние. По условиям распространения и геометрии рассеяния неоднородности оказываются вне зоны “видимости” высокоширотных КВ радаров. Это затрудняет детальное исследование динамики мелкомасштабных неоднородностей, локализованных на южной границе аврорального овала на всех стадиях развития магнитной бури с использованием таких радаров. Поэтому для получения полной картины динамики ионосферных неоднородностей во время магнитной бури необходимо наряду с высокоширотными радарными, использовать КВ радары расположенные на средних широтах. Предлагаемая дислокация ЛЧМ ИР как на высоких, так и на средних широтах, позволяет, наряду со связными

задачами, решать указанные выше задачи. Эксперименты, проведенные в последние годы на базе сети ЛЧМ ионозондов, показали перспективность такого подхода для изучения динамики ионосферных неоднородностей и исследования волновых процессов в ионосфере и магнитосфере во время магнитных бурь [22,23].

Авторы благодарят И.В. Крашенинникова за предоставление ионограмм вертикального зондирования. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 12-02-00177).

Список литературы

1. Fenwick, R. B. Oblique Chirpsounders: HF Communications Test Set. Technical Note 2. Barry Research Corp. USA. Febr. 1973.
2. Иванов В. А., Куркин В. И., Носов В. Е., Урядов В. П., Шумаев В. В. ЛЧМ ионозонд и его применение в ионосферных исследованиях // Изв. Вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46. № 11. С. 919–952.
3. Иванов В. А., Рябова Н. В., Урядов В. П., Шумаев В. В. Аппаратура частотного обеспечения в адаптивной системе КВ радиосвязи // Электросвязь. 1995. № 11. С. 30–32.
4. Goodman, J. M. HF Communication, Sciences and Technology. New York, USA. 1992.
5. Салтыков Е. Г. Восстановление электронных концентраций с малыми горизонтальными градиентами по результатам наклонного зондирования ионосферы // Численные методы решения обратных задач математической физики. Сб. трудов МГУ под ред. А. Н. Тихонова и А. А. Самарского, МГУ. 1988.
6. Вертоградов Г. Г., Урядов В. П., Вертоградов В. Г., Кубатко С. В. Ионосферный зонд-радиопеленгатор. Патент РФ № 2399062 С1 от 15.07.2009 г., опубликовано 10.09.2010. Бюл. № 25.
7. Вертоградов Г. Г., Урядов В. П., Вертоградов В. Г., Шевченко В. Н. Исследование угловых-частотных характеристик КВ-волн при наклонном ЛЧМ зондировании ионосферы // Электромагнитные волны и электронные системы. 2007. Т. 12. № 5. С. 25–32.
8. Вертоградов Г. Г., Урядов В. П., Вертоградова Е. Г. Аппаратно-программный комплекс для определения оптимальных рабочих частот связной радиолнии по данным наклонного зондирования ионосферы: 1. Методы и алгоритмы обработки данных // Труды XIII Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь» Воронеж 17–19 апреля 2007. Т. 2. С. 1203–1214.
9. Мардиа К. Статистический анализ угловых наблюдений. М.: Наука, 1978.
10. Чернов Ю. А. Возвратно-наклонное зондирование ионосферы. Изд. Связь, 1971. 204с.
11. Bowman, G. G., Hajkiewicz, L. A. Small-Scale Ionospheric Structures Associated with Mid-Latitude Spread-F // J. Atm. Terr. Phys. 1991. Vol. 53. No. 5. P. 447–457.
12. Вертоградов Г. Г., Урядов В. П., Вертоградова Е. Г., Понятов А. А. Сверхдальнее зондирование ионосферного канала с помощью ионозонда/пеленгатора с линейной частотной модуляцией сигнала // Изв. вузов. Радиофизика. 2010. Т. 53. № 3. С. 176–187.
13. Rottger, J. Wavelike Structures of Large-Scale Equatorial Spread F Irregularities // J. Atm. Terr. Phys. 1973. Vol. 35. P. 1195–1206.
14. Rottger, J. The Macro-Scale Structure of Equatorial Spread-F Irregularities // J. Atm. Terr. Phys. 1976. Vol. 38. P. 97–101.
15. Tsunoda, R. T. High Latitude Irregularities: a Review and Synthesis // Rev. Geophys. 1988. Vol. 26. P. 719–760.
16. Moller, H. G. Backscatter Results From Lindau. 1: the Movement of Curtains of Intense Irregularities in the Polar F-Layer // J. Atm. Terr. Phys. 1974. Vol. 36. No. 9. P. 1487–1501.
17. Гуревич А. В. Нелинейные явления в ионосфере // УФН, 2007. Т. 177. № 11. С. 1145–1177.
18. Урядов В. П., Вертоградов Г. Г., Вертоградов В. Г. и др. Зондирование искусственно-возмущенной ионосферы с помощью ионозонда/пеленгатора с линейной частотной модуляцией сигнала // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52. № 4. С. 267–278.
19. Вертоградов Г. Г., Урядов В. П., Вертоградова Е. Г. и др. Кластерная структура искусственной ионосферной турбулентности по данным радарных измерений с помощью ионозонда-радиопеленгатора // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55. № 1. С. 1–13.
20. Вертоградов Г. Г., Кубатко С. В., Урядов В. П. Определение параметров ионосферной модели по результатам наклонного зондирования с помощью ЛЧМ ионозонда/пеленгатора // Электромагнитные волны и электронные системы, 2011. Т. 16. № 5. С. 35–40.
21. Greenwald, R. A., Baker, K. B., Dudeney, J. R. et al. DARN/SuperDARN: a Global View of the Dynamics of High-Latitude Convection // Space Sci. Rev. 1995. Vol. 71. P. 761–796.
22. Урядов В. П., Вертоградов Г. Г., Вертоградов В. Г. и др. Радарные наблюдения искусственной ионосферной турбулентности во время магнитной бури // Изв. вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47. № 9. С. 722–738.
23. Uryadov, V. P., Ponyatov, A. A., Vertogradov, G. G. et al. Dynamic of the Auroral Oval During Geomagnetic Disturbances According to the Data of Oblique Sounding of the Ionosphere in the Eurasian Longitudinal Sector // International Journal of Geomagnetism and Aeronomy 2005. Vol. 6. No. 1. doi:10.1029/2004GI000078. P.1-13.

LFM IONOSONDE-RADIODIRECTION FINDER AND ITS APPLICATION IN THE IONOSPHERIC RESEARCHES

VALOV, V.A., VERTOGRADOV, G.G., VERTOGRADOV, V.G.,
VERTOGRADOVA, E.G., KUBATKO, S.V., URYADOV, V.P.,
AND CHERKASHIN, YU. N.

The description of the new tool LFM ionosonde/direction finder is given. The experimental results obtained by this tool are presented. The anomalous signals on transequatorial propagation path Laverton (Australia) — Rostov-on-Don are revealed and the mechanisms of the signals propagation are found. These mechanisms are caused by the scattering of radio waves from the Himalayas massif and the Plateau of Iran and by the scattering of radio waves from irregularities in high-latitude and equatorial ionosphere. The anomalous signals of oblique-incidence back scatter sounding type on propagation path Kipr — Rostov-on-Don are revealed. It is found, using measured distance — frequency characteristics and angle-frequency characteristics, that these anomalous signals are caused by the scattering from the Plateau of Iran, Caucasus massif and Balkans massif. The anomalous signals on propagation path Kipr — Rostov-on-Don, which are caused by spread-F phenomenon on small-scale ionosphere disturbances of 8–10 m, were also detected in evening and night hours. It is concluded that the disturbances, which were responsible for the spread-F phenomenon, occupied vast region of middle-latitude ionosphere ~ 50–55 °N, 35–48 °E at heights of 250–500 km. The cluster structure of artificial ionosphere turbulence on propagation path IZMIRAN — SURA heating facility — Rostov-on-Don was revealed. The reconstruction algorithm of electronic density spatial distribution in the ionosphere is developed, using measured distance-frequency characteristics and angle-frequency characteristics.

УДК 537.62, 620.1

МИКРОМАГНИТНЫЙ МЕТОД МИКРОСТРУКТУРНОГО АНАЛИЗА ФЕРРОМАГНИТНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ

© Авторы, 2012

Игнатьев В. К. — д. ф.-м. н., проф. каф. радиофизики Волгоградского государственного университета. Email: ignatjev@vlpost.ru

Козин Д. А. — аспирант каф. радиофизики Волгоградского государственного университета. Email: volgograd-lider@mail.ru

Орлов А. А. — студент 6 курса Волгоградского государственного университета. Email: orlwork@inbox.ru

Станкевич Д. А. — аспирант каф. радиофизики Волгоградского государственного университета. Email: Dimon50002004@yandex.ru

Аннотация

Приведены теоретическое и экспериментальное обоснования взаимно однозначной интегральной связи микротопологии магнитного поля рассеяния вблизи поверхности слабо намагниченного тела с его микроструктурой и намагниченностью независимо от магнитной предыстории. Описан метод восстановления микроструктуры ферромагнитных цилиндрических образцов, основанный на разделении намагниченности на три компоненты, обусловленные различными физическими причинами. В ходе физического моделирования удалось достоверно обнаруживать магнитный момент 10^{-6} А·м² и определять его основные параметры. Проведенные измерения на стальных канатах показали, что восстановление намагниченности дает дополнительную физическую информацию при микроструктурном анализе. Металлографическая экспертиза показала наличие распределенных дефектов в местах спадов намагниченности, локализация которых не зависит от магнитной предыстории. Предложенный метод позволяет перевести магнитный микроструктурный анализ на качественно новый уровень высокотехнологичного процесса, допускающего аппаратно-программную реализацию в виде гибридной экспертной системы, и может быть рекомендован для построения приборов магнитного неразрушающего контроля.

Ключевые слова: микроструктурный анализ, дефектоскопия, холловский стурктуроскоп, магнитостатическая задача, магнитный момент

Abstract

The theoretical and experimental studies-one integrated communications microtopology stray magnetic field near the surface of weakly magnetized body with its microstructure and magnetization, regardless of magnetic history. A method for recovery of the microstructure of ferromagnetic cylindrical samples, based on the separation of the magnetization of the three components due to different physical reasons. In the physical modeling could reliably detect the magnetic moment of 10^{-6} A·m² and determine its basic parameters. The measurements on steel ropes have shown that the recovery of the magnetization gives additional physical information at the microstructural analysis. Metallographic examination showed the presence of distributed defects in magnetization field declines, localization does not depend on magnetic history. The proposed method makes it possible to transfer the magnetic microstructure analysis to a new level of high-tech process, allowing hardware and software implementation of a hybrid expert system, and can be recommended for the construction of magnetic non-destructive testing equipment.

Keywords: microstructural analysis, flaw detection, Hall structurescope, the magnetostatic problem, the magnetic moment

Введение

Исследование микроструктуры позволяет своевременно диагностировать стадию начала разрушения материала, определить усталость металла или непрочность сварного шва еще до возникновения дефектов сплошности [1]. Практически применимые методы микроструктурного анализа основаны на корреляционных связях между физико-химическими, механическими свойствами и структурными состояниями материала и его магнитными характеристиками.

Предлагаемый метод анализа микроструктуры ферромагнитных образцов заключается в восстановлении намагниченности по распределению внешнего магнитного поля. При этом сама намагниченность разделяется на составляющие, обусловленные различной природой возникновения: медленно меняющаяся намагниченность, которая возникает вследствие намагничивания внешними магнитными полями отдаленных источников (поле Земли, токи в проводниках и др.); быстро меняющаяся намагниченность, обусловленная магнитными зарядами вблизи микродефектов сплошности, моделью которых может являться магнитный диполь, и шумоподобная составляющая намагниченности, обусловленная наличием межзеренных границ доменов ферромагнетика.

В качестве измерителя магнитного поля используется холловский структуроскоп [2], представляющий собой трехканальный холловский измеритель магнитного поля [3]. Датчик структуроскопа содержит три преобразователя Холла, размещенных эквидистантно на концентрической с сечением исследуемого образца окружности так, что плоскость преобразователя перпендикулярна к радиус-вектору, проведенному в точку его расположения [4]. Это позволяет измерять нормальную к цилиндрической поверхности образца компоненту магнитного поля. Такая конструкция является оптимальной для получения необходимой информации о намагниченности образца [5].

Связь микротопологии магнитного поля и намагниченности цилиндрического образца

Рассмотрим цилиндрическую геометрию магнитоэлектростатической задачи, которая возникает при магнитоэлектростатическом анализе длинномерных объектов — тросов, канатов, труб и т. д. при слабом намагничивании, например, в геомагнитном поле (рис. 1).

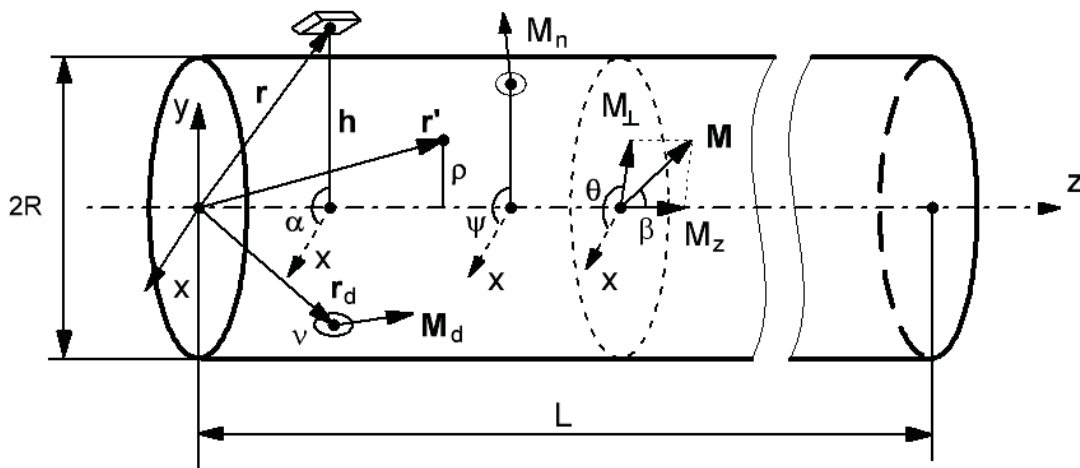


Рис. 1. К выводу связи намагниченности и микротопологии магнитного поля около цилиндрического образца

Пусть в однородном цилиндрическом стержне, намагниченность $\mathbf{M}_0(z')$ которого постоянна по сечению и меняется только вдоль продольной координаты z , в точке \mathbf{r}_d имеется дефект микроструктуры, искажающий намагниченность в малой области v , ограниченной поверхностью s . Поле, создаваемое дефектами, обозначим $\mathbf{M}_d(\mathbf{r}')$. Кроме того, учтем случайную составляющую намагниченности $\mathbf{M}_n(\mathbf{r}')$, создаваемую локализованными вблизи межзеренных границ магнитными моментами, то есть положим

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}') = \mathbf{M}_0(z') + \mathbf{M}_d(\mathbf{r}') + \mathbf{M}_n(\mathbf{r}'), \quad (1)$$

причем как на поверхности s , так и всюду при $\mathbf{r}' \notin v$ $\mathbf{M}_d(\mathbf{r}') \equiv 0$. Тогда магнитный потенциал φ можно представить как сумму потенциалов φ_0 , φ_d и φ_n , создаваемых намагниченностями \mathbf{M}_0 , \mathbf{M}_d и \mathbf{M}_n , соответственно.

Обозначим $M_z = M_0 \cos(\beta)$, $M_\perp = M_0 \sin(\beta)$, $M_x = M_\perp \cos(\Theta)$, $M_y = M_\perp \sin(\Theta)$ (рис. 1). Точку \mathbf{r} , в которой производится измерение поля, опишем цилиндрическими координатами (z, h, α) . Так как составляющие намагниченности формулы (1) дают независимый вклад в измеряемое поле, то решим прямую задачу нахождения поля для каждой составляющей намагниченности отдельно. Для нахождения магнитного поля, создаваемого намагниченностью \mathbf{M}_0 , воспользуемся представлением магнитного поля через потенциал φ_0

$$\mathbf{H}_0(\mathbf{r}) = -\nabla \varphi_0(\mathbf{r}).$$

Используем известную формулу [6], выражающую потенциал магнитного поля через дивергенцию намагниченности внутри тела и нормальную к границе намагниченность на его поверхности

$$\begin{aligned} \varphi_0(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi} \int_{V-S} \frac{-\operatorname{div}_{\mathbf{r}'} \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3 r' + \frac{1}{4\pi} \oint_S \frac{M_n(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} ds' = \\ &= \frac{1}{4\pi} \int_0^L R [M_x(z') \cos(\alpha) + M_y(z') \sin(\alpha)] \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\cos(\psi) d\psi}{\sqrt{(z-z')^2 + h^2 + R^2 - 2Rh \cos(\psi)}} dz' + \\ &+ \frac{1}{4\pi} \int_0^L M_z(z') \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\rho(z-z') d\rho d\psi}{[(z-z')^2 + h^2 + \rho^2 - 2\rho h \cos(\psi)]^{3/2}} dz'. \end{aligned} \quad (2)$$

Нормальная компонента поля в точке измерения, созданная намагниченностью \mathbf{M}_0 , получается дифференцированием потенциала φ_0 (2)

$$H_0(\alpha, z) = \int_0^L M_z(z') K(z-z') dz' + \int_0^L [M_x(z') \cos(\alpha) + M_y(z') \sin(\alpha)] P(z-z') dz', \quad (3)$$

где функции $K(z)$ и $P(z)$ — системные функции намагниченности

$$K(z) = \frac{3}{4\pi} \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\rho [h - \rho \cos(\psi)] z}{[z^2 + h^2 - 2\rho h \cos(\psi) + \rho^2]^{5/2}} d\rho d\psi, \quad (4)$$

$$P(z) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{R [h - R \cos(\psi)] \cos(\psi)}{[z^2 + h^2 - 2Rh \cos(\psi) + R^2]^{3/2}} d\psi. \quad (5)$$

Графики системных функций $K(z)$ и $P(z)$, рассчитанные по формулам (4) и (5), соответственно показаны на рис. 2

В системе магнитного микроструктурного анализа используются измерители магнитного поля, расположенные на окружности радиуса R , с различной значением полярной координаты α . Для нормальных компонент магнитного поля в точках расположения датчиков (H_1 , H_2 и H_3) при $\alpha = 0$, $\alpha = 2\pi/3$ и $\alpha = -2\pi/3$ получаем уравнения свертки

$$H_1(z) = \int_0^L \{M_z(z') K(z-z') + M_x(z') P(z-z')\} dz',$$

$$H_2(z) = \int_0^L \left\{ M_z(z') K(z-z') + \left[-\frac{1}{2} M_x(z') + \frac{\sqrt{3}}{2} M_y(z') \right] P(z-z') \right\} dz',$$

$$H_3(z) = \int_0^L \left\{ M_z(z') K(z-z') + \left[-\frac{1}{2} M_x(z') - \frac{\sqrt{3}}{2} M_y(z') \right] P(z-z') \right\} dz'.$$

Обратная задача нахождения намагниченности стержня по измеренным на его поверхности нормальным значениям магнитного поля при условии, что все $H_i(-\infty) = 0$, имеет вид

$$\begin{aligned} H_1(z) + H_2(z) + H_3(z) &= 3 \int_0^L M_z(z') K(z - z') dz', \\ 2H_1(z) - H_2(z) - H_3(z) &= 3 \int_0^L M_x(z') P(z - z') dz', \\ H_2(z) - H_3(z) &= \sqrt{3} \int_0^L M_y(z') P(z - z') dz'. \end{aligned} \quad (6)$$

На втором этапе анализируется распределение поля, создаваемого быстроменяющейся намагниченностью, которая представляет собой магнитные диполи, локализованные вблизи места расположения дефекта.

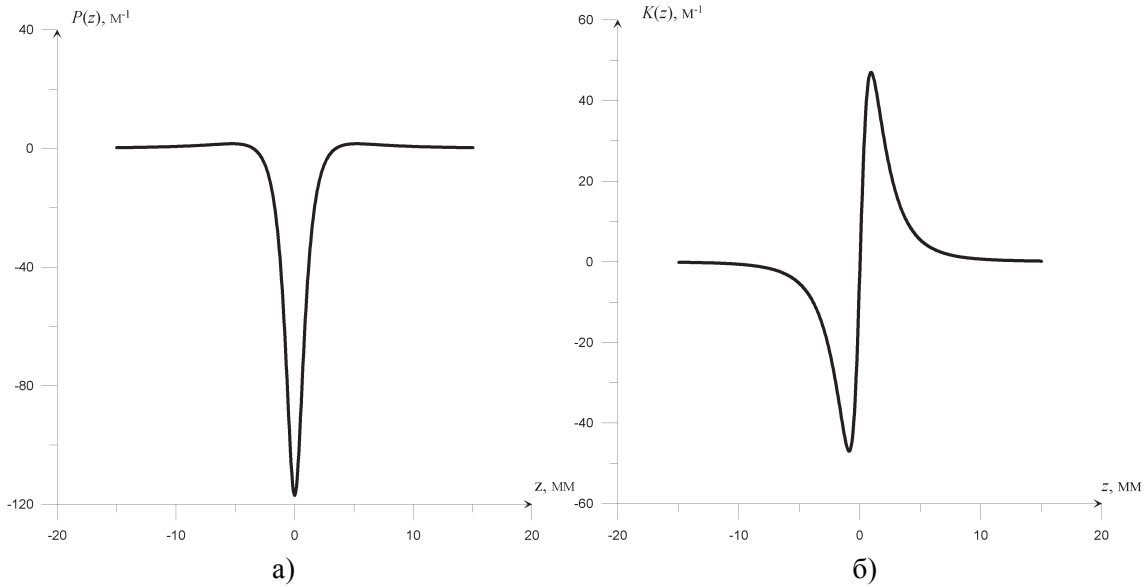


Рис. 2. Системные функции магнитостатической задачи цилиндрической геометрии ($R = 2$ мм, $h = 3$ мм): а) $P(z)$, б) $K(z)$

В цилиндрических координатах дипольный потенциал [6] имеет вид

$$\begin{aligned} \varphi_d(\mathbf{r}) &= \left(\mathbf{m}_d \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_d|} = - \frac{(x - x_d)m_x + (y - y_d)m_y + (z - z_d)m_z}{\left[(x - x_d)^2 + (y - y_d)^2 + (z - z_d)^2 \right]^{3/2}} = \\ &= - \frac{(h \cos(\alpha) - \rho \cos(\psi))m_x + (h \sin(\alpha) - \rho \sin(\psi))m_y + (z - z_d)m_z}{\left[(z - z_d)^2 + (h \cos(\alpha) - \rho \cos(\psi))^2 + (h \sin(\alpha) - \rho \sin(\psi))^2 \right]^{3/2}}. \end{aligned}$$

Для нормальной компоненты магнитного поля $H_d = -\partial \varphi_d / \partial h$ получаем

$$\begin{aligned} H_d(z) &= \frac{m_d \sin(\beta) [\cos(\alpha) \cos(\gamma) + \sin(\alpha) \sin(\gamma)]}{\left[(z - z_d)^2 + (h \cos(\alpha) - \rho \cos(\psi))^2 + (h \sin(\alpha) - \rho \sin(\psi))^2 \right]^{3/2}} + \\ &+ \frac{3m_d \{ [h \cos(\alpha) - \rho \cos(\psi)] \cos(\alpha) + [h \sin(\alpha) - \rho \sin(\psi)] \sin(\alpha) \}}{\left[(z - z_d)^2 + (h \cos(\alpha) - \rho \cos(\psi))^2 + (h \sin(\alpha) - \rho \sin(\psi))^2 \right]^{5/2}} \times \\ &\times \left\{ [[h \cos(\alpha) - \rho \cos(\psi)] \cos(\gamma) + [h \sin(\alpha) - \rho \sin(\psi)] \sin(\gamma)] \sin(\beta) + (z - z_d) \cos(\beta) \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь (z_d, ρ, ψ) — цилиндрические координаты дефекта, β и γ — полярный и азимутальный углы магнитного момента диполя.

Третья случайная составляющая представляет собой шум микроструктуры, связанный с наличием межзеренных границ между доменами ферромагнетика. Предположим, что ее магнитный потенциал φ_n создается равномерно распределенными по объему стержня магнитными диполями со случайными магнитными моментами \mathbf{m}_i

$$\begin{aligned} \varphi_n(\mathbf{r}) &= \sum_{\mathbf{r}' \in V} \left(\mathbf{m}_i \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = w \iiint_V \left(\mathbf{m}(\mathbf{r}') \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \frac{d^3 r'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \\ &= -w \iiint_V \frac{(x - x')m_x(x', y', z') + (y - y')m_y(x', y', z') + (z - z')m_z(x', y', z')}{\left[(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2 \right]^{3/2}} dx' dy' dz'. \end{aligned}$$

Здесь w — плотность случайных диполей, m_x , m_y , и m_z — случайные функции с нулевым средним и нормальным распределением, которые можно считать белым шумом.

Для цилиндрической геометрии задачи (рис. 1) получаем

$$\varphi_n(z) = -w \int_0^L \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} \frac{(h \cos(\alpha) - \rho \cos(\psi))m_x + (h \sin(\alpha) - \rho \sin(\psi))m_y + (z - z')m_z}{\left[(z - z')^2 + (h \cos(\alpha) - \rho \cos(\psi))^2 + (h \sin(\alpha) - \rho \sin(\psi))^2 \right]^{3/2}} \rho d\rho d\psi dz',$$

что для нормальной составляющей случайного магнитного поля $H_n = -\partial \varphi_n / \partial h$ дает выражение

$$\begin{aligned} H_n(z) &= w \int_0^L \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} \frac{(\cos(\alpha)m_x + \sin(\alpha)m_y) \rho d\rho d\psi dz'}{\left[(z - z')^2 + (h \cos(\alpha) - \rho \cos(\psi))^2 + (h \sin(\alpha) - \rho \sin(\psi))^2 \right]^{3/2}} - \\ &- 3w \int_0^L \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} \frac{(h \cos(\alpha) - \rho \cos(\psi))m_x + (h \sin(\alpha) - \rho \sin(\psi))m_y + (z - z')m_z}{\left[(z - z')^2 + (h \cos(\alpha) - \rho \cos(\psi))^2 + (h \sin(\alpha) - \rho \sin(\psi))^2 \right]^{5/2}} \times \\ &\times \{ [h \cos(\alpha) - \rho \cos(\psi)] \cos(\alpha) + [h \sin(\alpha) - \rho \sin(\psi)] \sin(\alpha) \} \rho d\rho d\psi dz'. \end{aligned} \quad (8)$$

Рассмотрим идеализированный случай однородного и изотропного, равномерно намагниченного ферромагнетика в отсутствие внутренних напряжений. Тогда случайной намагниченность можно считать дельта-коррелированной

$$\begin{aligned} \langle m_x(z, \rho, \psi) m_x(z_1, \rho_1, \psi_1) \rangle &= \langle m_y(z, \rho, \psi) m_y(z_1, \rho_1, \psi_1) \rangle = \langle m_z(z, \rho, \psi) m_z(z_1, \rho_1, \psi_1) \rangle = \\ &= C \delta(z - z_1) \delta(\rho - \rho_1) \delta(\psi - \psi_1), \\ \langle m_x(z, \rho, \psi) m_y(z_1, \rho_1, \psi_1) \rangle &= \langle m_y(z, \rho, \psi) m_z(z_1, \rho_1, \psi_1) \rangle = \langle m_x(z, \rho, \psi) m_z(z_1, \rho_1, \psi_1) \rangle = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Найдем функцию автокорреляции флуктуаций магнитного поля. Будем считать, что точка наблюдения z достаточно далека от краёв стержня, поэтому пределы во внешнем интеграле (8) можно заменить на $\pm\infty$. Тогда, обозначив $G_0 = Cw^2$, получим

$$\begin{aligned} W(p) &= \langle H_n(z) H_n(z - p) \rangle = \\ &= G_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\rho^2 d\rho d\psi dz}{\left[z^2 + h^2 + \rho^2 - 2\rho h \cos(\psi) \right]^{3/2} \left[(z + p)^2 + h^2 + \rho^2 - 2\rho h \cos(\psi) \right]^{3/2}} + \\ &+ 9G_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} \frac{[z(z + p) + h^2 + \rho^2 - 2\rho h \cos(\psi)] [h + \rho \cos(\psi)]^2 \rho^2 d\rho d\psi dz}{\left[z^2 + h^2 + \rho^2 - 2\rho h \cos(\psi) \right]^{5/2} \left[(z + p)^2 + h^2 + \rho^2 - 2\rho h \cos(\psi) \right]^{5/2}}. \end{aligned}$$

Обозначая модифицированную функцию Бесселя $K_\nu(x)$, запишем выражение для спектральной интенсивности флуктуаций магнитного поля

$$\begin{aligned}
 G(k) = & 2G_0k^2 \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\rho^2}{h^2 + \rho^2 - 2h\rho \cos(\psi)} K_1^2 \left[k\sqrt{h^2 + \rho^2 - 2h\rho \cos(\psi)} \right] d\rho d\psi + \\
 & + 2G_0k^4 \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\rho^2 [h + \rho \cos(\psi)]^2}{h^2 + \rho^2 - 2h\rho \cos(\psi)} K_2^2 \left[k\sqrt{h^2 + \rho^2 - 2h\rho \cos(\psi)} \right] d\rho d\psi + \\
 & + 8G_0k^4 \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\rho^2 [h + \rho \cos(\psi)]^2}{h^2 + \rho^2 - 2h\rho \cos(\psi)} K_{-1}^2 \left[k\sqrt{h^2 + \rho^2 - 2h\rho \cos(\psi)} \right] d\rho d\psi.
 \end{aligned} \tag{10}$$

График спектральной интенсивности флуктуаций нормальной компоненты магнитного поля (10) показан на рис. 3.

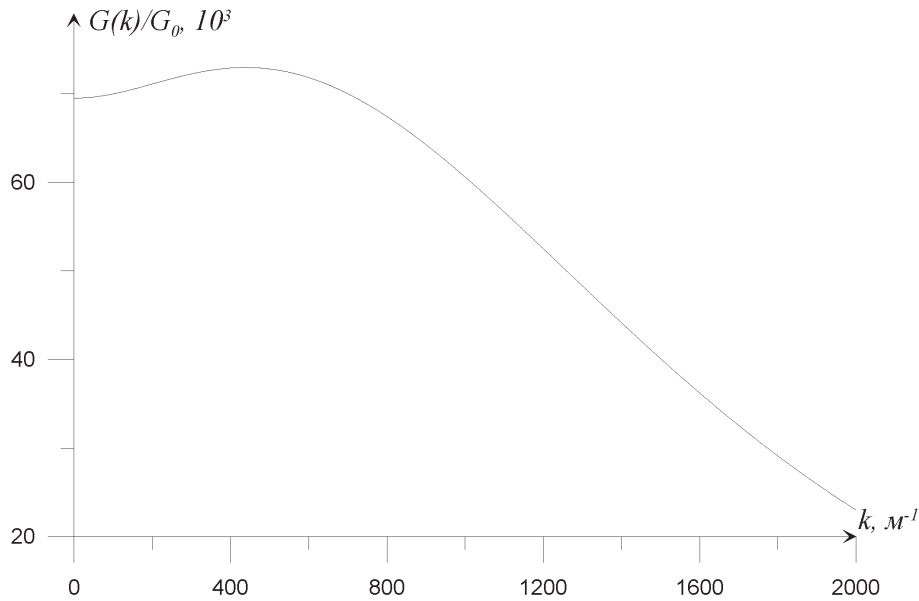


Рис. 3. График спектральной плотности мощности флуктуаций магнитного поля ($R = 2$ мм, $h = 3$ мм)

При неоднородной намагниченности образца и наличии в нем напряжений условие дельтакоррелированности (9) не будет выполняться. Соответственно, взаимные спектральные интенсивности флуктуаций магнитного поля, измеренные различными датчиками, также будут отличны от нуля и связаны с взаимными спектральными интенсивностями компонент случайной намагниченности уравнениями свертки вида (3), в которых спектральная интенсивность $G(k)$ вида (10) играет роль системной функции.

Восстановление намагниченности

Первичными данными для магнитной структуроскопии будут являться значения магнитного поля в эквидистантных точках

$$H_i[k] = H_i(z = k\Delta z),$$

где $i = 1, 2, 3$ — номера датчиков, Δz — шаг пространственной дискретизации.

Обратная задача (6) может быть сформулирована в виде уравнений дискретной свертки

$$\begin{aligned}
 H_1[k] + H_2[k] + H_3[k] &= 3\Delta z \sum_{n=0}^{N-1} M_z[n] K'[k-n], \\
 2H_1[k] - H_2[k] - H_3[k] &= 3\Delta z \sum_{n=0}^{N-1} M_x[n] P'[k-n], \\
 H_2[k] - H_3[k] &= \sqrt{3}\Delta z \sum_{n=0}^{N-1} M_y[n] P'[k-n].
 \end{aligned} \tag{11}$$

Здесь N — количество отсчетов по длине исследуемого образца ($L = N\Delta z$), $M_x[n]$, $M_y[n]$, $M_z[n]$ — отсчеты компонент намагниченности, а $K'[k]$ и $P'[k]$ — системные функции (4) и (5) соответственно, взятые в точках $k\Delta z$. Шаг дискретизации отсчетов медленно меняющейся намагниченности, вообще говоря, может отличаться от пространственной дискретизации исходных данных, однако, не теряя общности, их можно положить одинаковыми.

Задача восстановления компонент медленно меняющейся намагниченности представляет собой переопределенную СЛАУ (11). Прямое решение этой СЛАУ затруднительно в связи с большим размером главной матрицы и малыми значениями системных функций при больших аргументах.

Системные функции быстро убывают с ростом аргумента (см. рис. 2), что позволяет полагать их равными нулю, начиная с некоторого значения аргумента

$$K[m] = \begin{cases} K'[m], & |m| \leq Q_K, \\ 0, & |m| > Q_K, \end{cases} \quad P[m] = \begin{cases} P'[m], & |m| \leq Q_P, \\ 0, & |m| > Q_P. \end{cases}$$

Здесь Q_K и Q_P — номера отсчетов соответствующих системных функций, начиная с которого их можно считать пренебрежимо малыми. Это позволяет снизить вычислительные затраты при решении обратной задачи восстановления медленно меняющейся намагниченности. Тогда система (11) может быть переписана в следующем виде:

$$\begin{aligned} H_1[k] + H_2[k] + H_3[k] &= 3\Delta z \sum_{n=-Q_K}^{Q_K} M_z[k-n]K[n], \\ 2H_1[k] - H_2[k] - H_3[k] &= 3\Delta z \sum_{n=-Q_P}^{Q_P} M_x[k-n]P[n], \\ H_2[k] - H_3[k] &= \sqrt{3}\Delta z \sum_{n=-Q_P}^{Q_P} M_y[k-n]P[n]. \end{aligned} \quad (12)$$

Полученные уравнения позволяют восстановить медленно меняющуюся составляющую намагниченности исследуемого образца.

Для восстановления намагниченности разработан алгоритм реального времени, работающий с хорошей точностью при выполнении следующих соотношений:

$$\frac{dM_x}{dz} \ll \frac{M_x}{2Q_P\Delta z}, \quad \frac{dM_y}{dz} \ll \frac{M_x}{2Q_P\Delta z}, \quad \frac{dM_z}{dz} \ll \frac{M_x}{2Q_K\Delta z}. \quad (13)$$

Пренебрегая изменением намагниченности в пределах $[-Q_P\Delta z, Q_P\Delta z]$, для второго и третьего уравнения системы (12) выражаются намагниченности M_x и M_y

$$M_x[k] = \frac{2H_1[k] - H_2[k] - H_3[k]}{3\Delta z \sum_{n=-Q_P}^{Q_P} P[n]}, \quad M_y[k] = \frac{H_2[k] - H_3[k]}{\sqrt{3}\Delta z \sum_{n=-Q_P}^{Q_P} P[n]}. \quad (14)$$

Для первого уравнения системы (12) такой метод неприменим, так как

$$\lim_{Q_K \rightarrow \infty} \sum_{n=-Q_K}^{Q_K} K[n] = 0,$$

поэтому для восстановления компоненты M_z вернемся к уравнению (3) и обозначим

$$K(z) = \frac{dW(z)}{dz}, \quad (15)$$

где $W(z)$ — некоторая новая системная функция. Воспользовавшись свойством свертки

$$H_1(z) + H_2(z) + H_3(z) = 3 \int_0^L \frac{dM_z(z')}{dz'} W(z-z') dz'. \quad (16)$$

На основании формулы (16) получается выражение для системной функции $W(z)$, подобно соотноше-

ниям (4) и (5)

$$W(z) = \frac{1}{4\pi} \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\rho[\rho \cos(\psi) - h]}{[z^2 + h^2 - 2\rho h \cos(\psi) + \rho^2]^{3/2}} d\rho d\psi. \quad (17)$$

Данная функция является четной, интеграл по симметричной области не равен нулю, значит можно применить такой же подход, что и для M_x и M_y .

С учетом формулы (16), первое уравнение системы (12) может быть записано в виде

$$H_1[k] + H_2[k] + H_3[k] = 3\Delta z \sum_{n=-Q_w}^{Q_w} \frac{dM_z}{dz}[n] W[k-n],$$

где Q_w — количество отсчетов последовательности $W[n]$. Считая производную M_z постоянной в пределах $[-Q_w \Delta z, Q_w \Delta z]$, получаем

$$\frac{dM_z}{dz}[k] = \frac{H_1[k] + H_2[k] + H_3[k]}{3\Delta z \sum_{n=-Q_w}^{Q_w} W[n]}.$$

Переходя от непрерывной производной к дискретной, имеем

$$M_z[k] = \frac{\sum_{i=-Q_w}^k (H_1[i] + H_2[i] + H_3[i])}{3 \sum_{n=-Q_w}^{Q_w} W[n]} + M_{z0}, \quad k > Q_w. \quad (18)$$

Здесь M_{z0} — начальное значение намагниченности, которое определяется отдельно. Метод восстановления (18) накапливает ошибку, если условие медленности изменения поля (13) не выполняется. Поэтому уравнение (18) нельзя использовать вблизи края исследуемого объекта, где намагниченность заведомо терпит разрыв. Для учета края детали и определения M_{z0} рассчитаем распределение магнитного поля около точки $z = 0$ в предположении медленного изменения намагниченности при $z > 0$

$$M_{z0} = \frac{H_1[0] + H_2[0] + H_3[0]}{3 \sum_{n=0}^{Q_w} W[n]}. \quad (19)$$

Таким образом, формулы (14) и (18) совместно с (19) позволяют восстанавливать распределение намагниченности, используя малое количество вычислительных операций, то есть в режиме реального времени.

Вторым этапом анализа микротопологии магнитного поля является обнаружение областей с быстрым изменением поля, соответствующих разрывным значениям намагниченности, т.е. дефектам сплошности.

Особенностью алгоритмов идентификации параметров магнитного диполя, соответствующего дефектам микроструктуры является то, что они должны работать с областью локализацией диполя. Поэтому получаемые данные необходимо предварительно обрабатывать, разделяя исходную последовательность данных на области, где предположительно располагается дефект.

В качестве детекторов таких областей могут быть использованы стандартные методики определения быстрого изменения функций. Ограничимся рассмотрением наиболее эффективного из них детектора Алана [7]. Для дискретной последовательности данных в соответствии с определением он имеет вид

$$\sigma_A^2 \left[i + \frac{L-1}{2} \right] = \frac{1}{2M^2(L-2M+1)} \sum_{l=i}^{i+L-2M} \left[\sum_{k=l}^{l+M-1} (f[k+M] - f[k]) \right]^2, \quad (20)$$

$$i = 0, \dots, N - L - 1.$$

Здесь M — количество точек на текущем интервале, L — длина окна, $K = (L - 2M + 1)$ — число то-

чек усреднения в рамках одного окна, N — их количество.

Алгоритмы (20) применяются к последовательности данных, получаемых с каждого измерителя магнитного поля $\sigma_{Ak}^2[n]$. Поэтому интегральной характеристикой, на основе которой последовательности данных разделяются на области, является сумма значений выходных последовательностей методов

$$\sigma^2[n] = \sigma_{A1}^2[n] + \sigma_{A2}^2[n] + \sigma_{A3}^2[n].$$

Найденные области с быстрым изменением показаний магнитного поля, анализируются путем подбора параметров теоретической модели, адекватно описывающей реальное поле дефекта [8]. В качестве такой модели используется уравнение (7). В качестве параметров дефекта используются цилиндрические координаты дефекта (z_d, ρ, ψ) , а так же сферические координаты вектора магнитного момента диполя (m_d, β, γ) . Таким образом, модель дефекта описывается шестью переменными, значения которых можно получить, используя алгоритмы минимизации функционала квадратичной ошибки

$$E(z_d, \rho, \psi, \beta, \gamma, m_d) = \frac{1}{I} \sum_{i=0}^I (F[i] - H(i\Delta z))^2,$$

где $F[i]$ — результат i -го измерения, соответствующего координате $i\Delta z$, $H(i\Delta z)$ — значение модельной функции в соответствующей координате, I — количество измерений. При использовании градиентного метода [9] на каждом шаге необходимо вычислять производные функции ошибки

$$\frac{\partial E}{\partial \varepsilon_m} = \frac{\partial E}{\partial H} \frac{\partial H}{\partial \varepsilon_m} = \frac{2}{I} \sum_{i=0}^I (H(i\Delta z) - F[i]) \frac{\partial H(i\Delta z)}{\partial \varepsilon_m},$$

где ε_m — любая из шести переменных функции ошибки ($m = 1, \dots, 6$).

В соответствии с градиентным методом корректировка параметров производится по следующей формуле [9]:

$$\varepsilon_m(k+1) = \varepsilon_m(k) - \frac{\partial E}{\partial \varepsilon_m(k)} \frac{\Delta l}{\Theta}, \quad \Theta = \frac{1}{6} \sqrt{\sum_{m=1}^6 \varepsilon_m^2(k)},$$

где Δl — шаг приближения, Θ — нормировка вектора приближения.

Экспериментальная установка

Проверка предложенного метода микроструктурного анализа производилась на лабораторном макете, который представляет собой трехканальный холловский измеритель магнитного поля с СПМ шума каналов усиления около 2 нВ, что при использовании преобразователя Холла ПХЭ602817 [10] соответствует порогу чувствительности по магнитному полю около 3 нТл. Для измерения координаты расположения исследуемого образца относительно преобразователей Холла используется оптический датчик перемещения с точностью позиционирования 0.03 мм. Питание осуществляется от малогабаритного Li-ion аккумулятора емкостью 2500 мА·ч. В процессе измерения магнитного поля, осуществляемого по четырехтактному алгоритму, данные оцифровываются при помощи 24 разрядных сигма-дельта АЦП, которые после предварительной обработки отсылаются на персональный компьютер, где осуществляется запись показаний прибора на диск [2].

Для сопоставления напряжения на преобразователях датчика структуроскопа значению магнитного перед измерениями проводится калибровка, включающая три серии измерений при различных положениях датчика во внешнем магнитном поле. При этом дважды производится поворот датчика вокруг своей оси на 90 градусов, затем он закрепляется в одном из этих положений. Такая методика позволяет не только откалибровать систему по магнитному полю, но и учесть вклад магнитного поля Земли при измерениях ферромагнитных образцов.

Физически регистрируемым объектом, связанным с дефектом микроструктуры, является магнитный диполь. Магнитный микроструктурный анализ слабонамагниченных материалов требует определять наличие магнитных диполей со значениями магнитного момента порядка 10^{-6} А·м². В настоящее время поверочная схема измерений магнитного момента позволяет воспроизводить его значения в диапазоне от 10^{-4} до 10 А·м² [11]. Поэтому для калибровки магнитного структуроскопа в качестве физиче-

ской модели точечного магнитного диполя использовалось кольцо с током, подводимым к нему с помощью витой пары проводов, магнитное поле токов в которых взаимно компенсируется.

Конструктивно модель представляет собой пластиковый цилиндр, внутри которого протянуто несколько витых пар проводов ПЭЛШО диаметром 0.17 мм. На одном из концов цилиндра витые пары образуют круговые петли, обернутые вокруг стеклянного цилиндра диаметром 1.5 мм. Петли и провода закреплены на обоих концах пластикового цилиндра с помощью клея. Изготовлено две различные модели диполя: z -диполь и x -диполь. Под z -диполем будем понимать магнитный диполь, вектор которого направлен по оси датчика, магнитный вектор x -диполя перпендикулярен оси датчика. Распределение магнитного поля, создаваемого петлями с током, совпадает с полем диполя, обладающим дипольным моментом $m = iS$, где i — ток через петлю, S — площадь петли. Для изготовленного диполя при пропускании тока 1 А дипольный момент составляет $2.79 \cdot 10^{-6} \text{ А} \cdot \text{м}^2$.

Получены распределения поля вблизи магнитных диполей, приведенные на рис. 4. На этих же графиках показаны рассчитанные распределения поля для магнитных диполей, параметры которых найдены по экспериментальным результатам градиентным методом. Ошибка восстановления параметров диполя не превышает 17%. Таким образом, достигнут порог чувствительности по магнитному моменту трехкомпонентного датчика порядка $10^{-6} \text{ А} \cdot \text{м}^2$.

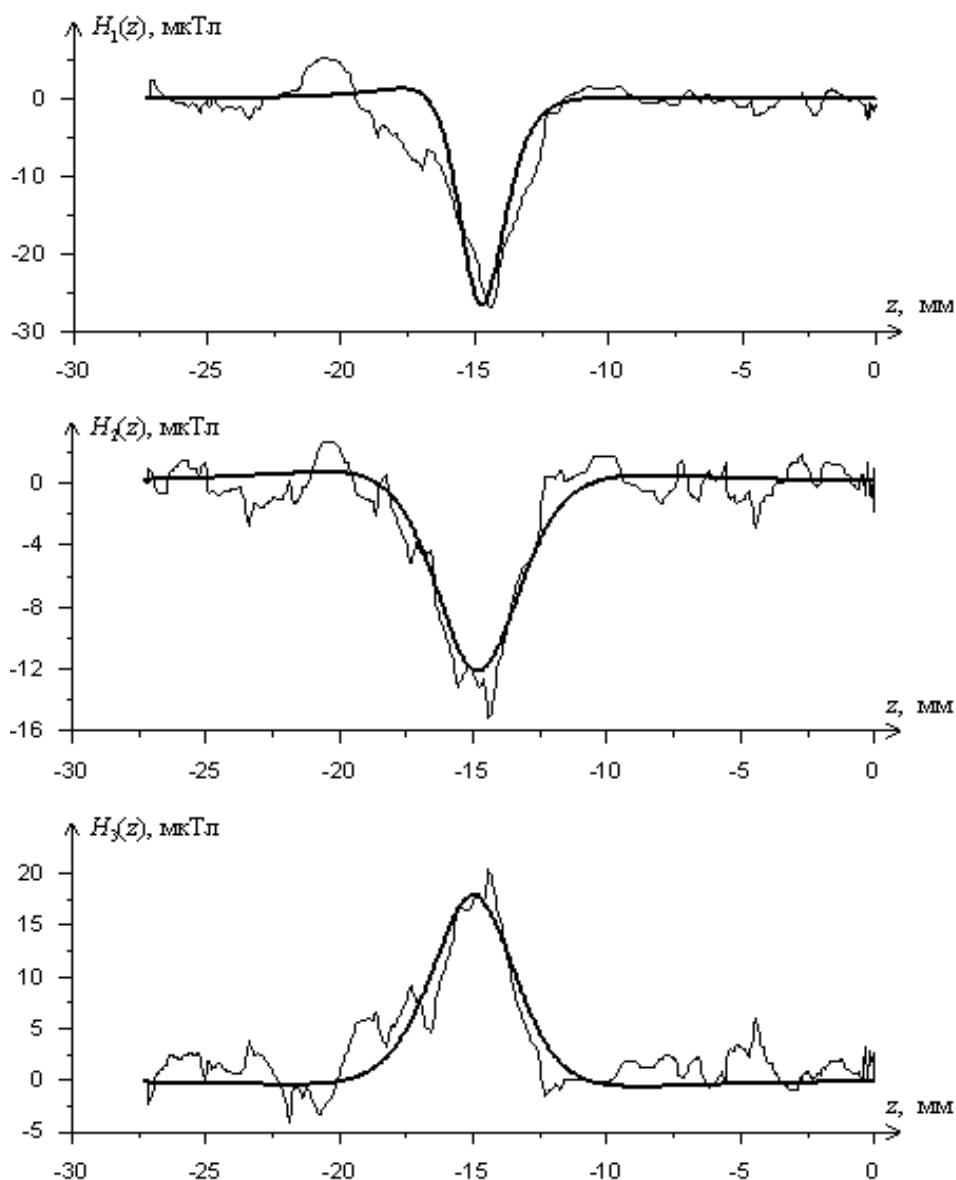


Рис. 4. Экспериментальные (тонким) и рассчитанные градиентным методом (жирным) зависимости $H_k(z)$ точечного диполя ($i = 1 \text{ А}$, $\beta = 90^\circ$) для каждого преобразователя

Анализ магнитной топологии стального каната

Для проверки метода восстановления намагниченности на реальных ферромагнитных образцах на разработанном лабораторном макете были проведены измерения распределения магнитного поля рассеяния на стальных многожильных канатах диаметром 3.2 мм. Исходная информация, поступающая с контроллера цифрового блока структуроскопа, представляет собой отсчеты напряжений на трех датчиках Холла и координаты положения дефектоскопируемого образца [2]. При помощи коэффициентов, получаемых при предварительной калибровке, отсчеты напряжения пересчитываются в значения нормальной компоненты магнитной индукции, показанной на рис. 5.

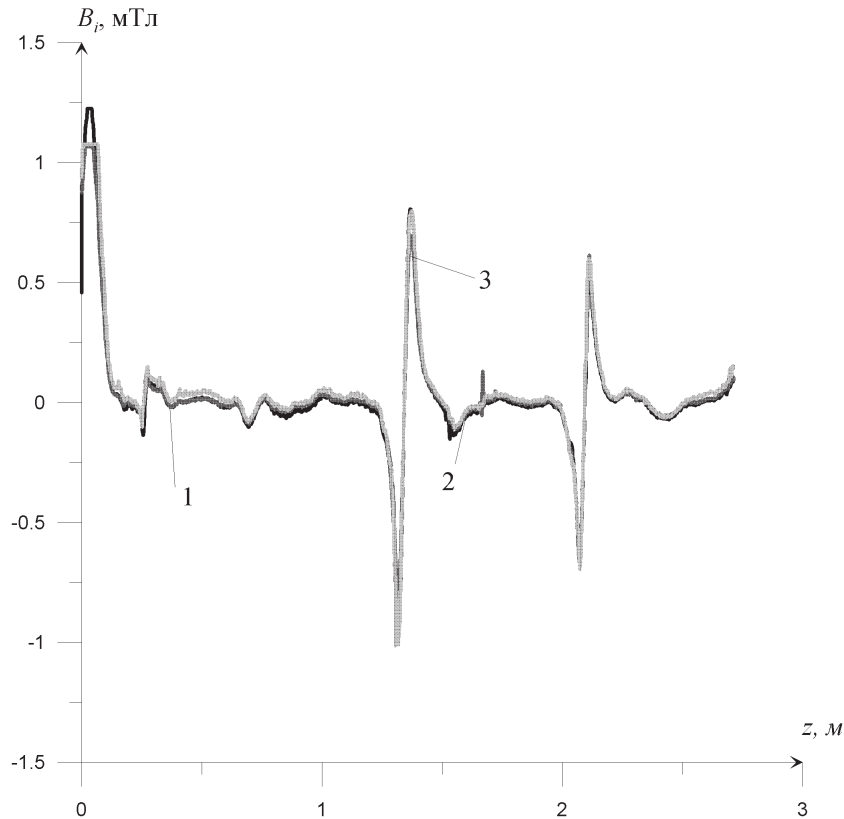


Рис. 5. Распределение нормальной магнитной индукции, измеряемой преобразователями структуроскопа (цифрами показаны номера преобразователей)

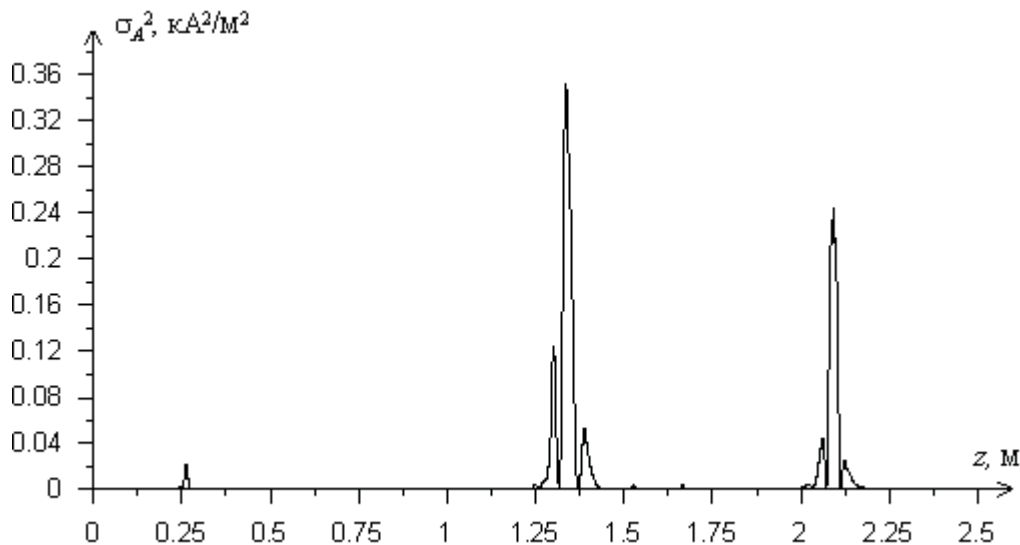


Рис. 6. Последовательности на выходе детектора Алана ($L = 37$, $K = 10$)

Для нахождения дефектов микроструктуры был применен методы поиска областей быстрого роста (20), результат работы которого показан на рис. 6.

Для восстановления намагниченности были найдены системные функции $P(z)$, $K(z)$ и $W(z)$ для геометрии датчика структуроскопа (при $R = 3.5$ мм). Значения распределения восстановленных намагниченностей показаны на рис. 7.

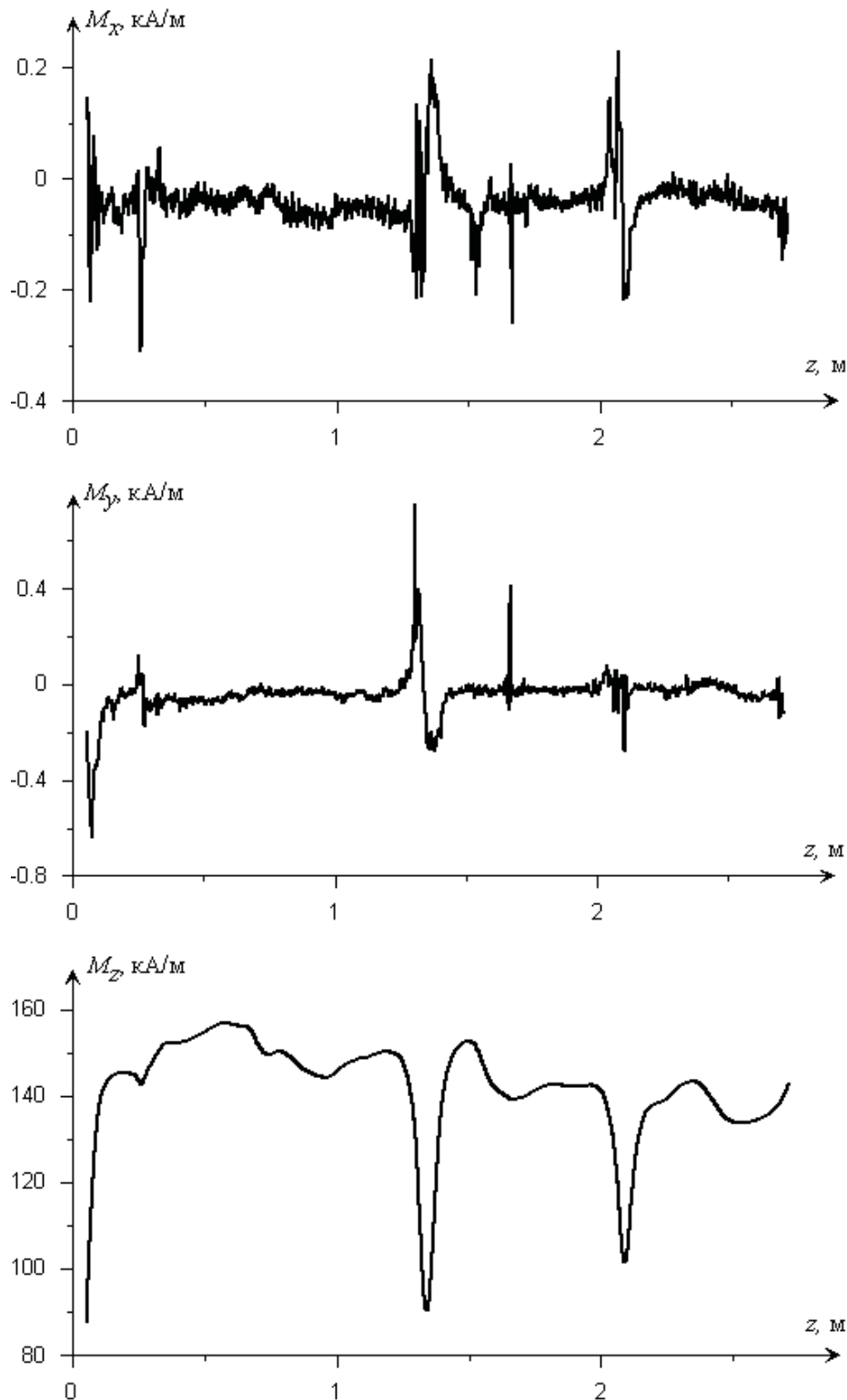


Рис. 7. Графики восстановленных распределений намагниченности исследуемого каната

Провалы в графике восстановленной намагниченности M_z и всплески на графиках M_x и M_y свидетельствуют об изменении магнитных характеристик стали в областях вблизи отметок 1.3 м и 2.2 м. При перемагничивании каната положение всплесков остается неизменным, хотя их форма и амплитуда меняются. Известная корреляция между магнитными и механическими характеристиками [12] дает теоретическое обоснование наличия изменения механических свойств в указанных областях. Металлографическая экспертиза, проведенная ОАО «Северстальметиз», показала наличие царапин, которые могут рассматриваться как распределенный дефект, на внутренней проволоке каната в отмеченных местах.

Заключение

Разработанный метод восстановления намагниченности позволяет поэтапно решать считавшуюся ранее неразрешимой задачу локализации магнитных диполей в материале с неизвестными магнитными характеристиками. Использование интегральных соотношений типа свертки с расчетной аппаратной функцией магнитометрического датчика и разработанного устойчивого алгоритма решения обратной задачи позволяет устранить влияние магнитной предыстории на получаемые результаты. Проведение микроструктурного анализа в слабых магнитных полях, когда магнитная энергия остаточной намагниченности оказывается существенно меньше структурообразующей энергии и может рассматриваться как малое возмущение, позволяет при обеспечении необходимых точности, чувствительности и разрешения магнитных измерений устранить теоретические и экспериментальные проблемы, связанные с техническим насыщением и получить объективную информацию, как о локальных [13], так и о распределенных дефектах микроструктуры.

Проведенные натурные эксперименты подтвердили высокие метрологические характеристики разработанного алгоритма. Так, положение магнитного диполя определяется с погрешностью не более 0,6 мм, что вполне достаточно для задач микромагнитного многопараметрического микроструктурного анализа.

Разработанная методика анализа микротопологии магнитного поля с целью восстановления особенностей микроструктуры ферромагнитного материала позволяет создавать приборы неразрушающего контроля микроструктуры цилиндрических ферромагнитных изделий магнитным методом, что актуально при технической диагностике. При этом структуроскопия может производиться без предварительного намагничивания исследуемого образца, в связи с чем может использоваться для полного контроля всей выпускаемой продукции, будучи встроенным в конвейер высокотехнологичного производства.

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы.

Список литературы

1. *Лаврентьева В. М., Шарова А. М., Васильев А. С.* Магнитный метод контроля сварных точечных соединений. // Дефектоскопия. 1988. № 10. С. 13–21.
2. *Игнатъев В. К., Никитин А. В., Перченко С. В., Станкевич Д. А.* Дефектоскопия стальных стержней // Дефектоскопия. 2013. № 1. С. 11–17.
3. *Голубев А. А., Игнатъев В. К., Никитин А. В.* Прецизионный магнитометр. // Приборы и техника эксперимента. 2008. № 5. С. 123–128.
4. *Игнатъев В. К., Станкевич Д. А.* Дефектоскопия стальной проволоки методом тензорной магнитной топологии. // Инженерный вестник Дона. 2012. № 2. 14 с.
5. *Игнатъев В. К., Станкевич Д. А.* Датчик для дефектоскопии стальных стержней. Решение от 21.03.2012 о выдаче патента на полезную модель по заявке № 2012106676 от 22.02.2012.
6. *Гринберг Г. А.* Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. М.-Л.: Изд. Академии Наук СССР, 1948. 737 с.
7. *Allan, D. W. and Barnes, Y. A.* A Modified «Allan Variance» with Increased Oscillator Characterization Ability. Proc. 35-th Ann. Frequency Control Symposium. May 1981. P. 470–475.
8. *Семенов В. Г., Дзария Г. М.* Решение обратной задачи по определению дипольного магнитного момента. // Метрология. 1977. № 12. С. 29–34.
9. *Ильин В. А., Позняк Э. Г.* Основы математического анализа. Часть I. М.: Физматлит, 2002. 648 с.
10. Технические характеристики преобразователей Холла серии ПХЭ. Электронный ресурс [режим доступа: свободный]: <http://www.nvlab.spb.ru/hall%20sensors.pdf>
11. Методика поверки образцовых и рабочих средств измерений магнитного момента МИ 191 79. М.: Изд-во стандартов, 1980. 19 с.

12. *Вонсовский С. В.* Влияние слабых упругих напряжений на начальную обратимую восприимчивость ферромагнетиков. // Журнал теоретической и экспериментальной физики. 1947. № 12. Т. 17. С. 1094–1105.
13. *Игнатьев В. К., Никитин А. В., Перченко С. В., Станкевич Д. А.* Оперативный неразрушающий контроль несущих конструкций. // Технологии технической безопасности. 2011. Вып. 6 (40). 9 с.

MICROSTRUCTURAL ANALYSIS OF MICROMAGNETIC METHOD FERROMAGNETIC CYLINDRICAL SAMPLE

IGNATJEV, V.K., KOZIN, D.A., ORLOV, A.A., AND STANKEVICH, D.A.

The study of the microstructure allows diagnosing early stage of material failure, to determine metal fatigue or weakness of the weld before the occurrence of defects of continuity. Practicable methods of microstructural analysis based on the correlation of the connections between the physical-chemical, mechanical properties and structural state of the material and its magnetic characteristics.

The proposed method for the analysis of the microstructure for ferromagnetic samples is to restore the magnetization distribution from the external magnetic field. In this case, the magnetization itself is divided into components due to the different nature of: a slowly varying magnetization, which arises from the magnetization by external magnetic fields distant sources (the Earth's field, the currents in conductors, etc.), rapidly changing magnetization due to magnetic charges near microdefects continuity, model which may be a magnetic dipole, and the noise-like component of the magnetization due to the presence of grain boundaries domain ferromagnet. As a measure of the magnetic field we use Hall structurescope, which is a three-channel Hall magnetometer. Structurescopy sensor contains three inverter Hall, located at equidistant concentric with the cross section of the sample of the circle so that the plane of the transducer perpendicular to the radius vector drawn to the point of its location. This allows you to measure the normal to the cylindrical surface of the sample component of the magnetic field. Proved the optimality of this design.

By solving the magnetostatic problem for a cylindrical sample obtained the inverse problem of finding the slowly varying magnetization of the rod measured on the surface of normal values of the magnetic field. The solution to this problem is developed by real-time, which allows for rapid analysis of the structure of the product.

To find defects in the structure of the sample variance by Alan highlighted the region of the defect. Then, based on the expression for the field of a point dipole in a cylindrical coordinate gradient descent method to solve the problem of recovering the parameters of the magnetic moment and coordinates. In experiments on physical models of the dipole current sensitivity was achieved by the magnetic moment with the order of $6 \cdot 10$ A/m².

The developed method allows the recovery of the magnetization gradually solve previously thought unsolvable problem of localization of magnetic dipoles in a material with unknown magnetic characteristics. Using the convolution integral relations with the calculated instrumental function magnetometric sensor and develop sustainable solutions inverse algorithm can eliminate the influence of the magnetic history on the results obtained. Conducting microstructural analysis in weak magnetic fields, when the magnetic energy of the residual magnetization is much less structure-energy and can be considered as a small perturbation can, with the necessary accuracy, sensitivity and resolution magnetic measurements eliminate the theoretical and experimental problems associated with technical saturation and objective information as a local, and the distribution of defects on microstructure.

УДК 528.8:551.464:551.466:551.508.8

О КОМПЛЕКСНОМ ПОДХОДЕ К ДИСТАНЦИОННОЙ РЕГИСТРАЦИИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ МОРСКОЙ СРЕДЫ ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

© Авторы, 2012

Горелов А. М. — кандидат технических наук, доцент МГТУ им. Н.Э. Баумана

Зевакин Е. А. — кандидат технических наук, начальник опытного производства, Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского

Иванов С. Г. — кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Института геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского РАН

Каледин С. Б. — кандидат технических наук, доцент МГТУ им. Н.Э. Баумана

Леонов С. О. — младший научный сотрудник, аспирант Института геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского. E-mail: leonov-st@ya.ru

Носов В. Н. — доктор технических наук, заведующий отделом морских исследований, Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского РАН. E-mail: viktor_nosov@mail.ru

Савин А. С. — доктор физико-математических наук, профессор МГТУ им. Н.Э. Баумана

Аннотация

Статья посвящена комплексному подходу к дистанционной регистрации гидродинамических возмущений морской среды с использованием оптико-электронных приборов. Описана многоканальная система, включающая сканирующий локаатор, двухканальный фотометр, аэрозольный лидар, позволяющая фиксировать изменение параметров морской поверхности и приводных слоев. Представлены результаты натурных измерений, полученных в моменты пересечения судном своего отстающего следа в условиях открытого моря. Показано, что на этих участках наблюдается согласованное изменение регистрируемых параметров со всех трех приборов. Такая согласованность повышает эффективность обнаружения гидродинамических возмущений при наличии гидрометеорологических помех.

Ключевые слова: дистанционная регистрация, лазерный локаатор, морское волнение, морская поверхность, приводный слой атмосферы, приповерхностный слой морской среды, гидродинамика, комплексные измерения

Abstract

The article tells about complex approach to remote registration of hydrodynamic disturbances in the sea medium by means of optoelectronic devices. The multichannel system is described, which consists of scanning locator, double channel photometer and aerosol lidar. This system is able to register changing in parameters of sea surface and near surface layers.

The results of experiment on location are presented, that were obtained at the moment of crossing by sea vessel its turbulent wakes. It is shown that during the crossing moments the synchronism of change in the registered parameters is appeared. Such coordination in registered parameters increases the detection efficiency of hydrodynamic disturbances with hydro-meteorological interferences.

Keywords: distance sensing, laser locator, sea waves, sea surface, near surface layer of atmosphere, near surface layer of sea medium, hydrodynamic, complex measurements

Введение

В настоящее время все большее значение приобретает освоение Мирового океана. Эта деятельность требует соответствующего информационного обеспечения, поэтому весьма актуальна разработка новых систем мониторинга морской среды. Наиболее эффективно сбор данных о состоянии поверхности

океана на больших площадях осуществляется с помощью оптических и радиолокационных средств, расположенных на аэрокосмических носителях. Однако явления, происходящие в толще океана на значительной глубине, недоступны для непосредственного наблюдения с помощью таких средств.

Подводные источники гидродинамических возмущений, например, обтекаемые морским течением неровности дна, подводные землетрясения, восходящие к морской поверхности струи, локализованные в толще воды вихревые структуры выявляются с помощью радиолокационных и оптических средств косвенно, по вызываемым возмущениям, как на морской поверхности, так и в приповерхностных слоях морской среды и атмосферы. Эти возмущения при соответствующей регистрации и обработке могут дать информацию о породивших их источниках. Впервые подходы к решению задачи восстановления параметров источников, по вызываемым ими возмущениям морской среды предложены в [1].

Гидродинамические возмущения (ГДВ) проявляются в изменении спектра поверхностного волнения [2]. Кроме того, под влиянием ГДВ происходит изменение концентрации фитопланктона, взвешенных минеральных частиц и приводного аэрозоля [3,4]. Для регистрации этих изменений наиболее подходящими являются средства оптического диапазона, которым нет альтернативы из-за сравнимости длины волны оптического излучения и размеров частиц фитопланктона, взвеси и аэрозоля. Это определяет эффективное рассеяние оптического излучения на этих частицах.

Для регистрации проявлений ГДВ на морской поверхности по изменениям спектра морского волнения могут быть использованы и радиолокационные методы [5]. Однако, из-за резонансного характера рассеяния радиолокационного излучения на морской поверхности они в отличие от оптических не обеспечивают одинаково высокой чувствительности во всем диапазоне изменения спектра морского волнения. При этом оптические методы тоже обладают недостатками, к числу которых, в первую очередь, следует отнести значительную зависимость их эффективности от метеоусловий. При неблагоприятных метеоусловиях: сильном ветре, значительном морском волнении, наличии тумана, дымки и т.п., существенно снижается возможности оптических методов регистрации проявлений ГДВ.

Постановка задачи

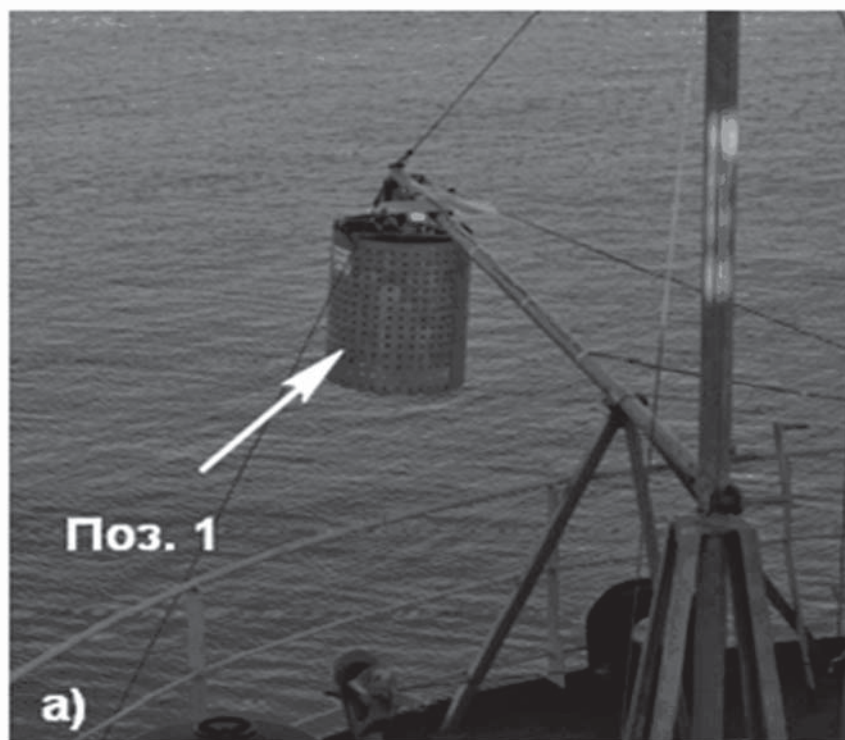
Перспективные системы дистанционного зондирования морской среды должны обеспечивать высокую эффективность работы в различных гидро- и метеоусловиях. Решение этой задачи можно получить за счет повышения энергетической чувствительности и пространственного разрешения каждого канала такой системы. Однако данный подход предполагает разработку новых сложных и дорогостоящих технических средств. В этой связи целесообразен поиск различных решений поставленной задачи с использованием имеющихся технических средств. Возможным решением является комплексирование данных средств в единую систему с использованием специальных алгоритмов обработки данных. Комплексное применение оптических методов зондирования морской поверхности и приповерхностных слоев морской среды и атмосферы может обеспечить дистанционное обнаружение гидродинамических возмущений с существенно меньшей зависимостью от гидрометеорологических условий. Действительно, с помощью любого из названных методов, примененного обособленно от других, можно принимать информацию о ГДВ лишь по одному каналу, функционирующему на основе своей группы океанологических закономерностей. Естественно, такая информация принимается с помехами, создаваемыми неблагоприятными гидрометеорологическими условиями, что затрудняет обнаружение и классификацию ГДВ. Таким образом, перспективная система дистанционного зондирования морской среды должна представлять собой комплекс объединенных для решения одной задачи оптических средств, регистрирующих возмущения различной физической природы от обнаруживаемого ГДВ.

Техническая реализация

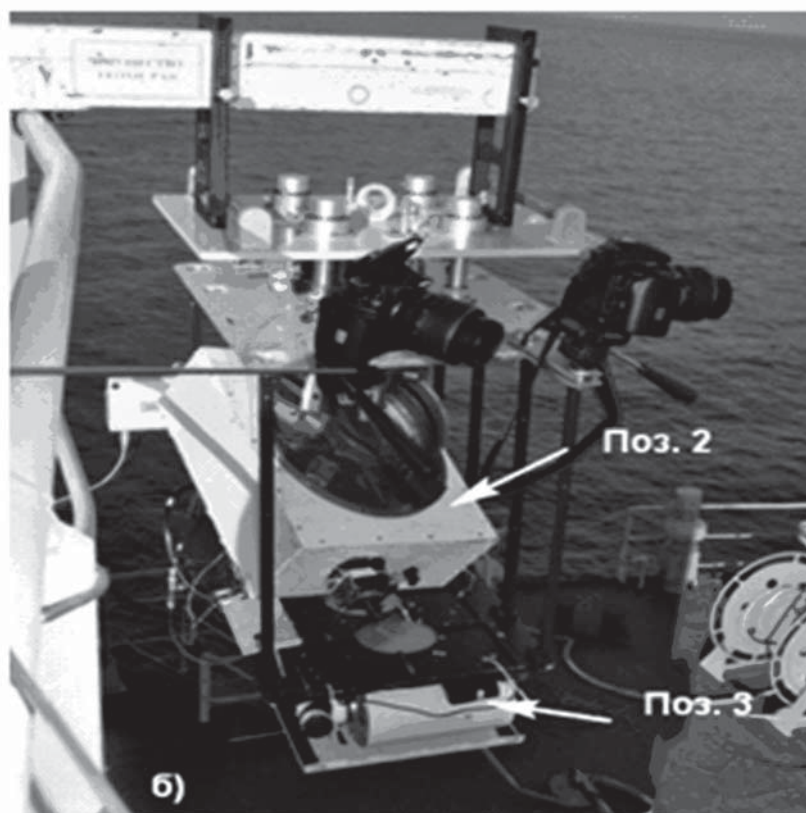
Для решения поставленной задачи была разработана система регистрации проявлений ГДВ на морской поверхности, в приповерхностных слоях атмосферы и морской среды. На рис. 1 представлен вид комплекса измерительной аппаратуры. Для регистрации изменения характеристик поверхностного волнения использовался сканирующий лазерный локализатор (поз. 1). Изменения концентрации приповерхностного фитопланктона и аэрозоля регистрировались, соответственно, с помощью двухканального фотометра (поз. 2) и аэрозольного лидара (поз. 3). Измерительная аппаратура, входящая в состав комплекса, основывается на разных физических принципах.

Метод лазерного сканирования морской поверхности заключается в регистрации и последующей обработке импульсов излучения, возникающих при отражении сканирующего узкого лазерного луча от

морской поверхности, в моменты, когда нормаль к поверхности в точке падения луча совпадает с осью освещающего пучка [2].



а)



б)

Рис. 1. Вид комплекса измерительной аппаратуры (а – размещение сканирующего локатора, б – размещение фотометра и аэрозольного лидара)

Амплитуда регистрируемого импульса фототока $I\phi$ обратно пропорциональна кривизне морской поверхности в области отражения $K = 1/R_1R_2$, где R_1 и R_2 — главные радиусы кривизны морской поверхности в точке зеркального отражения. Временной интервал между регистрируемыми импульсами T определяется расстоянием между бликами l и линейной скоростью сканирования V : $T=l/V$. Угол визирования, под которым регистрируется данный зеркальный блик, связан с уклонами волн. Меняя направление сканирования в процессе измерений, можно получить данные об анизотропных свойствах поверхностного волнения. Высокая скорость сканирования лазерного пучка обеспечивает сбор больших статистических массивов информации о волнении и, следовательно, высокую точность оценок.

В состав изображенного на рис. 1 (поз. 1) локатора входят две оптические системы: канал подсветки световым пучком непрерывного лазерного источника мощностью 80 мВт на длине волны 650 нм и оптико-электронный приемный канал. Оптические оси обоих каналов коаксиально объединены. Это значительно упрощает процесс пространственного сканирования и устраняет ошибки, связанные с параллаксом. Угол сканирования лазерного пучка составляет $\pm 0,2$ рад от вертикали, а размер лазерного пятна на морской поверхности около 6 мм. Таким образом, обеспечивается пространственное разрешение морских волн с длинами от 12 мм. Верхний предел разрешения ограничивается длиной волны около 1 м. Энергетический потенциал прибора позволяет измерять радиусы кривизны морской поверхности в пределах от 10 мм до 1000 мм.

Локатор располагался на конце поворотного носового выстрела (на высоте 8 м), что обеспечивало зондирование в невозмущенной движением судна участке морской поверхности. Прибор имеет герметичное исполнение, снабжен стабилизирующей системой подвеса и ветрозащитным кожухом.

Двухканальный фотометр яркости моря (поз. 2) позволяет измерять яркость моря на двух выбранных длинах волн 440 нм и 540 нм (каналы А и В, соответственно). Далее вычисляется усредненное отношение этих яркостей. Длина волны $\lambda_1 = 440$ нм находится вблизи максимума полосы поглощения хлорофилла «а», содержащегося в фитопланктоне. Длина волны $\lambda_2 = 540$ нм попадает в спектральный диапазон, где поглощение хлорофилла «а» незначительно. Величина отношения этих яркостей коррелирует с содержанием фитопланктона в приповерхностном слое моря и в океанологических измерениях называется «индекс цвета моря». Рассеянное в приповерхностном слое морской среды солнечное излучение попадает в фотометр через приемную оптическую систему и направляется в монохроматор с двумя выходными щелями и двумя фотоприемными устройствами [6]. Для повышения соотношения сигнал/помеха используется режим синхронного накопления регистрируемого сигнала. С этой целью осуществляется модуляция принимаемого оптического излучения. Угловое поле фотометра определяется отношением размера входной щели монохроматора к фокусному расстоянию приемного объектива и составляет 1.1° .

Фотометр располагался на высоте около 13 м над морской поверхностью и его ось визирования была наклонена под углом Брюстера (53° по отношению к вертикали). На входе фотометра располагается поляризатор, подавляющий горизонтальную поляризацию отраженного водой излучения неба, которое маскирует излучение из приповерхностных слоев моря. С учетом оптических параметров фотометра, линейное поле на поверхности моря составляло 70 см. Пространственное разрешение фотометра определяется временем усреднения сигнала и скоростью движения носителя. Зона измерений фотометра была вынесена перед судном для регистрации изменений концентрации фитопланктона в невозмущенной его движением области морской поверхности.

Для регистрации изменений концентрации приводного аэрозоля с помощью лидара используется эффект упругого рассеяния лазерного излучения на аэрозольных частицах. Приемо-передающая оптическая система лидара построена по параксиальной схеме, что позволяет упростить процедуру пространственного выделения области регистрации и исключить паразитную лазерную засветку. Такая схема аэрозольного лидара содержит два отдельных канала: лазерный канал подсветки и приемный оптико-электронный канал. В канале подсветки используется непрерывный лазерный источник мощностью 100 мВт с рабочей длиной волны 532 нм. Для повышения чувствительности аэрозольного лидара здесь также используется принцип синхронного накопления при обработке сигнала. С этой целью осуществляется модуляция лазерного пучка. Зона зондирования аэрозольного лидара была вынесена на 10 м вперед относительно корпуса судна в невозмущенную его движением область атмосферы. Двухканальный фотометр и аэрозольный лидар размещались над ходовым мостиком на высоте 13 м от морской поверхности на общей стабилизированной платформе, устраняющей влияние качки судна.

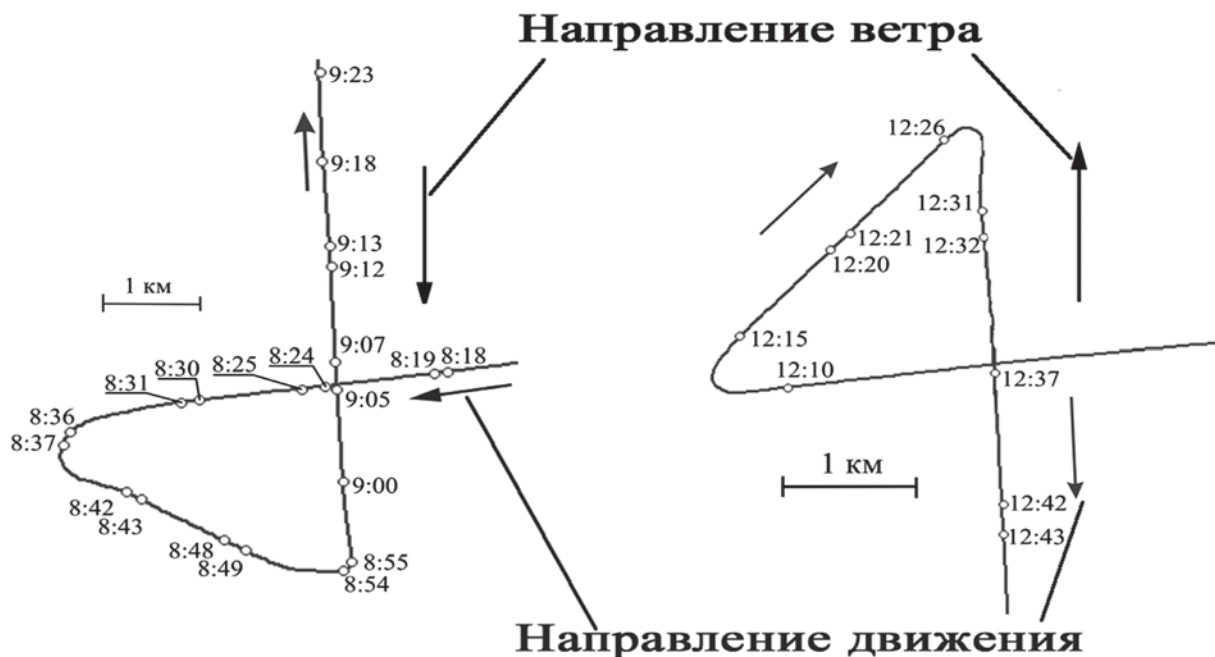


Рис. 2. Схема маневрирования в области первого и второго пересечений отстающего следа судна (вдоль траектории движения судна указано текущее местное время)

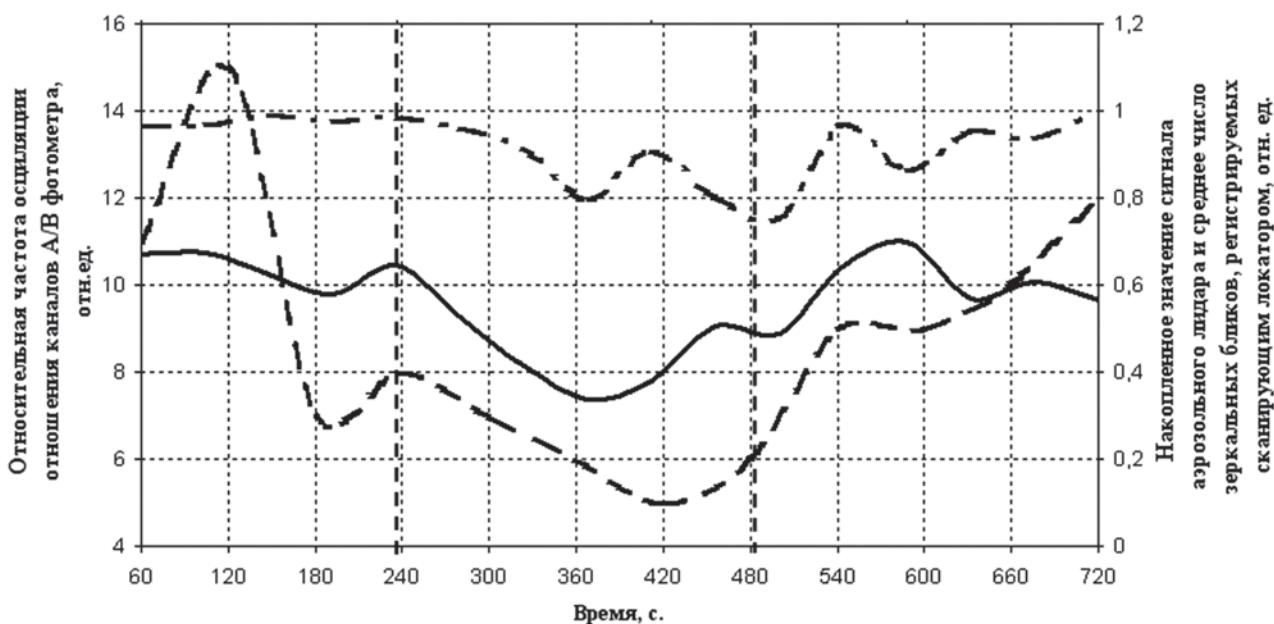


Рис. 3. Графики временных зависимостей параметров регистрируемых сигналов при первом пересечении отстающего следа судна

Обсуждение результатов

Созданная на основе предложенного подхода комплексная система регистрации проявлений ГДВ была использована в натурном эксперименте. Источником ГДВ в условиях открытого моря являлось научно-исследовательское судно. При пересечении области его отстающего следа одновременно регистрировались изменения характеристик коротковолновой части спектра морского волнения, а также концентрации приповерхностного фитопланктона и приводного аэрозоля.

В процессе проведения экспериментов было выполнено два пересечения отстающего следа судна в практически одинаковых гидрометеорологических условиях (рис. 2).

Как видно из представленных схем, пересекался след с возрастом около 40 мин, при скорости судна 8 узлов. При этом возрасте поперечный размер отстающего следа судна может составлять несколько сотен метров.

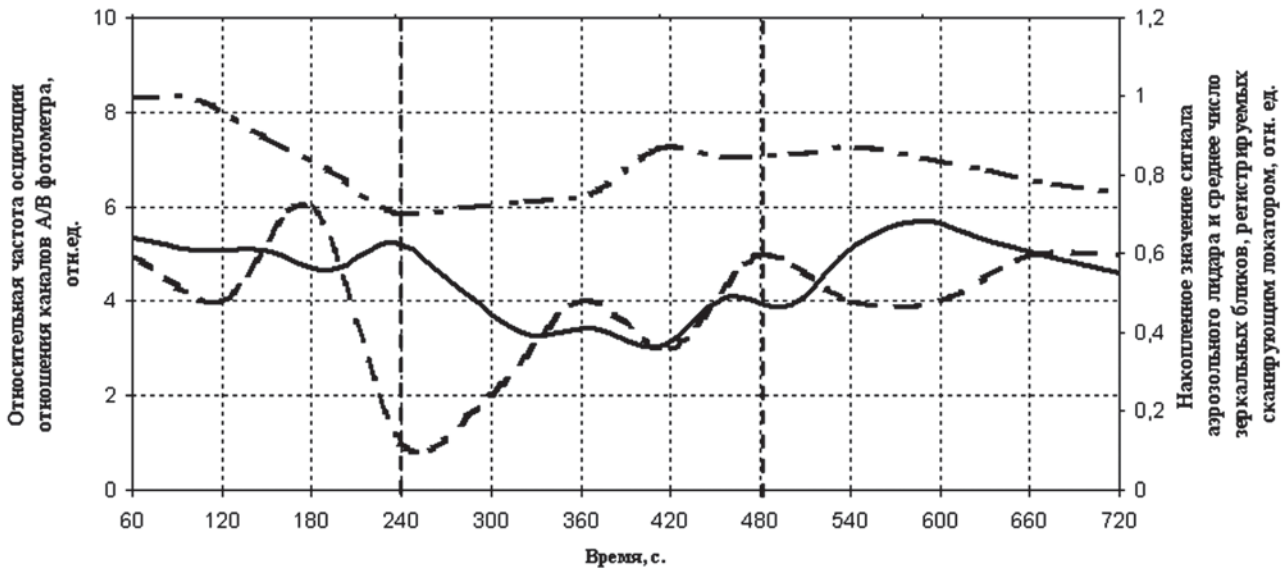


Рис. 4. Графики временных зависимостей параметров регистрируемых сигналов при втором пересечении отстающего следа судна

На рис. 3 и 4 показан вид зависимостей изменения параметров, полученных при обработке зарегистрированных сигналов. Сплошной линией представлена временная зависимость параметра сигнала лазерного сканирующего локатора, определяемого средним значением числа зеркальных бликов на морской поверхности. Пунктирной линией обозначена временная зависимость параметра сигнала двухканального фотометра в виде относительной частоты осцилляции величины отношения сигналов по каналам А и В, определяемого частотой изменений приповерхностной концентрации фитопланктона относительно среднего значения. Штрихпунктирной линией отмечена временная изменчивость параметра сигнала аэрозольного локатора, определяемого изменением концентрации приводного аэрозоля. Границы области пересечения отстающего следа судна отмечены вертикальными пунктирными линиями.

Как видно, по всем каналам регистрации происходит практически синхронное уменьшение измеряемых параметров регистрируемых сигналов с признаками наличия определенной структуры изменений в пределах аномальной зоны. Некоторое отклонение от синхронного изменения параметров сигнала аэрозольного лидара может быть вызвано ветровым сносом аномальной зоны приводной атмосферы. Как показано на рис. 2, для двух выполненных пересечений отстающего следа судна направление ветра было перпендикулярным пересекаемому следу и взаимно противоположным. Размер аномальной зоны изменений регистрируемых сигналов составил величину порядка 600 м, что соответствует ожидаемому размеру области отстающего следа судна.

Что касается физической интерпретации полученных аномальных характеристик регистрируемых сигналов, то здесь можно сказать следующее.

Снижение аэрозольного светорассеяния связано с уменьшением концентрации аэрозоля над поверхностью моря. Механизм такого уменьшения может быть объяснен как результат обеднения верхних слоёв воды пузырьками воздуха, происходящее после прохождения судна. Причем, в первый момент после прохода судна мощные ГДВ приводят к увеличению концентрации воздушных пузырьков в приповерхностном слое морской среды [4], а, следовательно, и концентрации аэрозоля над морской поверхностью. В дальнейшем, с удалением от источника ГДВ, происходит снижение концентрации воздушных пузырьков в морской среде, а, значит, и концентрации аэрозоля и, как мы видим, это снижение при 40-минутном возрасте следа может дать величины ниже равновесных значений.

Снижение параметра сигнала двухканального фотометра в зоне пересечения следа судна свидетель-

ствуется об уменьшении частоты изменений приповерхностной концентрации фитопланктона относительно среднего значения. Причиной тому может быть «выглаживание» пятнистой структуры пространственного распределения фитопланктона и взвеси в приповерхностном слое моря по аналогии со значительно более масштабными процессами (например, синоптическими вихрями) [7]. В результате воздействия ГДВ от судна происходит сильное перемешивание приповерхностных слоев воды. При этом естественная «пятнистость» распределения фитопланктона и взвеси нарушается, а распределение становится более однородным. Регистрируемое сканирующим лазерным локатором уменьшение среднего числа зеркальных бликов в аномальной зоне может быть объяснено [8] подавлением короткопериодных морских волн с образованием под воздействием отстающего следа судна полос «выглаживания».

Заключение

Проведенные исследования показали, что ГДВ отстающего следа судна оказывают заметное влияние на различные характеристики морской поверхности, а также приповерхностного слоя морской среды и атмосферы. Причем это воздействие в зоне отстающего следа приводит к их согласованным изменениям, обладающим характерной структурой. Согласованность изменений регистрируемых сигналов в зоне отстающего следа судна является его устойчивым признаком даже при наличии гидрометеорологических помех. Таким образом, эффективность перспективной системы дистанционной регистрации ГДИ может быть существенно повышена при включении в ее состав различных средств измерения параметров морской поверхности, приповерхностных слоев морской среды и атмосферы. Система обработки сигналов всех используемых измерительных каналов должна расценивать их согласованные изменения как признак наличия гидродинамических аномалий в морской среде.

Список литературы

1. Методы, процедуры и средства аэрокосмической компьютерной радиотомографии приповерхностных областей Земли / под ред. С.В. Нестерова, А.С. Шамаева, С.И. Шамаева. М.: Научный мир, 1996. 272 с.
2. Носов В.Н. Статистические характеристики ветрового волнения в гравитационно-капиллярной области спектра / Носов В.Н., Пашин С.Ю. // Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана, 1990. Т. 26. № 11. С. 1161–1169.
3. Кельбалиханов Б.Ф. Гидрооптические исследования в водах Мирового океана. Сыктывкар, 1992. 126 с.
4. Носов В.Н. Рассеяние лазерного излучения над морской поверхностью при наличии гидродинамических возмущений в толще водной среды / Носов В.Н., Горелов А.М., Каледин С.Б., Кузнецов В.А., Леонов С.О., Савин А.С. // ДАН. 2010. Т. 433. № 1. С. 111–112.
5. Lyden J.D. Synthetic Aperture Radar Imaging of Surface Ship Wakes [Text]/ Lyden J.D., Hammond R.R., Lyzenga D.R. // J. Geophys. Res. 1988. Vol. 93. No. C10. P. 12293-12303.
6. Иванов С.Г. Применение фотометра яркости для получения информации о наличии гидродинамических возмущений в морской среде / С.Г. Иванов, В.Н. Носов, В.И. Погонин, Е.А. Зевакин, А.С. Савин, А.М. Горелов, С.О. Леонов. // Труды международной конференции «Актуальные направления развития прикладной математики в энергетике, энергоэффективности и информационно-коммуникационных технологиях». Москва, МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2010. С. 277–281.
7. Гинзбург А.И. Особенности динамики вод и распределения хлорофилла «а» в Северо-Восточной части Черного моря осенью 1997 г. / А.И. Гинзбург, А.Г. Костяной, В.Г. Кривошея, Н.П. Незлин, Д.М. Соловьёв, С.В. Станичный, В.Г. Якубенко. // Океанология. 2000. Т. 40. № 3. С. 344–356.
8. Ермаков С.А. Экспериментальные исследования расширения турбулентного следа надводного судна / Ермаков С.А., Капустин И.А. // Известия РАН ФАО. 2010. Т. 46. № 4. С. 565–570.

ABOUT THE COMPLEX APPROACH TO REMOTE REGISTRATION OF HYDRODYNAMIC DISTURBANCES IN THE SEA MEDIUM BY MEANS OF OPTICAL METHODS

GORELOV, A. M., ZEVAKIN, E. A., IVANOV, S. G., KALEDIN, S. B.,
LEONOV, S. O., NOSOV, V. N., AND SAVIN, A. S.

In the article the complex approach to remote registration of hydrodynamic disturbances in the sea medium by means of optoelectronic devices is presented. Nowadays the most interest is devoted to development of the World ocean. This activity requires special information therefore development of new marine monitoring system is very important. The most effective data acquisition of the state of the ocean surface over large areas made with the help of optical and radar equipment which are located on aerospace carriers. However, phenomena taking place in ocean medium at significant depth are impossible to detect with the help of such devices.

Perspective systems of remote sensing of the marine environment should provide high efficiency in different hydro - and meteorological conditions. The solution of this problem can be obtained by improving of sensitivity and spatial resolution each channel of such system. However, this approach requires the development of new complicated and expensive technical equipment. In this connection, appropriate way of solving the task will be search for different solutions with the use of available technical. Possible solution is the data complexion into a single system with the help of special data processing algorithms.

Complex application of optical methods for remote sensing of the sea surface and subsurface layers of the marine environment and the atmosphere can provide remote detection of hydrodynamic disturbances with significantly less dependent on weather conditions.

The multichannel system is described, which consists of scanning locator, double channel photometer and aerosol lidar. The results of complex experiment in measuring hydrodynamic disturbances in the sea medium are presented and discussed.

УДК 537.86

ЗОНДИРОВАНИЕ ИОНОСФЕРЫ И МНОГОМЕРНОГО КВ РАДИОКАНАЛА СИГНАЛАМИ С ЛИНЕЙНОЙ ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

© Авторы, 2012

Иванов В. А. — д.ф.-м.н., профессор, проректор по научной работе и инновационной деятельности Поволжского государственного технологического университета, Йошкар-Ола

E-mail: IvanovVA@volgatech.net

Иванов Д. В. — д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой высшей математики Поволжского государственного технологического университета

E-mail: IvanovDV@volgatech.net

Рябова Н. В. — д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой радиотехники и связи Поволжского государственного технологического университета

E-mail: RyabovaNV@volgatech.net

Аннотация

Представлены результаты научных исследований Марийского государственного технического университета по проблеме распространения декаметровых волн в ионосфере Земли, направленные на применение сложных сигналов для диагностики среды и частотных каналов распространения. Обсуждаются подходы цифрового синтеза и оптимальной обработки зондирующих сигналов в панорамном, пассивном и канальном зондах с ЛЧМ сигналами, а также новые области применения этих ионозондов.

Ключевые слова: ионосфера, КВ радиоканал, ЛЧМ сигнал, зондирование, ионозонд

Abstract

The results of scientific research Mari State Technical University on the proliferation of HF waves in the Earth's ionosphere to the use of complex signals for the diagnosis of the medium and the frequency of distribution channels are presented. General approaches to digital synthesis and optimum processing of transmitted signals into a panorama, and the passive channel probe chirp signals, as well as new areas of application of these ionosonde are discussed.

Ключевые слова: ionosphere, HF channel, chirp signal, sounding, chirp sounder

Введение

Наземные ионозонды являются эффективными инструментами исследования ионосферы и космической погоды на уровнях ниже глобального максимума электронной концентрации [1–5]. Работы по созданию аппаратуры для зондирования ионосферы непрерывными ЛЧМ сигналами были начаты в МарГТУ в конце 1979 г. при финансовой поддержке со стороны НИРФИ. Причины этому заключались том, что ее создание открывало перспективы получения высокой помехозащищенности метода при низкой мощности зондирующего сигнала. Это было необходимо для получения мобильной аппаратуры способной работать в непосредственной близости от КВ передатчиков большой мощности (осуществляющих нагрев ионосферы). Первые образцы аппаратуры [6] созданы в 1980 г. В них коротковолновый ЛЧМ сигнал длительностью 1с формировался в полосе частот 100 кГц. Это позволило получить результаты [7] по зондированию ЛЧМ сигналами модифицированной F области ионосферы. Проведенный анализ задачи зондирования [8, 9] показал, что наиболее перспективным для использования в ЛЧМ ионозондах является цифровой метод синтеза непрерывного сигнала. Создание такого синтезатора для КВ диапазона являлось в то время новой сложной научно-технической задачей. Такой синтезатор разработали в 1984г, а в 1986г на его устройство получен патент на изобретение [10] с приоритетом от 4 января 1984 г. Весной 1985г в МарГТУ была закончена разработка ЛЧМ ионозонда непрерывного

действия [11] с диапазоном частот 1–8 МГц. В мае 1985г и феврале 1986г были проведены эксперименты по вертикальному и наклонному зондированию ионосферы [12], модифицированной стендом «Сура». Дальнейшие работы направлялись на совершенствование ЛЧМ ионозонда (улучшение шумовых характеристик, применение цифровых методов обработки). Бурное развитие в 90е годы элементной базы и вычислительной техники позволило создать в МарГТУ мобильный цифровой ЛЧМ зонд.

Научно-технические проблемы, стоявшие при создании ЛЧМ-ионозонда состояли: в научном обосновании его работы (теории зондирования ионосферы непрерывным сигналом с линейной частотой модуляций) [13–15]. В разработках синтезатора непрерывного ЛЧМ-сигнала, позволяющего в пространственно-разнесенных пунктах излучения и приема формировать когерентные сигналы и системы синхронизации разнесенных синтезаторов ЛЧМ-сигнала, а также программного обеспечения для реализации методов оптимальной обработки сигналов, вторичной обработки изображений ионограммы и данных для определения по результатам зондирования как ионосферных, так и параметров необходимых для адаптации систем КВ радиосвязи. В 2000-е годы ЛЧМ ионозонд развивался в направлении создания многофункционального гибкоперестраиваемого комплекса, сочетающего возможности аппаратно-программной перестройки режимов: вертикального, наклонного, пассивного, канального радиозондирования для решения задач радиосвязи, радиолокации, загоризонтного позиционирования [28–41].

В настоящее время развиваются новые направления применения сложных сигналов для зондирования ионосферы и декаметровых каналов связи: NVIS [42], совместное применение технологий радиозондирования ЛЧМ сигналами и космических технологий ГЛОНАСС, исследование дисперсионных искажений широкополосных ВЧ радиоканалов [32, 42–46]. Развита алгоритмы определения характеристик среды при зондировании ее панорамными ионозондами. Разработана методика получения цифровой ионограммы и ее очистки от шумов, определения частотной зависимости времени группового запаздывания (задержки) $\tau(\bar{f})$, а также измерения угловых и доплеровских характеристик. Разработана методика и программно-аппаратное обеспечение пассивного ЛЧМ зондирования ионосферы [47, 48].

Получены алгоритмы исследования точностных характеристик загоризонтного позиционирования [33, 49], измерения функция рассеяния канала (ФРК) $S(\tau, F_d)$ (где F_d — доплеровская частота), которая обобщает в себе свойства доплеровского спектра и спектра задержки, определяя вероятность нахождения их в заданных интервалах значений в режиме канального зондирования.

Ионосфера Земли является диспергирующей средой, у которой показатель преломления зависит от частоты [50, 51]. Дисперсность среды приводит к рассогласованию распространяющихся в ней сигналов [32, 50, 51], тем более значительному, чем шире полоса их спектра. По рекомендациям URSI [52] приемлемые искажения сигналов имеют место, когда их полоса частот не превышает 15 кГц. По этой причине значение полосы рекомендовано в качестве оптимального при традиционном импульсном вертикальном зондировании. Полоса частот зондирующего сигнала определяет разрешающую способность ионозонда по времени группового запаздывания, которая из-за дисперсности среды также будет ограничена некоторым значением. Поэтому в МарГТУ были проведены комплексные исследования дисперсионных искажений ИХ радиоканалов с различной полосой частот и коррекции дисперсионных искажений.



Рис. 1. Внешний вид ЛЧМ ионозонда

1. ЛЧМ ионозонд для панорамного наклонного, NVIS, вертикального и пассивного зондирования ионосферы

На рис.1 представлен внешний вид передающего и приемного терминалов цифрового ЛЧМ ионозонда созданного в МарГТУ. Для его создания была решена задача [1, 9, 41] распространения в ионосфере сверхширокополосного ЛЧМ сигнала с учетом сжатия в приемнике и получения ионограммы. Пример ионограммы панорамного наклонного зондирования представлен на рис. 2.

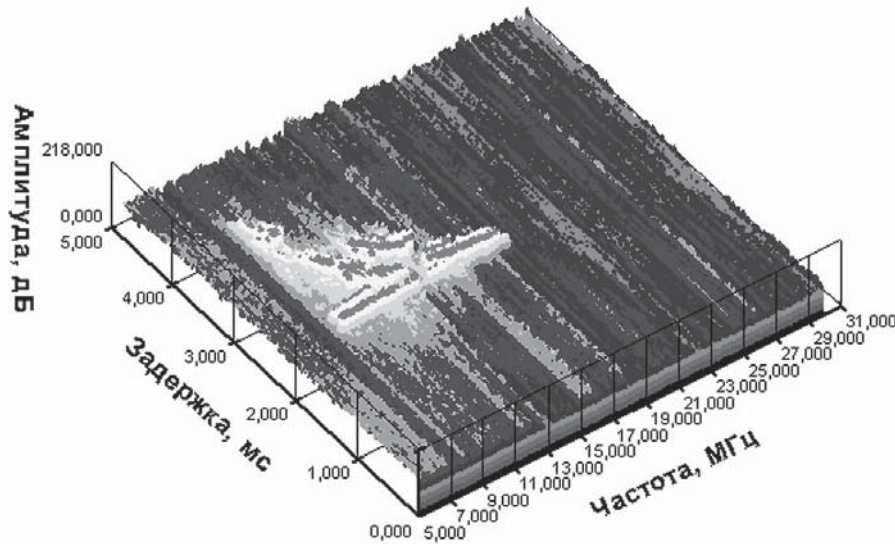


Рис. 2. Трехмерное изображение ионограммы для трассы Кипр — Йошкар Ола

Таблица 1. Название таблицы

Основные характеристики	ВЗ	НЗ
Радиопередающее устройство (РПДУ)		
Диапазон частот излучаемого ЛЧМ сигнала (МГц)	2–16	4–30
Скорость изменения частоты сигнала (кГц/сек)	50	100–1000
Мощность излучения (Вт)	2–10	2–100
Уровень побочных дискретных составляющих (дБ)	–50	–50
Радиоприемное устройство (РПУ)		
Полоса пропускания РПУ (Гц)	500	500
Динамический диапазон (дБ)	80	100
Инструментальное разрешение по задержке (мкс)	20	10
Диапазон наблюдаемых задержек (мс)	10	5

Ионограмма вертикального зондирования при определенных предположениях позволяет определять профиль электронной концентрации ионосферы. В задачах связи она позволяет оценить ионограмму наклонного зондирования. Ионограмма наклонного зондирования дает возможность определять полосу прозрачности декаметровый радиолинии связи (диапазон частот, проходящих от передатчика к приемнику), которая ограничивается с одной стороны наименьшей наблюдаемой, а с другой максимальной наблюдаемой частотами (ННЧ и МНЧ). Данная полоса является важным параметром радиолинии, характеризующим ее возможности для создания ВЧ радиоканалов. Наибольшее значение имеет верхняя граница диапазона (МНЧ). Это обусловлено тем, что поглощение ВЧ волн быстро уменьшается с ростом частоты. При этом уменьшается и уровень помех приему сигналов. Поэтому с приближением к МНЧ следует ожидать увеличения отношения S / N (SNR) и, как следствие, помехоустойчивости системы ВЧ связи. Цифровая ионограмма (см. рис. 2) позволяет определять частотные зависимости отношения SNR. Непрерывность зондирующего сигнала предоставляет возможность для реализации методики измерения времени группового запаздывания на заданной частоте [32]. Методика

позволяет в экспериментах изучать механизмы распространения сигналов на разных частотах \bar{f}_n при различной разрешающей способности, а измерения параметров спектральных пиков при разных полосах выборочных элементов исследовать условия распространения и влияние на них дисперсности среды.

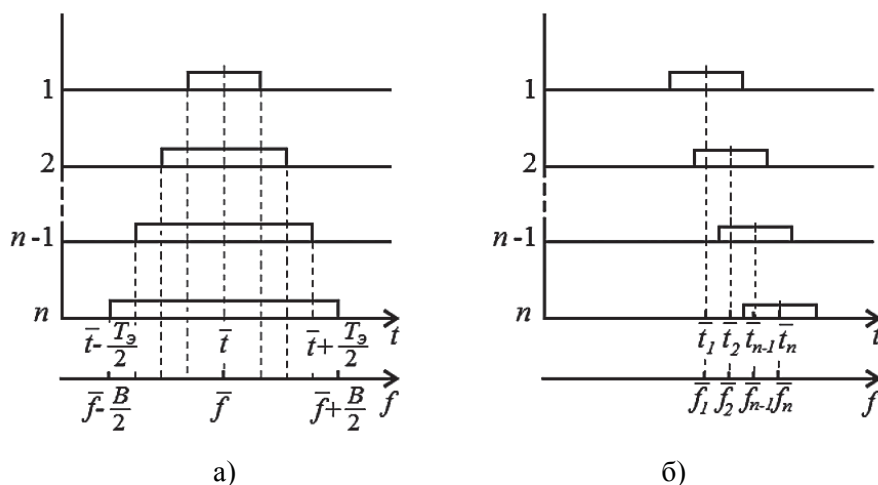


Рис. 3. Методика изменения полосы частот непрерывного ЛЧМ сигнала и средней частоты его спектра

Ионозонды наклонного зондирования применяются для исследования ионосферы вдоль трассы распространения [1,55,56], изучения закономерностей распространения радиоволн декаметрового диапазона в различных геофизических условиях [57, 58], в системах частотного обеспечения адаптивных систем связи при оперативном выборе оптимальных рабочих частот (оптимального радиоканала) [1,59,60]. В силу различного назначения, ионозонды для ВЗ, НЗ ионосферы имеют отличающиеся технические характеристики, основные из которых приведены в таблице 1. В настоящее время существует проблема реализации связи в диапазоне дальностей 40–400 км. Поэтому в последние годы активно проводятся исследования по применению для такой связи высоких частот (ВЧ), которые обычно используются для дальней радиосвязи (связи на тысячи километров). ВЧ радиоволны, излучаемые передатчиком, почти вертикально падают на ионосферу и, отражаясь от нее, приходят к приемнику, расположенному на расстоянии 40–400 км, почти с зенита. Системы такой связи получили название систем квази-зенитного распространения (КЗР) или Near Vertical Incidence Skywave (NVIS) [61]. При распространении радиоволн под углами излучения около 70–90° значение МПЧ радиолинии близко к значению критической частоты глобального максимума электронной концентрации ионосферы. Поэтому [62] рабочие частоты связных сигналов должны быть ниже этого значения. Основное назначение NVIS — установление связи в радиусе 400 км, а ее преимущество обусловлено квазивертикальным приемом сигналов, когда неровности земной поверхности практически не оказывают негативного влияния на уровень сигнала. Однако для ВЧ на таких расстояниях ионосфера Земли является средой с ярко выраженной дисперсностью. В [42, 62–64] представлены результаты исследования этих вопросов. Проблема временной синхронизации в современных ЛЧМ ионозондах решена с применением GPS (Global Positioning Systems) приемников и стандартов опорной частоты, а когерентность ЛЧМ сигналов и высокая линейность закона модуляции реализована с использованием метода прямого цифрового синтеза (DDS-direct digital synthesis).

ЛЧМ зонды построены в сеть, эксперименты на сети проводятся в режимах регистрации ионограмм зондирования и определения доплеровского смещения [65], исследовании дисперсности ионосферных трактов распространения ВЧ и возможности ее коррекции [32]. Для расширения возможностей ЛЧМ зондирования ионосферы разработаны новые методики измерений: углов прихода лучей, абсолютного времени распространения ЛЧМ сигнала с высокой точностью [31], частотно-угловых характеристик трассы [66], фильтрации экспериментальных значений МНЧ трассы [30,31] с целью выделения регулярной и случайной компонент в их суточном ходе, магнито-ионного расщепления лучей [32] на дальних ВЧ трассах, профилей концентрации по ионограммам вертикального и наклонного [31,66] зонди-

рования, коррекции дисперсионных искажений сигналов в ионосферных каналах с полосой пропускания 1 МГц [32], определения параметров волновых возмущений и мелкомасштабной ионосферной стратификации [10,53, 54].

Для исследования дисперсионных искажений сигналов с различными средними частотами спектра разработана методика [32] формирования ЛЧМ сигналов с различной полосой частот (до 1 МГц) [43] и проведены обширные исследования искажений. Предложен, реализован метод коррекции дисперсионных искажений и исследования по его эффективности [32]. Созданы методики определения по характеристикам дисперсии параметров волновых возмущений в ионосфере [53, 54]. В основу методики положен тот факт, что при сжатии ЛЧМ сигнала в частотной области увеличение полосы частот выборочного сигнала связано с увеличением длительности выборки. Поэтому в исследованиях дисперсионных искажений ИХ каналов с различными средними частотами изменение полосы элемента осуществлялось путем изменения длительности выборки сигнала разностной частоты, а средней частоты — путем изменения начала отсчета выборки.

Рис.3 содержит пояснения изложенной методики обработки. На рис. 3а показана методика изменения полосы спектра ЛЧМ сигнала, а рис. 3б изменения средней частоты его спектра. Дисперсия среды проявляется в том, что фаза сигнала разностной частоты содержит нелинейную составляющую, тем более значимую, чем шире полоса частот выборочного элемента. Предложены и развиты [32] методики: определения по ионограмме частотной зависимости фазы сигнала разностной частоты, построения аналитического сигнала разностной частоты, получения комплексного корректирующего сигнала, позволяющего корректировать дисперсионные искажения, связанные с нелинейной составляющей фазы.

2. Однопозиционный ЛЧМ зонд с минимальной мощностью зондирующего сигнала

Применение для зондирования сигналов с большими базами позволяет значительно снизить мощность излучения. При этом минимальной мощностью обладает ЛЧМ ионозонд, имеющий максимальную базу сигнала. В настоящее время для такого ионозонда существует проблема однопозиционной работы на одну антенну для излучения и приема зондирующего сигнала.

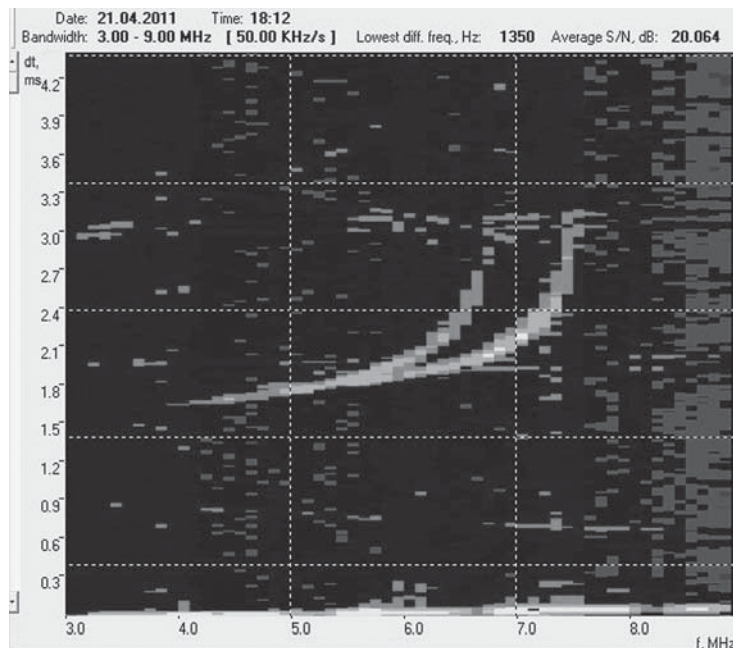


Рис. 4. Ионограмма вертикального зондирования

Эта проблема решена в МарГТУ, где создан однопозиционный ЛЧМ ионозонд с мощностью сигнала в 15 Вт. При этом исследована и решена задача выбора переключающей М — последовательности, технической реализации электронного переключателя «прием-передача» и создания программного обеспечения. На рис. 4 представлен пример полученной в Йошкар-Оле ионограммы вертикального зондирования ионосферы, подтверждающей достоверность результатов исследования данной проблемы.

3. Пассивный ЛЧМ ионозонд

Существующая сеть передатчиков ЛЧМ ионозондов открывает возможности для развития метода пассивного зондирования ионосферы и ионосферных каналов КВ связи. Поэтому важное значение приобретает разработка новых автоматизированных программно-аппаратных комплексов приемной станции, построенных на базе стандартных ВЧ приемников, использующих сигналы сетевых передатчиков ЛЧМ ионозондов [67].

В качестве примера на рис. 5 (а, б) приведены ионограммы наклонного зондирования ионосферы для радиолинии Кипр — Йошкар-Ола протяженностью 2552 км, полученные в Йошкар-Оле с помощью активного (а) и пассивного (б) ЛЧМ ионозондов. В таблице 2 даны основные технические характеристики пассивного ЛЧМ зонда МарГТУ.

Таблица 2. Основные технические характеристики пассивного ЛЧМ зонда МарГТУ

Наименование параметра	Значение
Диапазон рабочих частот, МГц	1,6–30
Чувствительность, мкВ	0,3
Диапазон наблюдаемых задержек, мс	0,5–50
Динамический диапазон, дБ	не менее 70
Полоса пропускания по ПЧ, Гц	500
Сопrotивление антенного тракта, Ом	50
Напряжение питания	13,8 В пост. тока
Габариты, мм ³ (без ПЭВМ, антенны и БП)	241x160x229
Масса, кг	16

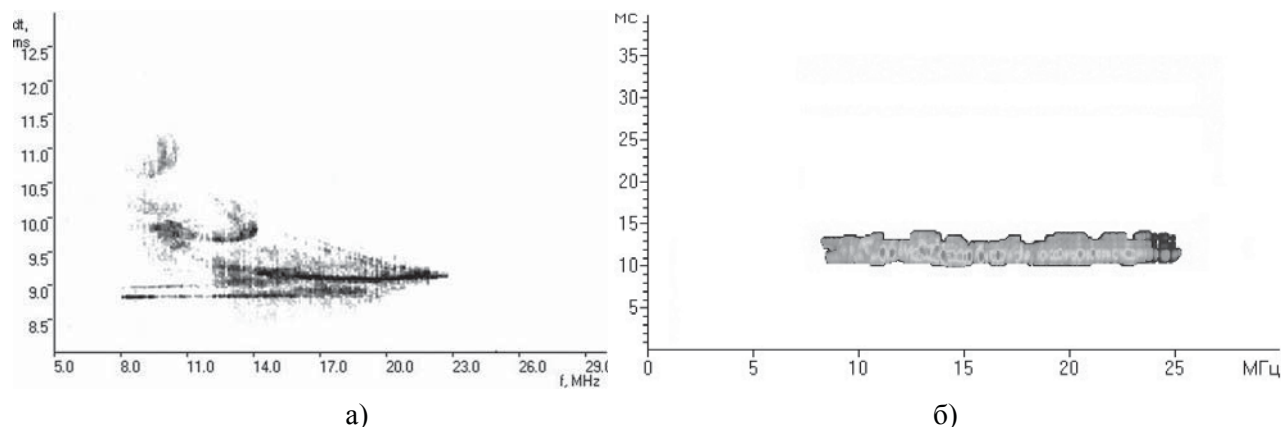


Рис. 5. Пример ионограммы для радиотрассы Кипр — Йошкар-Ола, полученной: а — с помощью активного; б — с помощью пассивного ЛЧМ ионозондов

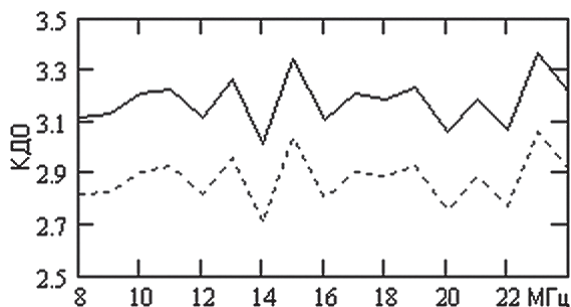


Рис. 6. Частотные зависимости коэффициента двойной ошибки

Зондирующий сигнал является физической моделью связного сигнала, поэтому по результатам зондирования можно оценить качество декаметрового канала связи на различных рабочих частотах. Наиболее важ-

ным параметром, характеризующим качество цифровой связи, является коэффициент двоичной ошибки (КДО) [29, 30]. Кроме того, важна также максимально возможная скорость передачи информации с заданным КДО, связанная с памятью канала. Большое значение имеет диапазон возможных рабочих частот ионосферной радиополосы (полоса ее прозрачности). Разработаны методики и алгоритмы, позволяющие на основе данных пассивного зондирования радиополосы оценивать следующие характеристики: диапазон прозрачности (НПЧ, МПЧ), частотную зависимость отношения сигнал/шум (SNR), частотную зависимость памяти канала ($\Delta\tau$) и коэффициента двоичной ошибки (КДО) (рис. 6, 7). На основе этих характеристик программно в автоматическом режиме имеется возможность выбирать оптимальную рабочую частоту (ОРЧ) для обслуживаемой системы декаметрового диапазона.

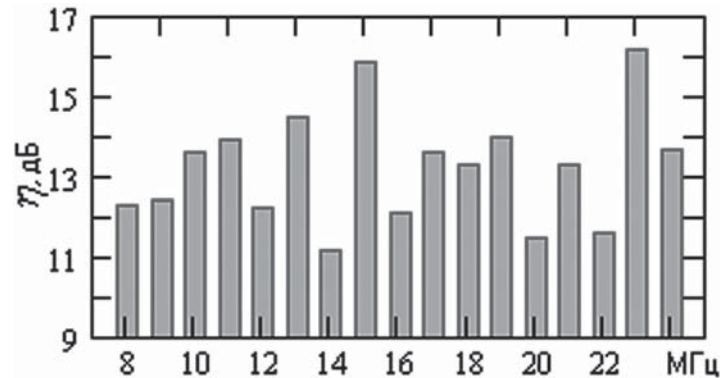


Рис. 7. Зависимость отношения сигнал/шум в радиоканалах с полосой 2.4 кГц

Таким образом, пассивный ЛЧМ ионозонд, требующий минимальных аппаратных затрат, может существенно расширить сеть ЛЧМ ионозондов и позволяет получать для ВЧ линий связи ионограммы приемлемого качества, а также оценивать память радиоканалов (рассеяние по задержке), отношение сигнал/шум и коэффициент двоичной ошибки на различных рабочих частотах систем ВЧ связи.

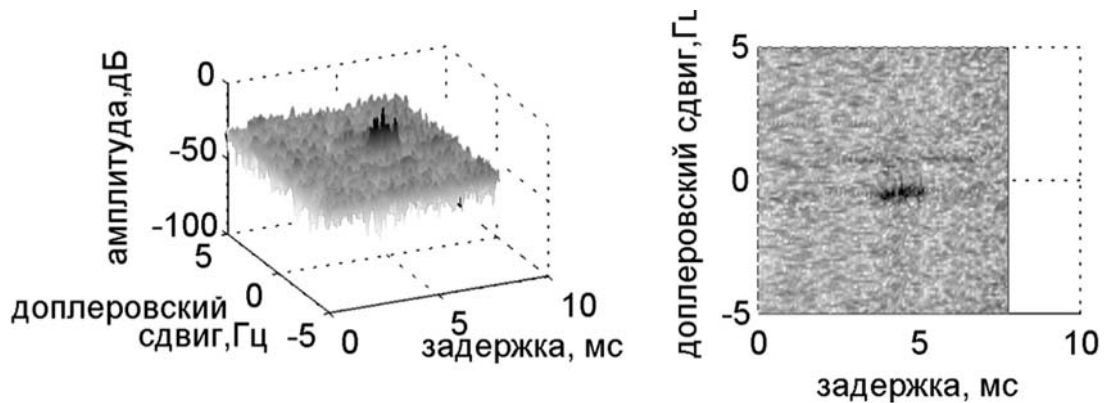


Рис. 8. Пример экспериментальной ФРК

4. Канальный ЛЧМ ионозонд. Определение функции рассеяния канала

В настоящее время развитие инфокоммуникационных систем ВЧ диапазона идет в направлении существенного повышения скорости передачи данных без увеличения полосы канала. При этом происходит интенсивное развитие эффективных методов кодирования и итеративных методов обработки сигналов в условиях достаточно быстрого изменения во времени состояния канала. Сам канал является стохастическим и пространственно неоднородным. В условиях изменчивости канальных параметров существующие системы связи вынуждены производить адаптацию своих информационно-технических характеристик к канальным параметрам, меняя модем или рабочую частоту канала. Для этого в МарГТУ была исследована и реализована система, позволяющая производить комплексный анализ канальных параметров, путем зондирования радиоканалов. Они были получены путем создания мето-

дики аппаратуры для измерения функции рассеяния канала (ФРК).

Полученный в эксперименте пример ФРК показан на рис.8. Как следует из рисунка, ФРК состоит из составляющих сигнала (темная часть) и аддитивного шума (серая часть).

Узкополосные ВЧ модемы характеризуются тремя ключевыми параметрами, порожденными состоянием канала распространения и определяемыми на основе измерения характеристической поверхности производительности (ХПП). Это предельно допустимые значения основных канальных характеристик: уширение по величине времени группового запаздывания (задержки) σ_τ , уширение по величине частоты доплеровского сдвига σ_f и допустимое отношение сигнал/шум S/N . Для определения кондиционности канала в процессе зондирования параметры ФРК накладываются на ХПП. Натурные эксперименты проводились с помощью канального ЛЧМ ионозонда [34]. На рис. 9 показаны примеры оценки во времени кондиционности исследуемого канала.

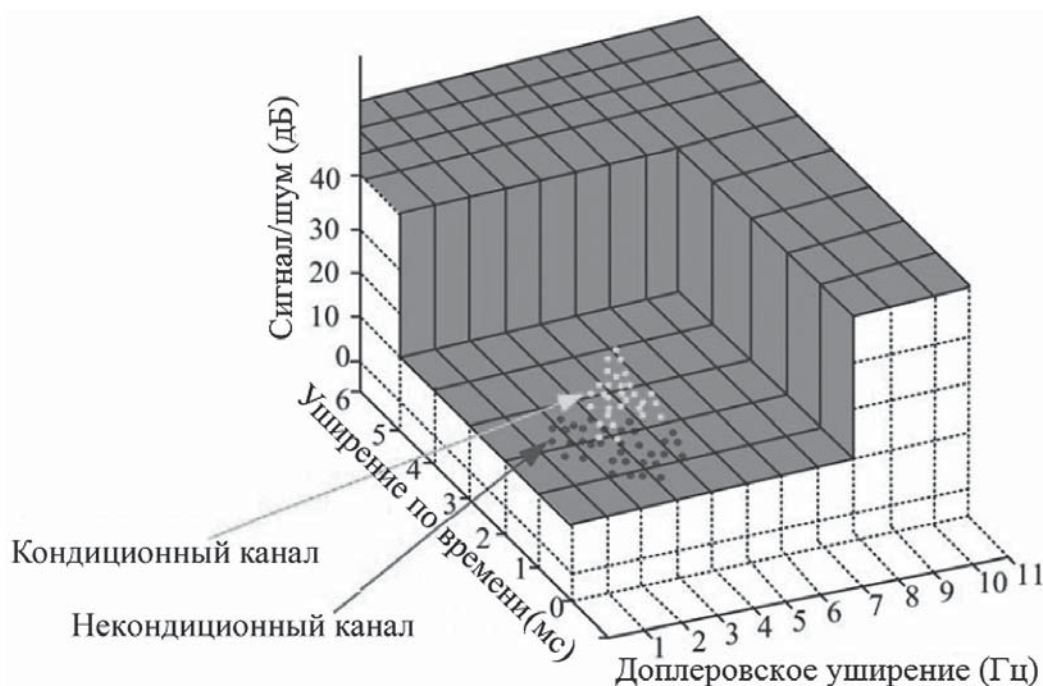


Рис. 9. Методика оценки кондиционности узкополосного ВЧ канала для модема заданного представленной ХПП

Из рисунков видно, что кондиционность утрачивается из-за недостаточной мощности связного сигнала. В [35] на основе натурных экспериментов показано, что работа в оптимальных каналах (на оптимальных рабочих частотах) позволяет получить выигрыш в $n_{св}$ до 6–14дБ. При этом канальный зонд может осуществлять выбор оптимальных каналов из числа зондируемых и давать информацию о необходимой мощности связного сигнала для адаптации системы связи.

Заключение

В последние годы средства радиозондирования ионосферы и декаметровых каналов связи развивались в направлении использования сложных зондирующих сигналов, а также цифровых методов обработки и отображения получаемой информации. Это позволяет достигать предельных возможностей зондирующей аппаратуры и обеспечивать высокое качество получаемой информации при минимальной мощности зондирующих сигналов. Малые мощности излучения создают существенно меньшие помехи другим пользователям ВЧ диапазона, что является актуальной проблемой. Панорамные вертикальные, наклонные ионозонды, пассивные и канальные зонды со сложными зондирующими сигналами становятся эффективным инструментом для систем частотного обеспечения ВЧ связи. Получила развитие идея канального зондирования стохастических ВЧ каналов связи. В созданных канальных зондах используются только сложные сигналы. Это связано с тем, что зондирующий сигнал на выходе

системы сжатия подобен импульсной характеристике канала распространения, а спектр от ее корреляционной функции равен функции рассеяния канала (ФРК). Мониторинг ФРК заданных каналов связи, позволяет эффективно осуществлять адаптацию системы ВЧ связи не только по рабочей частоте канала, но и по используемому для неё модему. Получаемые в результате зондирования базы данных о параметрах ФРК могут быть использованы для имитационного моделирования работы перспективных систем ВЧ связи. Появление высокочастотных аналого-цифровых преобразователей, цифровых высокоскоростных синтезаторов аналоговых сигналов, открыли возможности для создания гибко (программно) перестраиваемых ионозондов, реализующих программными средствами применяемые в настоящее время сложные зондирующие сигналы и существующие методики обработки.

Развитие аппаратно-программных средств зондирования ионосферы позволило осуществлять интегрирование в международные сети радиозондирования ионосферы и на новом технологическом уровне контролировать и прогнозировать эффекты космической погоды, играющие большую роль в жизнеобеспечении на Земле. Развитие и широкое использование панорамных и канальных зондов позволит кардинальным образом решить проблемы повышения надежности и скорости передачи информации по ионосферным каналам ВЧ связи.

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований: проекты № 10-02-00620; 10-07-00466-а; 11-07-00420-а; ФЦП: ГК № 14.740.11.1147, № 14.740.11.1209; № 14.740.11.1436; АВЦП: № 8.2523.2011, № 8.2448.2011, № 8.2559.2011.

Список литературы

1. Иванов В. А., Куркин В. И., Носов В. Е. и др. ЛЧМ ионозонд и его применение в ионосферных исследованиях // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 47. № 11. С. 919–952.
2. <http://umclcar.uml.edu/>
3. <http://www.ngdc.noaa.gov/stp/iono/dynasonde/>
4. Morris R. J., Monselesan D. P., Hyde M. R. et al. Southern Polar DPS and CADI Ionosonde Measurements: 2 F-Region Drift Comparison // Advances in Space Research. Vol. 33. Is. 6. 2004. P. 937–942.
5. Данилкин Н. П. Радиозондирование ионосферы спутниковыми и наземными ионозондами // Труды института прикладной геофизики. М.: 2008. Вып. 87. 209 с.
6. Беленов А. Ф. Зондирование ионосферы квазипрерывными сигналами / А. Ф. Беленов, В. А. Зиничев, В. А. Иванов и др. // Тез. докл. XIII Всесоюз. конф. по распространению радиоволн. Горький. 1981. Т. 1. С. 12–13.
7. Беленов А. Ф. Результаты вертикального зондирования модифицированной F-области ионосферы ЛЧМ- сигналами / А. Ф. Беленов, В. А. Зиничев, В. А. Иванов и др. // Тез. докл. XIV Всесоюз. конф. по распространению радиоволн. М.: Наука, 1984. Т. 1. С. 113–114.
8. Иванов В. А., Фролов В. А., Шумаев В. В. ЛЧМ-метод вертикального зондирования ионосферы / Марийский политехнический институт. Йошкар-Ола. 1984. 21 с. Деп. в ВИНТИ 28.05.84. № 3824–84.
9. Иванов В. А. Особенности распространения коротковолновых ЛЧМ — радиосигналов в регулярной ионосфере / Марийский политехнический институт. Йошкар-Ола. 1985. 41 с. Деп. в ВИНТИ. № 3064–85.
10. А. с. 1259470 СССР, МКИ Н 03 С 3/08. Цифровой формирователь ЛЧМ сигналов / В. А. Иванов, В. А. Фролов, В. В. Шумаев.
11. Иванов В. А., Фролов В. А., Шумаев В. В. Зондирование ионосферы непрерывными ЛЧМ радиосигналами // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 2. С. 235–237.
12. Исследование частотных характеристик эффектов воздействия мощным радиоизлучением на вертикальной и наклонной трассах / Л. М. Ерухимов, В. А. Иванов, Н. А. Митяков и др. // Модификация ионосферы мощным радиоизлучением: (Материалы и междунар. симпоз., Суздаль, сент. 1986 г.) М.: ИЗМИРАН, 1986. С. 77–79.
13. Иванов В. А. Диагностика ионосферы сигналами с линейной частотной модуляцией Дис. д-ра физ.— мат. наук: 01.04.03. М.: 1987. 402 с.
14. ЛЧМ ионозонд и его применение в ионосферных исследованиях: обзор / В. А. Иванов, В. И. Куркин, В. Е. Носов [и др.] // Радиофизика. 2003. Т. 34. № 11. С. 919–952.
15. Иванов Д. В. Применение линейно частотно модулированных сигналов для исследования сверхширокополосных ионосферных радиоканалов / Д. В. Иванов, В. А. Иванов, В. И. Куркин // Вторая всерос. науч. конф. «Сверхширокополосные сигналы в радиолокации связи и акустике». Муром. 2006. С. 31–41.
16. Использование ЛЧМ ионозонда в адаптивной системе КВ радиосвязи / Иванов В. А., Богута Н. М., Терехов С. А. и др. // Радиотехника, 1993. № 4. С. 77–79.
17. Цифровой ЛЧМ ионозонд нового поколения / Д. В. Иванов, В. А. Иванов, А. Г. Чернов [и др.] // Сб. докл. IX Междунар. конф. «Радиолокация, навигация, связь»: ВНИИС, Воронеж, 2003. Т. 2. С. 928–939.

18. А.с. 1259470 СССР, МКИ Н 03 С 3/08. Цифровой формирователь ЛЧМ сигналов. / В.А. Иванов, В.А. Фролов, В.В. Шумаев. 1986.
19. А.с. 1684906 СССР, МКИ Н 03 В 19/00. Цифровой синтезатор частот / В. А. Иванов, В.В. Шумаев. 1991.
20. А.с. 1774464 СССР, МКИ Н 03 В 19/00. Цифровой синтезатор частот. / Н.В.Рябова, И.В. Рябов, В.П. Урядов. 1993.
21. Устройство для определения помехоустойчивых каналов КВ связи / В.А. Иванов, В.В. Шумаев // Патент на изобретение № 2223601 от 05.04.2002.
22. Виртуальный синтезатор и анализатор NVIS ионограмм для о-компоненты «NVIS 1.0» / В.А. Иванов, Д.В. Иванов, М.И. Рябова // Программа для ЭВМ № 2010617653 от 19.11.2010.
23. VH Channel Sim v.1.0 / В.А. Иванов, Н.В. Рябова, А.В. Мальцев // Программа для ЭВМ № 2011611750 от 24.02.2011.
24. Программа расчета надежности приема сигналов в декаметровых ионосферных системах связи по результатам наклонного зондирования ионосферы широкополосным ЛЧМ сигналом / Н.В. Рябова, М.И. Бастракова // Программа для ЭВМ № 2010616855 от 14.10.2010.
25. SF Signal Extractor v.1.0 / В.А. Иванов, Н.В. Рябова, И.Е. Царев // Программа для ЭВМ № 2010616687 от 07.10.2010.
26. Программа синтеза ионограмм наклонного зондирования ионосферы с учетом геофизических факторов v.1.0 / В.А. Иванов, Н.В. Рябова, А.А. Чернов // Программа для ЭВМ № 2011611601 от 17.02.2011
27. HF Channel TC Explorer v.1.0 / В.А. Иванов, И.Е. Царев, Н.В. Рябова, А.В. Мальцев // Программа для ЭВМ № 2009614396 от 20.08.2009.
28. Банк данных наклонного зондирования ионосферы / Д.В. Иванов // База данных № 2006620349 от 9.01.2007.
29. *Иванов В.А.* Основы радиотехнических систем ДКМ диапазона / В.А. Иванов, Н.В. Рябова, В.В. Шумаев. Йошкар-Ола. 1998. 204 с.
30. *Рябова Н.В.* Диагностика и имитационное моделирование помехоустойчивых декаметровых радиоканалов: Монография / Н.В. Рябова. Йошкар-Ола. МарГТУ, 2003. 292 с.
31. *Иванов Д.В., Егозиин А.Б., Иванов В.А., Рябова Н.В.* Информационно-аналитическая система для исследования ионосферы и каналов декаметровой радиосвязи / под ред. В.А. Иванова. Йошкар-Ола: МарГТУ. 2006. 256 с.
32. *Иванов Д.В.* Методы и математические модели исследования распространения в ионосфере сложных декаметровых сигналов и коррекции / Д.В. Иванов. Йошкар-Ола: МарГТУ, 2006. 268 с.
33. *Иванов В.А., Катков Е.В.* Многочастотное наклонное зондирование ионосферы для загоризонтного позиционирования. Йошкар-Ола. МарГТУ, 2009. 218 с.
34. *Иванов В. А., Рябова Н. В., Царев И. Е.* Диагностика функции рассеяния декаметровых узкополосных стохастических радиоканалов // Радиотехника и электроника. М.: Наука. 2010. Т. 55. № 3. С.285–291.
35. *Иванов В. А., Рябова Н. В., Бастракова М. И.* Оценка надежности декаметровых систем Передачи информации по экс-Периментальным данным панорамного зондирования ионосферы Широкополосным сигналом // Телекоммуникации. 2010. № 2. С. 20–26.
36. *Иванов В. А., Рябова Н. В., Бастракова М. И.* Экспериментальное исследование диапазонов оптимальных рабочих частот адаптивных дальних радиолоний по результатам панорамного зондирования ионосферы ЛЧМ-сигналом // Вестник ННГУ им. Н.И. Лобачевского. Радиофизика. 2010. № 3. С. 87–94.
37. *Иванов В. А., Рябова Н. В., Иванов Д. 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. 2009. Т. 14. № 8. С. 34–45.
38. *Иванов В. А., Катков Е. В., Чернов А. А.* Устройство и алгоритмы синхронизации радиотехнических систем связи и зондирования ионосферных высокочастотных радиоканалов // Вестник МарГТУ. Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. 2010. № 2. С. 114–126.
39. *Иванов В. А., Рябова Н. В., Павлов В. В.* Определение оптимальной конструкции дельта — антенны по диаграммам направленности для вертикального зондирования ионосферы // Вестник МарГТУ. Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. 2010. № 2. С. 99–113.
40. *Иванов В. А., Рябова Н. В., Бастракова М. И.* Оптимизация информационно-технических характеристик систем декаметровой радиосвязи для повышения их надежности // Вестник МарГТУ. Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. 2010. № 2. С. 28–35.
41. *Иванов В. А., Рябова Н. В., Иванов Д. В.* Зондирование ионосферы и декаметровых каналов связи сложными радиосигналами // Вестник МарГТУ. Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. 2010. № 1. С. 3–37.
42. *Иванов В. А., Иванов Д. В., Рябова М. И., Сорокин Н. А.* Искажение сложных декаметровых радиосигналов в дисперсных ионосферных радио каналах при квазизенитном распространении // Вестник МарГТУ. Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. 2010. № 1. С. 43–53.
43. *Иванов Д. В., Иванов В. А., Лацевский А. Р., Рябова М. И.* Исследование коррекции дисперсионных искажений, возникающих в ионосферных радиоканалах с полосой 1 МГц // Электромагнитные волны и электронные системы. 2008. Т. 13. № 8. С. 58–66.

44. Иванов Д.В., Иванов В.А. Энергетические потери при распространении сложных сигналов в средах с дисперсией // Вестник КГТУ им.Туполева. 2006. № 1. С. 26–29.
45. Иванов Д.В. Оптимальные полосы частот сложных сигналов для декаметровых радиолоний // Радиотехника и электроника. 2006. Т. 51. № 4. С. 389–396.
46. Иванов Д.В. Искажения в ионосфере декаметровых сигналов с псевдослучайной рабочей частотой // Радиотехника и электроника. 2006. Т. 51. № 7. С. 807–815.
47. Иванов В. А., Иванов Д. В., Тиманов Н. Е. Пассивный ЛЧМ ионозонд. // Международная байкальская молодежная научная школа по фундаментальной физике. Иркутск: ИСЗФ СОРАН, 2004. С. 75–78.
48. Иванов Д. В., Иванов В. А., Тиманов Н. Е. Алгоритм работы пассивного ионозонда и методики оценки на его основе показателей качества декаметровой связи // Изв. вузов. Авиационная техника. 2007. № 1. С. 57–61.
49. Иванов В. А., Катков Е. В. Восстановление профиля электронной концентрации по ионограммам наклонного зондирования ионосферы в задачах позиционирования // Вестник Казанского государственного технического университета им. А.Н. Туполева. 2006. № 2 (42). С. 24–29
50. Armand, N. A., Smirnov, V. M., and Hagfors, T. Distortion of Radar Pulses by the Martian Ionosphere // Radio Science. 2003. Vol. 38. No. 5. P. 11–11–12.
51. Арманд Н. А., Смирнов В. М., Хагфорс Т. Проблемы коррекции искажений СШП сигналов при распространении через ионосферу Марса // Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике. Муром, 2003. С. 191–196.
52. Пиггот В. Р., Равер К. Руководство URSI по интерпретации и обработке ионограмм. М.: Наука, 1977.
53. Иванов Д.В. Исследование перемещающихся ионосферных возмущений на основе эффекта коррекции частотной дисперсии // Георесурсы. Науч.техн. журнал. 2006. № 4 (21). С. 6–9.
54. Иванов В. А., Лыонг Вьет Лок, Насыров А. М., Рябова Н. В. Моделирование ионограмм для исследования перемещающихся ионосферных возмущений и их влияния на суточные ходы максимально наблюдаемых частот // Георесурсы. 2004. Т. 19. № 2. С. 24–26.
55. Lynn, K. J. W., Harris, T. J., and Sjarifudin, M. // JGR, 2000. Vol. 105. No. A12. P. 27,147.
56. Erukhimov L.M., Uryadov V.P. et al. //Waves in Random Media, 1997. Vol. 7. P. 531.
57. Ivanov V. A., Ryabova N. V. et al. //JATP, 1998, Vol. 60. No. 11. P. 1013.
58. Урядов В. П., Понятов А. А., Розанов С. В. и др. //Изв. вузов Радиофизика. 2001. Т. 44. № 3. С. 255.
59. Millman, G. H. and Swanson, R. W. // Radio Sci. 1985. Vol. 20. No. 3. P. 315.
60. Бозута Н. М., Иванов В. А. и др. //Радиотехника, 1993. № 4. С. 77.
61. Subekti, A. A., Usman, K., Ohyama, F., Juzoji, H., and Nakajima, I. Study of NVIS for Communication in Emergency and Disaster Medicine // Proc. APAMI & CJKMI-KOSMI Conference. 2003. P. 259–262.
62. Иванов Д. В., Рябова М. И. Моделирование характеристик ВЧ радиоканалов для работы в режиме NVIS // Труды LXV научной сессии, посвященной Дню радио. 2010. С. 290–292.
63. Иванов Д. В., Рябова М. И. Дисперсионные характеристики ионосферных линий ВЧ связи для режима NVIS // Сборник статей XVI межд. н-тех. конф. «Радиолокация, навигация, связь». 2010. Т. 2. С. 1057–1064.
64. Иванов Д. В., Рябова М. И. Исследование полиномиальных моделей дифференциальных NVIS ионограмм для радиоканалов с полосой частот 1 МГц // Сборник докладов III Всероссийской научной конференции «Всероссийские радиофизические научные чтения-конференции памяти Н.А. Арманд». 2010. С. 155–159.
65. Батухтин В. И., Иванов В. А., Колчев А. А., Розанов С. В. //Изв. вузов. Радиофизика. 2000. Т. XLIII. № 12. С. 1044.
66. Катков Е. В. Загоризонтное позиционирование с использованием многочастотного наклонного зондирования ионосферных радиолоний: Дис. канд. физ.-мат. Наук./КГУ. Казань, 2007.
67. Иванов В. А. Численные и полунатурные исследования функции рассеяния узкополосных декаметровых радиоканалов / В.А. Иванов, Н.В. Рябова, Д.В. Иванов, И.Е. Царев // Электромагнитные волны и электронные системы. 2009. Том 14. № 8. С. 46–54.
68. ITU-R Rec. F.1487. Testing of HF Modems with Bandwidths of Up to About 12 kHz Using Ionospheric Channel Simulators. (Available From International Telecommunications Union, Geneva, Switzerland). 2000.

SOUNDING THE IONOSPHERE AND MULTIDIMENSIONAL HF RADIO CHANNEL BY SIGNALS WITH LINEAR FREQUENCY MODULATION

IVANOV, V. A., IVANOV, D. V., AND RYABOVA, N. V.

The paper presents the results of research into the problem of propagation HF waves in the Earth's ionosphere, aimed at the application of complex signals for the diagnosis of the environment and the frequency channels of propagation. Approaches digital synthesis and optimal processing of wideband signals in the sounders the new field of application are discussed.

Tools of radio sounding of the ionosphere and HF channel communications in recent years, evolved in the direction of complex sounding signals and digital processing techniques, and display the information received. Application of these approaches can achieve the limiting possibilities sounding equipment and ensure high quality of information with a minimum capacity of probing signals. Low power radiation is significantly less interference to other users of the high frequency range, which is now a very important issue.

Panoramic vertical, oblique, passive and channel sounders with complex sounding signals are an effective tool for systems providing frequency HF communication. Recently, the idea of channel sounding stochastic HF channel is developed. In created channel sounder used only complex signals. This is partly due to the fact that the sounding signal at the output of the compression system is similar to the impulse response of the channel propagation and the spectrum of its correlation function is a scattering function of the channel. Monitoring of scattering function defined communication channels enables efficient adaptation of the system HF communication not only for the working frequency of the channel, but also used to connect the modem. The resulting database of sensing parameters of scattering function can be used for simulation of perspective HF communication systems.

The emergence of high-frequency analog-to-digital converters, digital, high-speed analog synthesizers, created opportunities for flexible (soft) tunable ionosonde implementing software currently used complex sounding signals and existing processing methods.

Development of hardware and software for ionospheric sounding allowed for integration into international networks of radio sounding of the ionosphere and the new level of technology to monitor and predict space weather effects that play a big role in life on Earth. The development and widespread use of panoramic and channel sounders will radically solve the problem of improving the reliability and speed of data transmission by ionospheric HF communication channels.

УДК 621.396: 372 (075)

СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЕКТРАЛЬНЫХ ОЦЕНОК ИНФОРМАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ МАЛОПОДВИЖНЫХ ОБЪЕКТОВ

© Авторы, 2012

Вязьмитинов И. А. — к.ф.-м.н., с.н.с., Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины. E-mail: vigor@ire.kharkov.ua

Мирошниченко Е. И. — к.т.н., с.н.с., Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины

Сытник О. В. — д.ф.-м.н., с.н.с., Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины, Харьков. E-mail: ssvp127@gmail.com

Аннотация

В работе представлены результаты экспериментальных исследований отраженных от человека сигналов когерентного доплеровского радиолокатора. Рассматриваются спектральные и временные реализации информационных процессов и их статистические характеристики. Показано, что в дециметровом диапазоне длин волн зондирующего сигнала, информационный процесс, порожденный фазовой модуляцией отраженного сигнала, обусловленной перемещением грудной клетки человека при его дыхании, обладает свойствами периодически коррелированного случайного процесса. Статистические характеристики этого процесса вычисляются на эквидистантной решетке, период которой равен периоду корреляции процесса. Предложен стохастический критерий для оценки периода корреляции. Теоретически доказано и экспериментально подтверждено свойство эргодичности процесса на эквидистантной решетке.

Ключевые слова: радиолокатор, критерий, вероятность, доплеровский спектр, дециметровый диапазон, эквидистантная решетка

Abstract

The paper presents results of experimental studies the signals of a coherent Doppler radar reflected from the human being. Considered the implementation of the spectral and temporal information processes and their statistical properties. It is shown that in the decimeter wavelength range of the probe signal, the information process, generated by the phase modulation of the reflected signal caused by movement of the chest when breathing person, has the properties of periodically correlated random process. Statistical characteristics of this process are calculated on an equidistant grid with a period equal to the period of the correlation process. In paper was proposed a stochastic criterion for evaluating the period of correlation. Proved theoretically and experimentally confirmed by the ergodic property of the process on an equidistant grid.

Keywords: radar, the criterion, probability, the Doppler spectrum, decimeter wavelength, range, equidistant grid

Введение

Проблеме построения эффективных технических средств обнаружения живых людей за оптически непрозрачными преградами уделяется большое внимание (см., например, [1–10]). Однако до настоящего времени нет единого мнения по поводу подходов к обработке сигналов, отраженных от человека, разработке методов идентификации и построению моделей для описания случайных процессов, порожденных этими сигналами. Как правило, в литературе, посвященной теме обнаружения живых людей за препятствиями с помощью различных радиосистем, основное внимание уделяется техническим решениям и практическим применениям систем обнаружения. Задача оптимизации архитектуры системы обнаружения и алгоритма взаимодействия ее основных блоков является чрезвычайно важной.

Зондирующий электромагнитный сигнал на трассе распространения от передающей антенны радиолокационной станции (РЛС) до искомого объекта и обратно претерпевает существенные изменения, обусловленные затуханием и рассеянием электромагнитных волн в препятствии, а также их переотражениями от границ раздела воздух-преграда. Уровень полезного сигнала, поступающего на вход приемного устройства РЛС, весьма мал, а значимые компоненты его спектра сосредоточены, в основном, в диапазоне частот от 0.05 до 2.5 Гц, так как именно в этом диапазоне «лежит» ритмика дыхания и сердцебиения человека. Сигнал маскируется собственными шумами приемника и помехами, возникающими из-за переотражений зондирующего сигнала от предметов, не являющихся целями. Кроме того, период информационного процесса нестабилен на интервале наблюдения. При этом интервал наблюдения в силу низкочастотности процессов, а также по ряду объективных требований должен составлять несколько десятков секунд. Например, переход человека от возбужденного состояния к спокойному и наоборот приводит к плавному изменению периодов дыхания и сердцебиения. За время наблюдения параметры аналоговой части РЛС не должны существенно (по отношению к характерным периодам информационных процессов) меняться.

Все это обуславливает актуальность задачи совершенствования, и оптимизации аналоговой части радиосистемы для обнаружения живых людей за оптически непрозрачными преградами. В то же время, разработка новых методов анализа получаемого сигнала с целью выделения его информационной части и конструирование проблемно ориентированных алгоритмов со «сверхразрешением» имеет не менее важное значение для успешной работы радиосистемы. Поскольку о наблюдаемых процессах можно говорить лишь в вероятностном смысле, основной проблемой, которая возникает при их анализе, является проблема их адекватного статистического описания. К сожалению, широко используемые в классической радиолокации гауссовские модели не дают приемлемых результатов при обработке сигналов, отраженных от человека. В первую очередь это объясняется тем, что информационный сигнал по своей природе не является строго периодическим.

Постановка задачи. Условия эксперимента

На основании результатов проведенных экспериментов, сделана попытка найти адекватное представление наблюдаемых случайных процессов. Для изучения свойств информационных процессов была проведена серия экспериментов по приему и обработке сигналов доплеровского радиолокатора, специально сконструированного для обнаружения живых людей за препятствиями. На рис. 1 показана схема эксперимента. На рис. 1 показана схема эксперимента, а на рис. 2 — внешний вид локатора.

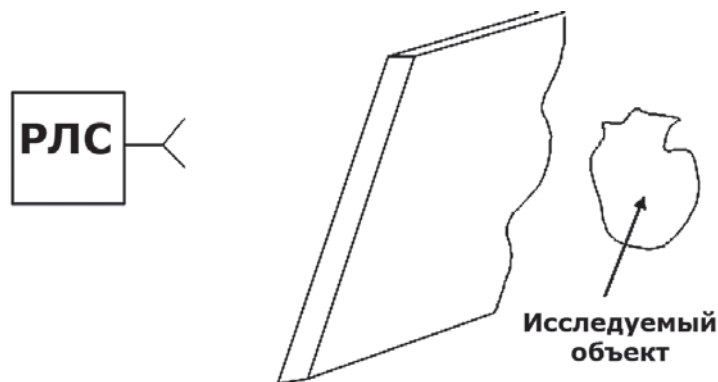


Рис. 1. Схема эксперимента

Доплеровский локатор работал на несущей частоте 1.8 ГГц с квазинепрерывным фазокодоманипулированным (ФКМ) сигналом длиной $N = (2^{16} - 1)$. Длительность неповторяющейся последовательности (период последовательности) равен около $T_p = N\tau \approx 0.3$ мс при $\tau = 5$ нс, что соответствует разрешающей способности по дальности около $\delta R \approx 0.75$ м. Мощность излучения передатчика 100 мВт, чувствительность приемника примерно -165 дБ/Вт. Расстояние до препятствия 2 м. Расстояние от цели до препятствия 0.5 м. Толщина препятствия (облицованный в «полкирпича» напряженный железобетон с арматурной ячейкой 150×150 мм) ~ 0.3 м.

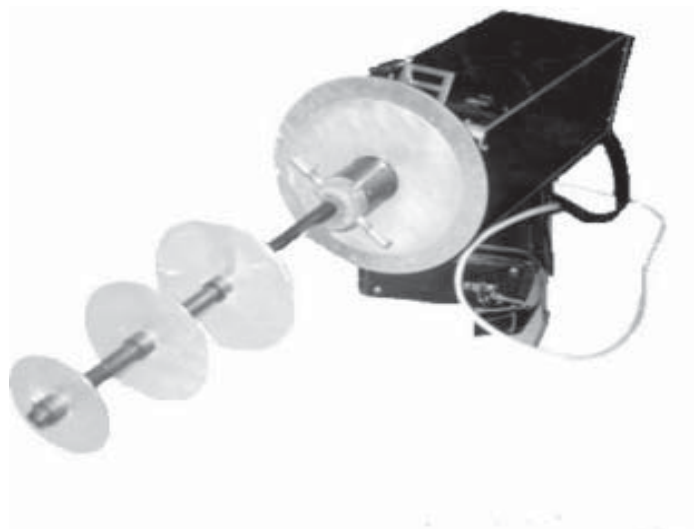


Рис. 2. Внешний вид РЛС для обнаружения людей

Условия эксперимента и анализ данных

Типовая реализация сигнала, поступающая с выхода РЛС на систему обработки показана на рис. 3. Соотношение сигнал/шум 9,5 дБ.

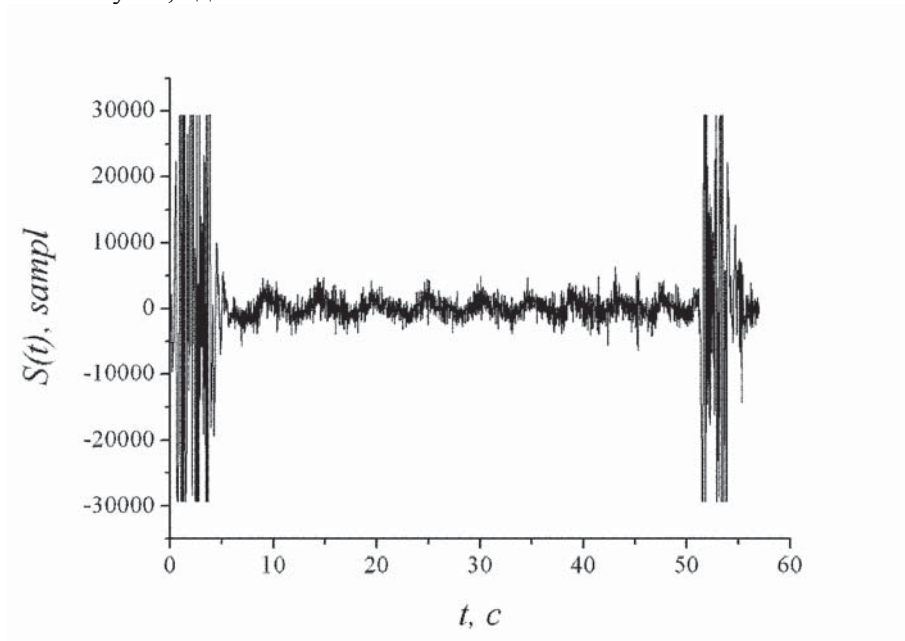


Рис. 3. Реализация наблюдаемого процесса на выходе РЛС

Длительность каждой из обрабатываемых реализаций составляла примерно 50...60 с. Оцифровка сигнала велась с частотой 8 кГц по 16-ти разрядам (216), что обеспечивало сквозное согласование по динамическому диапазону примерно 90 дБ. Высокий уровень сигнала в начале и в конце записи является результатом входа человека в пространственную корреляционную зону локатора. На рис. 4а показана реализация сигнала, очищенная от аномальных флуктуаций, связанных с перемещением человека и сглаженная медианным фильтром со скользящим окном в 1001 отсчет, что соответствует интервалу 0.125 с. На рис. 4б представлена нормированная к максимуму спектральная плотность этого сигнала. Непосредственные контактные измерения и анализ реализации сигнала (рис. 4) показывает, что средний по наблюдаемой записи период дыхания составляет $T_S = 4.6$ с. При этом частота дыхания и амплитуда сигнала плавно убывают от начала к концу реализации. Это обусловлено естественным процессом успокоения жизненных биоритмов человека после остановки движения.

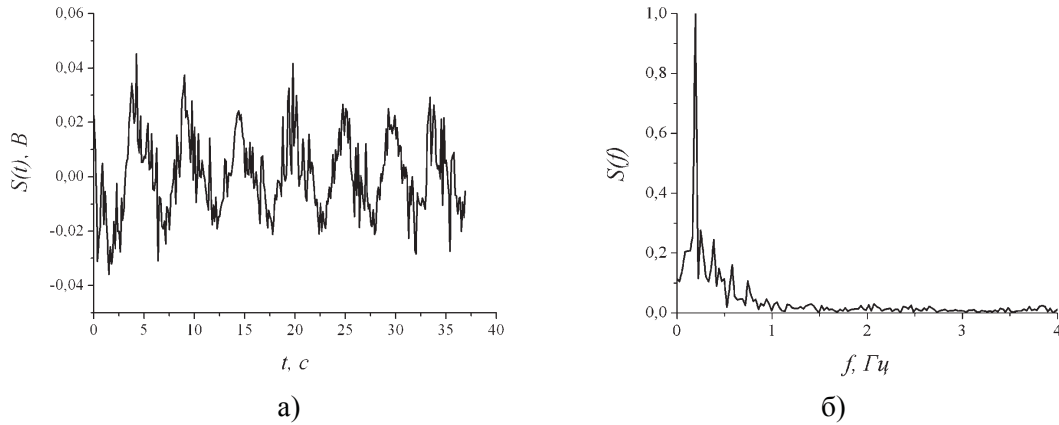


Рис. 4. Сглаженная реализация сигнала (а), его спектральная плотность (б)

Стохастическая модель информационного процесса

Очевидно, в вероятностном смысле рассматриваемая реализация информационного процесса $S(t)$ принадлежит классу периодически коррелированных процессов с конечной мощностью на интервале наблюдения. Согласно [11 – 14] общей теории периодически коррелированных процессов — это такие процессы, математические ожидания и ковариационные функции которых удовлетворяют условиям

$$m_s(t + T_s) = E\{S(t, t + T_s)\} = m_s(t), \quad (1)$$

$$r_s(t + T_s, u + T_s) = r_s(t, u), \quad (2)$$

где $E\{\cdot\}$ — символ операции усреднения.

Алгоритм вычисления статистических характеристик таких процессов отличается от традиционного. На рис. 5 показана структура алгоритма вычисления математического ожидания (1). Подобная структура алгоритма необходима и для вычисления дисперсии.

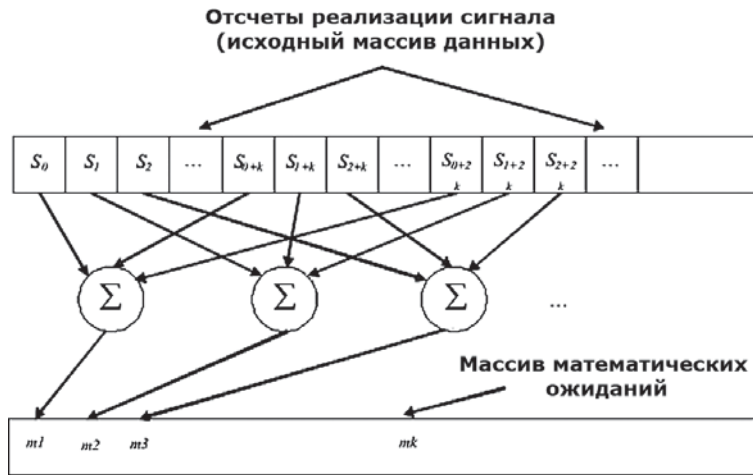


Рис. 5. Структура алгоритма вычисления математического ожидания периодически коррелированного процесса

Здесь $k \in Z$ — целое число, которое вычисляется как целая часть дроби $k = \text{int}(T_s / \Delta t)$, Δt — шаг отсчетов наблюдаемого процесса по времени.

Информационным процессом будем считать представленную ансамблем решетчатых функций, заданных на эквидистантной решетке с интервалом отсчетов k , зависимость математического ожидания (1) исходного сигнала от времени.

Примеры таких информационных процессов для случая $T = T_s = 4.6$ с. и $T \neq T_s$ приведены на рис. 6. При $T = T_s$ амплитуда процесса возрастает и характер реализации приобретает явно выраженную периодичность. При $T \neq T_s$ амплитуда процесса мала и его спектр обогащается высшими гармониками. Корреляционная функция и спектр процесса при $T = T_s$ показаны на рис. 7а. На рис. 7б значения амплитуд спектральных компонент отложены в линейном масштабе, что позволяет наблюдать только две гармоники сигнала, обусловленные дыханием. В логарифмическом масштабе видны до пяти гармоник.

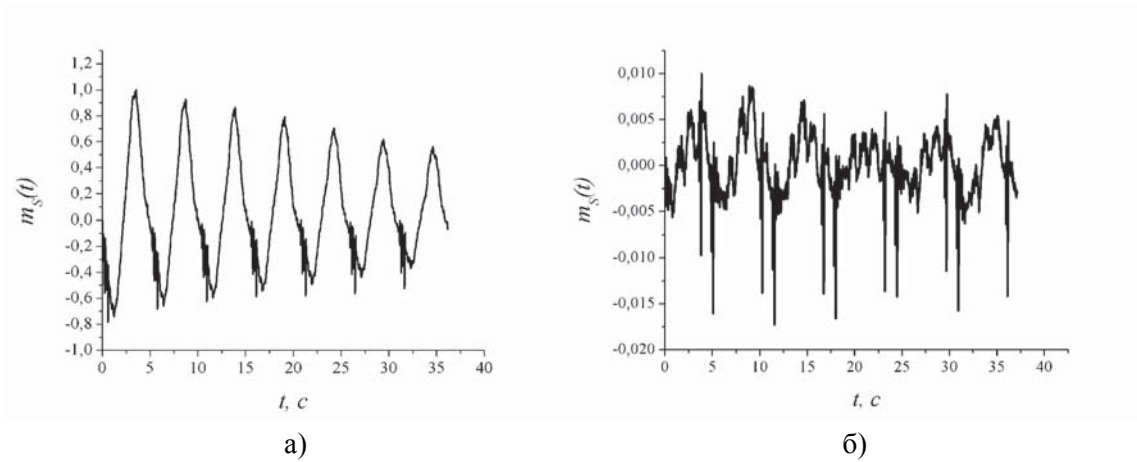


Рис. 6. Матожидание процесса $S(t)$ при $T = T_s$ (а), математическое ожидание процесса $S(t)$ при $T \neq T_s$ (б)

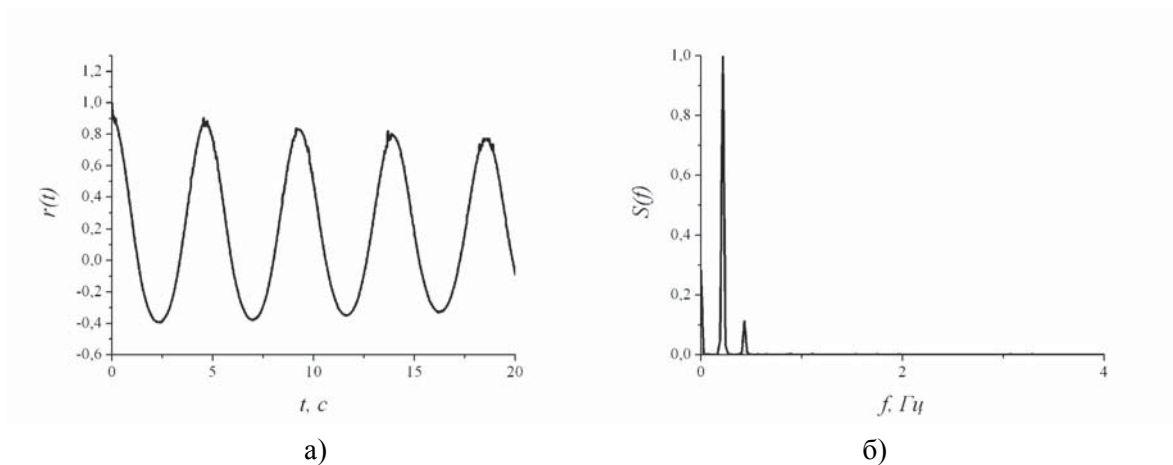


Рис. 7. Корреляционная функция (а), её спектр (б)

Анализируя приведенные на рис. 7б результаты, находим, что порожденный дыханием человека информационный процесс на выходе когерентного доплеровского радиолокатора является периодически коррелированным случайным процессом и вполне удовлетворяет теореме [13], в которой утверждается, что ковариационная функция периодически коррелированного случайного процесса имеет изображение в виде $r(t,s) = \int_{R^2} e^{j(t\lambda - s\mu)} F(d\lambda, d\mu)$ с двухчастотной спектральной мерой (бимерой)

$$F(\varpi, \varpi') = \sum_{k \in Z} \int_{\varpi'} \chi_{\varpi}(\mu + k\Lambda) F_k(d\mu), \text{ носителем которой есть семейство прямых}$$

$$F \left\{ \lambda = \mu + k\Lambda, k \in Z, \Lambda = \frac{2\pi}{T_s} \right\}$$

параллельных биссектрисе первого и третьего квадрантов плоскости $(\lambda, \mu) \in R^2$, а спектральная плотность периодически коррелированного процесса будет содержать только гармоники, отстоящие одна от другой на частоты кратные Λ .

Следовательно, алгоритмы и методы обработки сигналов в системах, предназначенных для обнаружения живых людей, необходимо строить исходя из соответствующих вероятностных моделей.

Вычисление оценок ковариационной функции информационного процесса

Рассмотрим оценку ковариационной функции процесса и его математического ожидания

$$\begin{aligned} \hat{r}(t+u, t) &= \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{k=-N \dots N} S(t+u+kT_s) \cdot S^*(t+kT_s) = \\ &= E_k \{ S(t+u+kT_s) \cdot S^*(t+kT_s) \}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\hat{m}(t) = E_k \{ S(t+kT_s) \}. \quad (4)$$

Очевидно, что если при любом $t \in [0, T]$ эти оценки будут несмещенными, то исследуемый процесс можно отнести к классу эргодических периодически коррелированных случайных процессов. Здесь, как и в классической статистической радиотехнике, эргодичность понимается как инвариантность процедуры усреднения относительно времени и ансамбля реализаций. Однако следует учитывать тот факт, что процедура усреднения ведется не в непрерывном времени, а в точках (отсчетах) соответствующих шагу k эквидистантной решетки. Вычислим теперь математическое ожидание процесса (4), которое по определению имеет вид

$$E_k \{ \hat{m}(t) \} = \frac{1}{T_s} \int_0^{T_s} E \{ \hat{m}(t+kT_s) \} dt. \quad (5)$$

Разобьем числовую ось на отрезки $[kT_s, (k+1)T_s]$, $k \in Z$. Введем новую переменную g , имеющую размерность времени, таким образом, чтобы выполнялось условие $kT_s + g = t$. Тогда

$$\begin{aligned} E_k \{ \hat{m}(t) \} &= \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N+1} \sum_{k=-N \dots N} \int_{kT_s}^{(k+1)T_s} \hat{m}(g) dg = \\ &= \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N+1} \sum_{k=-N \dots N} \int_0^{T_s} \hat{m}(t+kT_s) dt = E_k \left\{ \frac{1}{T_s} \int_0^{T_s} \hat{m}(t+kT_s) dt \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

Поменяв порядок процедур суммирования и интегрирования в (6) получим выражение (5). Следовательно, оценка математического ожидания является несмещенной. Для анализа ковариационной функции введем следующее обозначение, которое соответствует классическому определению ковариационной функции

$$E \{ S(t+u) \cdot S^*(t) \} = B(u). \quad (7)$$

Поскольку рассматриваем периодически коррелированный процесс, то на основании (5) можно записать

$$E \{ S(t+u) \cdot S^*(t) \} = \frac{1}{T_s} \int_0^{T_s} E_k \{ S(t+u+kT_s) \cdot S^*(t+kT_s) \} dt. \quad (8)$$

Учитывая то, что средняя ковариация $B(u) = \frac{1}{T_s} \int_0^T b(t, u) dt$, получим

$$\frac{1}{T_s} \int_0^{T_s} [b(t, u)] - E_k \{ S(t+u+kT_s) \cdot S^*(t+kT_s) \} dt = 0. \quad (9)$$

Справедливость (6) и (9) дает основания утверждать, что рассматриваемый информационный процесс является эргодическим периодически коррелированным случайным процессом. Следовательно, алго-

ритмы и методы обработки сигналов в системах, предназначенных для обнаружения живых людей, необходимо строить исходя из модели эргодического периодически коррелированного случайного процесса. На практике значение периода T_s априорно неизвестно. Поэтому интерес представляет критерий, с помощью которого можно было бы на этапе обработки определить принадлежность наблюдаемого процесса к классу периодически коррелированных процессов и оценить с некоторой наперед заданной вероятностью ошибки значения периода T_s . Критерием, как видно из экспериментальных данных, может служить величина дисперсии (или среднееквадратичное значение) процесса, вычисленная по всей наблюдаемой реализации процесса (1) как функция длины шага эквидистантной решетки

$\sigma(k) = \sqrt{\frac{k}{N} \cdot \sum_{i+k}^N m_s^2(i+k)}$. Такая зависимость приведена на рис. 8.

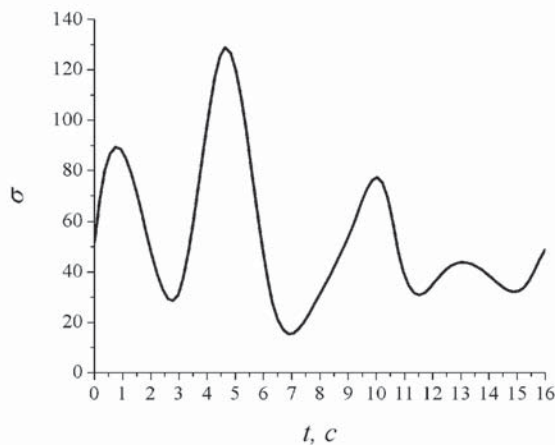


Рис. 8. Зависимость среднееквадратичного значения процесса от длины шага решетки

Функция является полимодальной с максимумами в точках $T = n \cdot T_s$, где $n = 1, 2, \dots$. При $T = T_s$, $n = 1$ наблюдается её глобальный максимум.

Выводы

Таким образом, алгоритм обработки сигналов при обнаружении человека за оптически непрозрачным препятствием с помощью когерентного доплеровского радиолокатора сводится к получению реализации сигнала $S(t)$, вычислению математического ожидания $m_s(k)$ при некотором начальном значении $k \in Z$ и $\sigma(k)$. Процедуры вычислений $m_s(k)$ и $\sigma(k)$ повторяются при всех $k \in Z$. При наличии ярко выраженного глобального максимума функции $\sigma(k)$ принимается решение об обнаружении человека и определяется оценка периода дыхания $T_s = k\Delta t$.

Работа выполнена при частичном финансировании по гранту совместных работ РФФИ и НАН Украины за 2012 г.

Список литературы

1. Бугаев А. С., Васильев И. А., Ивашов С. И. и др. Радиолокационные методы выделения сигналов дыхания и сердцебиения // Радиотехника и электроника. 2006. Т. 51. № 10. С. 1224–1239.
2. Бугаев А. С., Васильев И. А., Ивашов С. И. и др. Обнаружение и дистанционная диагностика состояния людей за препятствиями с помощью РЛС // Радиотехника. 2003. № 7. С. 42–47.
3. Immoreev, I. Y., Samkov, S. V. Ultra-Wideband (UWB) Radar for Remote Measuring of Main Parameters of Patient's Vital Activity // IEEE International Workshop "the Ultra Wideband and Ultra Short Impulse Signals (UWBUSIS'02, Kharkov, Ukraine. 01 October 2002.
4. Daniels, D. J. Surface-Penetrating Radar. Ra 006, ISBN 0852968620. 1996. 300 p
5. Ivashov, S. I., Sablin, V. N., and Vasilyev, I. A. Wide-Span Systems of Mine Detection // IEEE Aerospace & Electronic Systems Magazine. May 1999. Vol. 14. No. 5. P. 6–8.

6. *Ivashov, S.I., Makarenkov, V.I., Razevig, V.V., Sablin, V.N., Sheyko, A.P., and Vasiliev, I.A.* Remote Control Mine Detection System with GPR and Metal Detector // Proceedings of the Eight International Conference on Ground Penetrating Radar, GPR'2000, May 23–26, 2000, University of Queensland, Gold Coast, Queensland, Australia. 2000. P. 36–39.
7. *Ivashov, S.I., Isaenko, V.N., Konstantinov, V.F., Sablin, V.N., Sheyko, A.P., and Vasiliev, I.A.* GPR for Detection and Measurement of Filled up Excavations for Forensic Applications // Proceedings of the Seventh International Conference on Ground Penetrating Radar, GPR'98, May 27–30, 1998, University of Kansas, Lawrence, Kansas, USA. 1998. Vol. 1. P. 87–89.
8. *Vertiy, A.A., Gavrilov, S.P., Voynovsky, I.V., Stepanyuk, V.N., and Sunullah Ozbek.* The Millimeter Wave Tomography Application for the Subsurface Imaging // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. 2002. Vol. 23. No. 10. P. 1413–1444.
9. *Salman, O., Gavrilov, S.P., and Vertiy, A.A.,* Subsurface Microwave Imaging By Using Angular Part of Scattered Field // Journal of Electromagnetic Wave and Applications. 2002. Vol. 16. No. 11. P. 1511–1529.
10. *Sytnik, O.V., Vyazmitinov, I.A., and Myroshnychenko, Y.I.* The Features of Radar Developments for People Detection Under Obstructions // Telecommunications and Radio Engineering. 2004. Vol. 61. No. 10. P. 875–885.
11. *Fullerton, L.W.* US Patent No. 7030806. April 18, 2006.
12. *Woodward, P.M.* Probability and Information Theory with Applications to Radar. Pergamon Press, N.Y. 1953.
13. *Wilson, R. and Richter, J.* Generation and Performans of Quadrphase Welty Codes for Radar and Synchronization of Coherent and Differentially Coherent PSK // IEEE Trans. Comm. 1979. Vol. COM-27. No. 9. P. 641–647.
14. *Драган Я.П.* Енергетична теорія лінійних моделей стохастичних сигналів. Львів. Центр стратегічних досліджень екобіотехнічних систем. 1997. 333 с.
15. *Gardner, W.A.* Spectral Correlation of Modulated Signals: Part I. Analog Modulation. // IEEE Transactions on Communications. 1987. Vol. COM-35. No. 6. P. 584–594.

STATISTICAL PROPERTIES OF SPECTRAL ESTIMATES OF INFORMATION SIGNALS FOR SOUNDING OF SLOWLY MOVING TARGETS

VYAZMITINOV, I.A., MYROSHNICHEKO, YE.I., AND SYTNIK, O.V.

The paper presents results of experimental studies the signals of a coherent Doppler radar reflected from the human being. The level of signal entering the input of the radar receiver is quite small, but significant component of its spectrum are concentrated mainly in the frequency range from 0.05 to 2.5 Hz, as it is in this range «is the» rhythm of breathing and heartbeat person. The signal is masked by the intrinsic noise of the receiver and the interference caused by reflections of the probe signal from the objects that are not targets. In addition, during the information process is unstable in the interval of observation. At the same time interval of observation because of the low-frequency processes, as well as a number of objective requirements should be several tens of seconds.

To solve these problems it had been considered the implementation of the spectral and temporal information processes and their statistical properties. It is shown that in the decimeter wavelength range of the probe signal, the information process, generated by the phase modulation of the reflected signal caused by movement of the chest when breathing person, has the properties of periodically correlated random process. Statistical characteristics of this process are calculated on an equidistant grid with a period equal to the period of the correlation process. In paper was proposed a stochastic criterion for evaluating the period of correlation. Proved theoretically and experimentally confirmed by the ergodic property of the process on an equidistant grid.

It is shown, the signal processing algorithm for detection a human being under optically opaque obstacles using a coherent Doppler radar is reduced to obtaining the implementation of the signal, the calculation of mathematical expectation and variance calculation. The position of maximum variance used for calculation the stochastic process period.

МЕТОДЫ ВЫСОКОТОЧНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ И ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

УДК 535.51; 621.382.

ЛАЗЕРНЫЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ХОЛОЭЛЛИПСОМЕТРЫ ДЛЯ МОНИТОРИНГА ДВУМЕРНЫХ ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛОВ

© Авторы, 2012

Али М. — аспирант кафедры «Оптико-электронные приборы научных исследований» Московского государственного технического университета «МГТУ» им. Н.Э. Баумана, Москва. E-mail: mohammedali2206@gmail.com

Балашов А. А. — доктор технических наук; главный научный сотрудник Научно-технологического центра уникального приборостроения, Москва.

Тел.: +7 (495) 333-11-42

Вагин В. А. — доктор технических наук, заведующий отделом НТЦ УП РАН.

E-mail: vaguine@mail.ru

Качурин Ю. Ю. — старший преподаватель кафедры «Оптико-электронные приборы научных исследований» МГТУ им. Н.Э. Баумана. E-mail: saich@mail.ru

Кирьянов А. П. — доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник НТЦ УП РАН, профессор кафедры «Оптико-электронные приборы научных исследований» МГТУ им. Н.Э. Баумана. E-mail: kiryanov37@mail.ru

Шапкарин И. П. — кандидат технических наук, доцент кафедры физики Московского государственного университета дизайна и технологий «МГУДТ», Москва.

E-mail: igor-shapkarin@yandex.ru

Аннотация

Представлены лазерные интерференционные асимметричные холоэллипсометры с нормальным и наклонным отражением света как основы мониторинга двумерных одноосных кристаллов. По устройству это интерферометры Майкельсона с фазовой и бинарной модуляциями света, позволяющие *in situ* измерить параметры отраженных двумерным одноосным кристаллом пучков линейно поляризованного света при пороге обнаружения разности фаз $5 \cdot 10^{-11}$ рад. Высокое значение порога чувствительности возможно из-за высокой когерентности света, контроля его интенсивности на входе, неизменности азимутов поляризационных элементов и выигрышу Фельжетта.

Ключевые слова: эллипсометрия, интерферометрия, порог обнаружения

Abstract

Here are presented the laser interference asymmetric holoellipsometers with a normal and inclined light's reflection as a basis of the monitoring of two-dimension uniaxial crystals. These devices are the Michelson interferometer with phase and binary light's modulation which permits to find *in situ* a set of parameters of the reflected beams with linear polarization from a two-dimension uniaxial crystal and to have $5 \cdot 10^{-11}$ rad for a detectable threshold by means of the light's coherence, control of its input intensity, azimuth's constancy of polarization devices and Felgette factor.

Keywords: ellipsometry, interferometry, detectable step

Введение

Освоение эффективных методов и средств их реализации как основы мониторинга синтеза двумерных кристаллов (ДК) актуально для технологий нашего времени [1,2]. ДК — это квантовые системы с толщиной $d \approx 10 \div 100$ нм, заметно меньшей остальных размеров [3]. Все ДК интересны для нано-

технологий, имеющих дело с обработкой тел из малого числа частиц, точнее с циклами осаждения слоёв атомов (ОСА) как актов квантового копирования [2]. Процессы квантового копирования позволят получать изделия с высокой точностью и эффективностью [2]. Сам переход от операций с макротелами к актам с частицами и их группами (кластерами) — это качественный скачок или катастрофа в её научном толковании [4].

Присущие ДК актуальные для приложений свойства получают, если отлажен должный контроль их синтеза. Но слабое звено здесь — неуправляемость, обязанная, видимо, критерию организации ОСА, когда процесс отслеживают по готовому изделию, отмечая даже намёк на квантово-синергетическую природу пространственного фронта синтеза ДК [5], который привязанный к слоям на твёрдом теле, — есть сложная система или, иначе, структура [4, 5]; само же осаждение — это квантование, а цикл ОСА — квант такого процесса [3,5]. Квантовое видение ОСА даёт чёткую концепцию освоения методов, математических алгоритмов и устройств для контроля ОСА в режиме *in situ* (в ситуации реального времени). Проблема должного выхода нужных изделий снимается, если мониторинг ДК освоен с его техническим и программным обеспечением. Возрастающую роль приобретают методы неразрушающей оптической диагностики физико-технических параметров полупроводниковых и диэлектрических материалов, плёнок, покрытий и границ раздела, формируемых в многостадийных технологических процессах [6]. Оптические методы — это прежде всего, конечно, методы эллипсометрии [7] как методы прямые, дистанционные, бесконтактные и неразрушающие; они вписываются во все технологические линии, обеспечивая возможность их эффективной автоматизации.

Традиционная эллипсометрия [7] опирается на относительный комплексный амплитудный коэффициент отражения ρ^* , то есть отношение комплексных амплитудных коэффициентов отражения r_p^* и r_s^* пучков света с линейными p - и s -поляризациями

$$\rho^* = (r_p^*/r_s^*) = (r_p/r_s) \cdot \exp[i(\delta_p - \delta_s)] = (tg\psi) \cdot \exp(i\Delta), \quad (B.1)$$

где r_p, r_s и δ_p, δ_s — модули и аргументы комплексных амплитудных коэффициентов отражения

$$r_p^*, r_s^* [7]: r_{p,s}^* = r_{p,s} \exp(i\delta_{p,s}), \quad (B.2)$$

а эллипсометрические углы ψ и Δ заданы соотношениями вида [7]

$$\psi = \arctg(\rho) = \arctg(r_p/r_s), \quad (B.3)$$

$$\Delta = (\delta_p - \delta_s). \quad (B.4)$$

Двупараметричность эллипсометрии [7] (в силу способности её одновременно измерять два параметра ψ и Δ) позволяет ей вести мониторинг только прозрачных оптически изотропных слоёв [5].

Развитием методов эллипсометрии стало создание холоэллипсометров *in situ* для контроля слоистых систем [5]. Перспективны здесь чувствительные к фазе света адекватные предлагаемому методу интерференционные асимметричные холоэллипсометры [8].

1. Лазерный интерференционный асимметричный холоэллипсометр с нормальным отражением света и фазовой и бинарной его модуляцией

1.1. Общий взгляд на интерференционное устройство и его работу

Один из вариантов схмотехнической и функциональной организации таких холоэллипсометров [8] опирается на опыт работы с классическим двулучевым интерферометром Майкельсона [5]. В одном его плече размещён диагностируемый образец S, отражающий падающий на него нормально поток света и способный вращаться в плоскости вокруг оси потока света. В другом плече имеется подвижное зеркало, выполняющее и фазовую модуляцию падающего на него нормально потока света, и сканирование во времени фазы того же потока. Фазу модулируют по закону синуса, перемещая плоскость подвижного зеркала вдоль оси потока [5] некоторым (скажем, пьезоэлектрическим) движителем, и сканируют, двигая его по некоему закону вдоль того же потока света, скажем, с постоянной скоростью или дискретными шагами. Далее, прямо на входе интерферометра стоит устройство, позволяющее менять дискретно линейные p - и s -поляризации падающего на светоделитель интерферометра потока света и из-

вестное как бинарный модулятор поляризации (БМП) [9]. Следует иметь дело при математической обработке массива данных измерений не с величинами сигналов, имеющих размерность электрического напряжения, а с безразмерными величинами. Это достигают, нормируя интенсивностью I_i на входе бинарного модулятора БМП интенсивности $I_{(p,s)}(\Delta\varphi_i)$ потока света на входе фотоприёмников $\Phi\Pi_{(p,s)}$, принимающих пучки света с линейными (p,s) -поляризациями, и работая в итоге с так называемыми нормированными интенсивностями $i_{(p,s)}(\Delta\varphi_i)$ вида

$$i_{(p,s)}(\Delta\phi_i) = [I_{(p,s)}(\Delta\phi_i)/I_i]. \quad (1.1)$$

Здесь для аргумента $\Delta\phi_i$ в (1.1) имеем

$$\Delta\phi_i = \Delta\phi_{i0} + \delta\phi_0 \sin(2\pi\Omega t), \quad (1.2)$$

где $\Delta\phi_i$ — сканируемая разность фаз интерферирующих пучков света из плеч интерферометра Майкельсона как физико-технической основы данного здесь варианта интерференционного холоэллипсометра; $\delta\phi_0$ и Ω — амплитуда и частота гармонического вклада в разность фаз (1.2) при фазовой модуляции.

1.2. Оптическая схема и рабочие связи между элементами устройства

На рис.1 представлена оптическая схема варианта обсуждаемого лазерного интерференционного асимметричного холоэллипсометра для измерений *in situ*, собранного как интерферометр Майкельсона с нормальным отражением потока света. Здесь Л — лазер как источник излучения; К — коллиматор; ПСД1 — поляризационный светоделитель на входе устройства; ФП — фотоприёмник отраженного ПСД1 пучка света, БМП — бинарный модулятор поляризации света; СД — светоделитель интерферометра Майкельсона; З — плоское зеркало в эталонном плече; S — образец (плоский отражатель) в рабочем плече, способный вращаться в его плоскости вокруг оси падающего пучка света; ПСД2 — поляризационный светоделитель на выходе; О1 и О2 — объективы для фокусировки излучения; Фр и Фс — фотоприёмники излучения; БОД — блок обработки данных; АК — компьютер,

Поясним работу устройства (рис.1). Лазер Л посылает пучок света сквозь стоящие на входе устройства коллиматор К, поляризационный светоделитель ПСД1 и бинарный модулятор поляризации БМП на светоделитель СД интерферометра Майкельсона. Светоделитель СД делит поток света на два пучка эталонный и рабочий. Эталонный пучок, отражённый светоделителем СД и зеркалом З, снова падает на светоделитель СД; рабочий пучок, пройдя СД, нормально отражается образцом S и возвращается на светоделитель СД. Эталонный и рабочий пучки соединяются, интерферируя, и поступают на помещённый на выходе интерферометра выходной поляризационный светоделитель ПСД2. Интерферирующие компоненты с *p*- и *s*-поляризациями через объективы О1 и О1 поступают на фотоприёмники Фр и Фс, сигналы от которых подают в блок обработки данных БОД, а с него в оцифрованном виде на компьютер АК, ведущий все расчёты и управляющий всеми операциями.

1.3. Комплексные поляризационные аппаратные функции устройства

Массив данных несёт информацию как с образца S, так и с других оптических элементов устройства, с которыми взаимодействуют поляризованные пучки света на пути от лазера Л до фотоприёмников Фр и Фс. Если искомую информацию об образце S для компонент потока света с линейными *p*- и *s*-поляризациями несут комплексные амплитудные коэффициенты отражения $r_{p,s}^*$ (В.2), то информацию о вкладе в массив данных из-за взаимодействий этих же компонент потока света с другими оптическими элементами несут комплексные поляризационные аппаратные функции $A_{p,s}^*$ устройства

$$A_{p,s}^* = A_{p,s} \cdot \exp(i\delta_{Ap,s}), \quad (1.3)$$

где $A_{p,s}$ и $\delta_{Ap,s}$ — модуль (амплитуда) и аргумент комплексной функции $A_{p,s}^*$.

Эти функции $A_{p,s}^*$ учитывают амплитуды $E_{oi(p,s)}$ электрических векторов линейно поляризованных

(p, s) -компонент потока света на входе устройства, и динамические (вольт-ваттные) чувствительности $D_{(p,s)}$ фотоприёмников Φ_p и Φ_s , комплексные амплитудные коэффициенты отражения и пропускания оптических элементов. Вклад этих функций $A_{p,s}^*$ в массив имеющихся данных исключают в эллипсометрии [7], применяя её основное уравнение в виде отношения ρ^* (В.1), связанное с отношениями получаемых сигналов $I_{(p,s)}$ [7].

В лазерном интерференционном асимметричном холоэллипсометре вклад комплексных поляризационных аппаратных функций устройства $A_{p,s}^*$ в массив получаемых сигналов исключают, проводя дополнительное измерение. Для этого помещают в рабочее плечо на место образца S другой эталонный образец S_3 . Данные этих измерений вносят в блок памяти компьютера АК для последующей обработки данных.

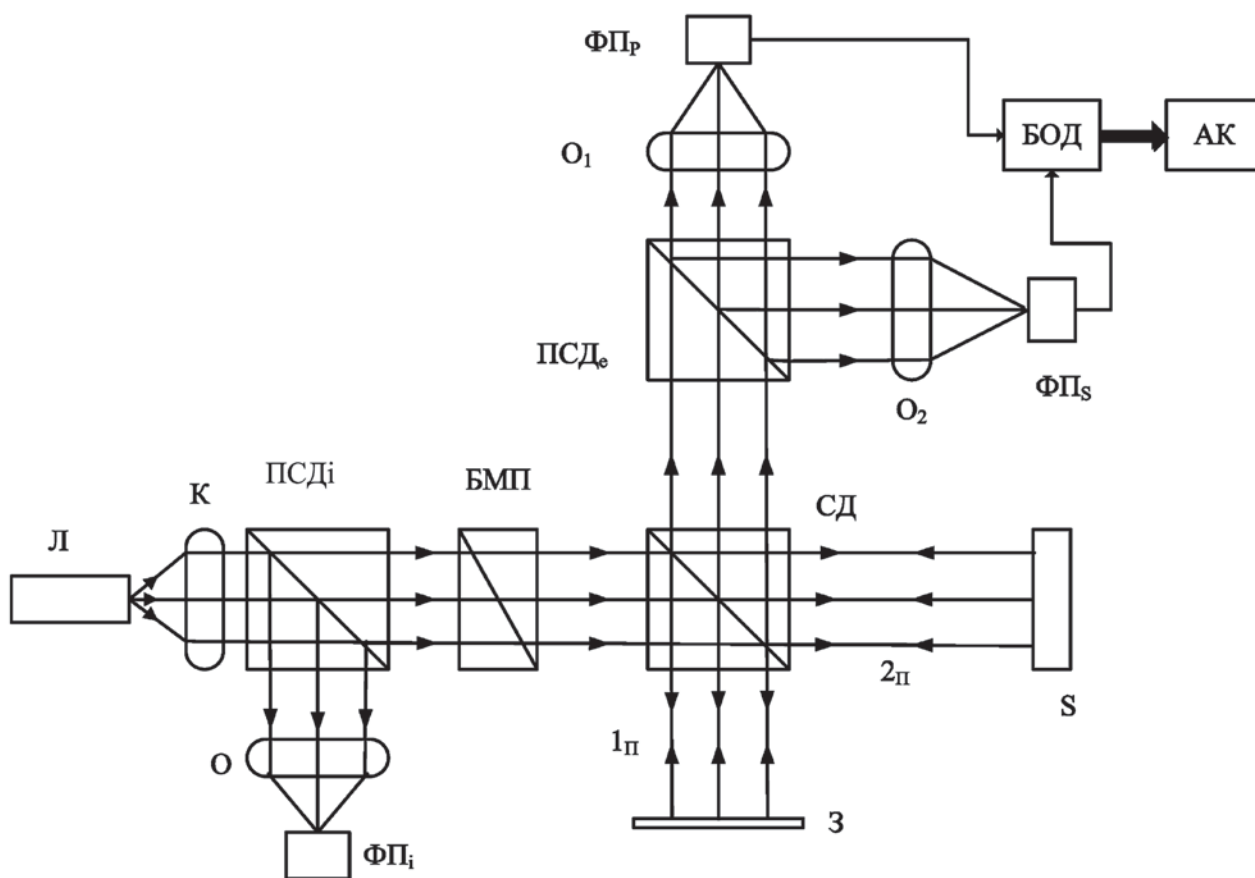


Рис. 1. Оптическая схема лазерного интерференционного асимметричного холоэллипсометра с нормальным отражением света и его фазовой и бинарной модуляцией

1.4. Основные уравнения метода лазерной интерференционной асимметричной холоэллипсометрии *in situ* с нормальным отражением

Функционально значимые стороны организации работы обсуждаемого варианта интерференционного устройства, опираются на физико-технические принципы реализации самого метода измерений, который для холоэллипсометрии связан с комплексными амплитудными коэффициентами отражения $r_{p,s}^*$ (В.2) образца S. Обычно, как равноценные им, выступают задающие их действительные параметры — модули $r_{p,s}$ и разность фаз $\Delta = \delta_p - \delta_s$.

Использование разности фаз Δ , а не самих абсолютных значений обязано с необходимости снять си-

стематическую погрешность абсолютного измерения из-за неизбежной для двулучевых интерферометров погрешности установки нулевой разности фаз для интерферирующих пучков из эталонного и рабочего плеч в ситуации, когда их оптические пути считаются равными.

Формулировка физико-технических принципов схемного и оперативного обеспечения осуществления лазерной интерференционной асимметричной холоэллипсометрии *in situ* при диагностическом мониторинге строится на основе соотношений для интенсивностей $I_{(p,s)}(r_p^*, r_s^*, A_p^*, A_s^*)$ для пучков света с линейными р- и s-поляризациями на входе фотоприёмников Φ_r и Φ_s , как функций каждого параметра на массиве комплексных величин $(r_p^*, r_s^*; A_p^*, A_s^*)$ в виде коэффициентов отражения и аппаратных поляризационных функций.

С целью вывода соотношений обсудим детальнее практически значимый случай, когда оптическая ось ζ образца одноосного ДК лежит в его плоскости при нормальном отражении потока света с линейной поляризацией. И пусть эта ось образует угол α с линейной s-поляризацией светоделителя СД интерферометра, а $E_{i(p,s)}$ — проекции амплитуды электрического вектора E_i светового поля вдоль направлений линейных р- и s-поляризаций потока света.

Как известно, линейно поляризованная световая волна при нормальном падении, войдя из вакуума в среду оптически одноосного кристалла, разделяется на две плоские волны с линейными взаимно ортогональными поляризациями. Для обыкновенной световой волны вектор электрического смещения D_o (а также электрической напряжённости E_o) колеблется перпендикулярно оптической оси кристалла, а для необыкновенной волны — вдоль. Тогда для комплексных амплитуд векторов \hat{E}_p^* и \hat{E}_s^* отраженных образцом S компонент потока света с линейными р- и s-поляризациями при угле α имеем

$$\hat{E}_p^* = E_{ip} t_{pd}^* r_{pd}^* (r_\zeta^* \sin^2 \alpha + r_\eta^* \cos^2 \alpha) + E_{is} t_{sd}^* r_{pd}^* (r_\zeta^* - r_\eta^*) \sin \alpha \cos \alpha, \quad (1.4)$$

$$\hat{E}_s^* = E_{is} t_{sd}^* r_{sd}^* (r_\zeta^* \cos^2 \alpha + r_\eta^* \sin^2 \alpha) + E_{ip} t_{pd}^* r_{sd}^* (r_\zeta^* - r_\eta^*) \sin \alpha \cos \alpha, \quad (1.5)$$

где $t_{(p,s)d}^*$, $r_{(p,s)d}^*$ — комплексные амплитудные коэффициенты пропускания, отражения компонент падающего на светоделитель СД потока волн с линейными р- и s-поляризациями; $r_{(\zeta,\eta)}^*$ — комплексные амплитудные коэффициенты отражения для компонент потока света, обязанных своим появлением необыкновенной (ζ) и обыкновенной (η) световой волне в среде оптически одноосного кристалла.

Для интерференционных полей $\hat{E}_{u(p,s)}^*$ в идущих на фотоприёмники Φ_p и Φ_s с поляризационного светоделителя на выходе ПСД2 потоках света с линейными р- и s-поляризациями имеем

$$\hat{E}_{u(p,s)}^* = E_{i(p,s)} t_{(p,s)d}^* r_{(p,s)d}^* \exp(i\phi_1) + \hat{E}_{(p,s)}^* \cdot \exp(i\phi_2), \quad (1.6)$$

где $\varphi_{1,2}$ — набег фаз волн света при беге их в эталонном и рабочем плечах интерферометра.

Фотоприёмники Φ_p и Φ_s регистрируют интерферограммы $I_{u(p,s)}(\Delta\varphi_i)$ как квадраты модуля $|\hat{E}_{u(p,s)}^*|^2$ интерференционных полей (1.6), как функции разности $\Delta\varphi_i$ набега фаз φ_1 и φ_2 .

Актуальные для обсуждаемого варианта холоэллипсометрического устройства интерферограммы $I_{u(p,s)\Omega}(\Delta\varphi_{i0})$, регистрируемые на первой гармонике $\Omega_1 = \Omega$ фазовой модуляции (1.2) интерференционного сигнала как функции сканируемого слагаемого $\Delta\varphi_{i0}$ разности $\Delta\varphi_i$ (1.2) набега фаз интерферирующих пучков света, имеют вид

$$I_{u(p)\Omega}(\Delta\phi_{i0}) = 2J_1(\delta\phi_o) \left\{ E_{ip}^2 t_{pd}^2 r_{pd}^2 [r_\zeta^* \sin^2 \alpha \sin(\Delta\phi_{i0} - \phi_\zeta) + r_\eta^* \cos^2 \alpha \sin(\Delta\phi_{i0} - \phi_\eta)] + \right. \\ \left. + E_{is} E_{ip} t_{pd} t_{sd} r_{pd}^2 (\sin 2\alpha/2) [r_\zeta^* \sin(\Delta\phi_{i0} - \phi_\zeta + \phi_{Aps}) - r_\eta^* \sin(\Delta\phi_{i0} - \phi_\eta + \phi_{Aps})] \right\}, \quad (1.7)$$

$$I_{u(s)\Omega}(\Delta\phi_{to}) = 2J_1(\delta\phi_o) \left\{ \begin{aligned} & E_{is}^2 t_{sd}^2 r_{sd}^2 [r_\zeta \cos^2 \alpha \sin(\Delta\phi_{to} - \phi_\zeta) + r_\eta \sin^2 \alpha \sin(\Delta\phi_{to} - \phi_\eta)] + \\ & + E_{is} E_{ip} t_{pd} t_{sd} r_{sd}^2 (\sin 2\alpha/2) [r_\zeta \sin(\Delta\phi_{to} - \phi_\zeta - \phi_{Aps}) - r_\eta \sin(\Delta\phi_{to} - \phi_\eta - \phi_{Aps})] \end{aligned} \right\}, \quad (1.8)$$

где $J_1(\delta\phi_i)$ – функция Бесселя первого порядка с её аргументом в виде амплитуды $\delta\phi_o$ фазовой модуляции; $\phi_{Ap,s} = \phi_{ip} - \phi_{is}$ – вклад фаз комплексных амплитудных коэффициентов пропускания $t_{(p,s)d}^*$ для компонент света с (p, s) -линейными поляризациями на светоделителе СД.

Отдельные измерения на эталоне S_y – идеальном плоском зеркале, помещаемом перед образцом S, установленного нормально падающему излучению, характеризуются получаемыми аналогично соотношениями вида

$$\Delta I_{u(p,s)}(\Delta\phi_{to})_y = 2J_1(\delta\phi_o) E_{i(p,s)}^2 t_{(p,s)d}^2 r_{(p,s)d}^2 \sin(\Delta\phi_{to}). \quad (1.9)$$

Как уже было отмечено, следует использовать нормированные интерферограммы $i_{(p,s)}(\Delta\phi_{to})$ для образца S и $i_{(p,s)}(\Delta\phi_{to})_y$ для эталона S_y

$$\begin{aligned} i_{(p)}(\Delta\phi_{to}) &= (2J_1(\delta\phi_o)/I_i) \times \\ & \times \left\{ \begin{aligned} & E_{ip}^2 t_{pd}^2 r_{pd}^2 [r_\zeta \sin^2 \alpha \sin(\Delta\phi_{to} - \phi_\zeta) + r_\eta \cos^2 \alpha \sin(\Delta\phi_{to} - \phi_\eta)] + \\ & + E_{is} E_{ip} t_{pd} t_{sd} r_{pd}^2 (\sin 2\alpha/2) [r_\zeta \sin(\Delta\phi_{to} - \phi_\zeta + \phi_{Aps}) - r_\eta \sin(\Delta\phi_{to} - \phi_\eta + \phi_{Aps})] \end{aligned} \right\}, \end{aligned} \quad (1.10)$$

$$\begin{aligned} i_{(s)}(\Delta\phi_{to}) &= (2J_1(\delta\phi_o)/I_i) \times \\ & \times \left\{ \begin{aligned} & E_{ip}^2 t_{pd}^2 r_{pd}^2 [r_\zeta \cos^2 \alpha \sin(\Delta\phi_{to} - \phi_\zeta) + r_\eta \sin^2 \alpha \sin(\Delta\phi_{to} - \phi_\eta)] + \\ & + E_{is} E_{ip} t_{pd} t_{sd} r_{pd}^2 (\sin 2\alpha/2) [r_\zeta \sin(\Delta\phi_{to} - \phi_\zeta - \phi_{Aps}) - r_\eta \sin(\Delta\phi_{to} - \phi_\eta - \phi_{Aps})] \end{aligned} \right\}, \end{aligned} \quad (1.11)$$

$$i_{(p)}(\Delta\phi_{to})_y = 2J_1(\delta\phi_o) (E_{ip}^2/I_i) t_{pd}^2 r_{pd}^2 \sin \Delta\phi_{to}, \quad (1.12)$$

$$i_{(s)}(\Delta\phi_{to})_y = 2J_1(\delta\phi_o) (E_{is}^2/I_i) t_{sd}^2 r_{sd}^2 \sin \Delta\phi_{to}. \quad (1.13)$$

Деление нормированных интерферограмм $i_{(p,s)}(\Delta\phi_{to})$ для образца S, описываемых формулами (1.10) и (1.11), на соответственные линейным p- и s-поляризациям амплитуды $i_{(p,s)}(\Delta\phi_{to})_y$ нормированных интерферограмм для эталона S_y , в виде синусоиды, по формулам (1.12) и (1.13), от аргумента сканирования $\Delta\phi_{to}$ позволяет прийти к универсальным соотношениям для так называемых приведённых интерферограмм $i_{np(p,s)}(\Delta\phi_{to})$ вида

$$\begin{aligned} i_{np(p)}(\Delta\phi_{to}) &= [\Delta i_{(p)}(\Delta\phi_{to}) / \Delta i_{(p)}(\Delta\phi_{to})_y] = \\ &= \left\{ \begin{aligned} & [r_\zeta \sin^2 \alpha \sin(\Delta\phi_{to} - \phi_\zeta) + r_\eta \cos^2 \alpha \sin(\Delta\phi_{to} - \phi_\eta)] + \\ & + (q/2) \sin 2\alpha [r_\zeta \sin(\Delta\phi_{to} - \phi_\zeta + \phi_{Aps}) - r_\eta \sin(\Delta\phi_{to} - \phi_\eta + \phi_{Aps})] \end{aligned} \right\}, \end{aligned} \quad (1.14)$$

$$\begin{aligned} i_{np(s)}(\Delta\phi_{to}) &= [\Delta i_{(s)}(\Delta\phi_{to}) / \Delta i_{(s)}(\Delta\phi_{to})_y] = \\ &= \left\{ \begin{aligned} & [r_\zeta \cos^2 \alpha \sin(\Delta\phi_{to} - \phi_\zeta) + r_\eta \sin^2 \alpha \sin(\Delta\phi_{to} - \phi_\eta)] + \\ & + (1/2q) \sin 2\alpha [r_\zeta \sin(\Delta\phi_{to} - \phi_\zeta - \phi_{Aps}) - r_\eta \sin(\Delta\phi_{to} - \phi_\eta - \phi_{Aps})] \end{aligned} \right\}, \end{aligned} \quad (1.15)$$

где

$$q = (E_{ip} t_{pd}) / (E_{is} t_{sd}). \quad (1.16)$$

Выражения (1.14) и (1.15) позволяют показать, что сумма $i_{np(p+s)}(\Delta\phi_{to})$ приведённых интерферограмм

$i_{np(p)}(\Delta\phi_{io})$ и $i_{np(s)}(\Delta\phi_{io})$ для компонент потока света с линейными р- и s-поляризациями имеет как функция угла α довольно простой вид

$$i_{np(p+s)}(\Delta\phi_{io}) = \Delta i_{np(s)}(\Delta\phi_{io}) + \Delta i_{np(p)}(\Delta\phi_{io}) = A + B \sin 2\alpha, \quad (1.17)$$

где величины А и В, являясь функциями $\Delta\phi_{io}$, не зависят от угла α .

Поворотом опоры, держащей образец S (рис. 1), вокруг оси набегающего на образец S потока света находят тот азимут, при котором сумма (1.17) экстремальна, а производная от неё по углу α равна нулю. Тогда, отворачивая (доворачивая) на экстремальный угол $\alpha_s = \pm 45$, совмещают направления линейной s-поляризации потока света и оптической оси ζ ДК и эффективно сворачивают формулы (1.14) и (1.15) к виду, соответствующему углу $\alpha = 0$, заметно упрощая обработку данных измерений в режиме *in situ*:

$$i_{np(p,s)}(\Delta\phi_{io}) = r_{(\eta,\zeta)} \sin(\Delta\phi_{io} - \phi_{(\eta,\zeta)}). \quad (1.18)$$

Применив синусное (S^F) и косинусное (C^F) преобразование Фурье приведённых интерферограмм $i_{np(p,s)}(\Delta\phi_{io})$ (1.18), имеем синусные (S^F) и косинусные (C^F) фурье-образы этого преобразования в конечном виде

$$S^F [i_{np}]_{(p,s)} = r_{(\zeta,\eta)} \cos \phi_{(\zeta,\eta)}, \quad (1.19)$$

$$C^F [i_{np}]_{(p,s)} = r_{(\zeta,\eta)} \sin \phi_{(\zeta,\eta)}. \quad (1.20)$$

Фурье-образы (1.19) и (1.20) и есть основа для получения модулей $r_{(\zeta,\eta)}$ и разности Δ фаз $\phi_{(\zeta,\eta)}$ комплексных амплитудных коэффициентов $r_{(\zeta,\eta)}^*$ нормального отражения оптически одноосным двумерным кристаллом компонент потока света с линейными ортогональными поляризациями, обязанных необыкновенным (ζ) и обыкновенным (η) световым волнам в анизотропной среде оптически одноосного кристалла, в частности, двумерного кристалла, линейные поляризации которых соотносены с собственными линейными р- и s-поляризациями потока света на светоделителе СД интерферометра. Искомые соотношения для модулей $r_{(\zeta,\eta)}$ и разности Δ фаз $\phi_{(\zeta,\eta)}$ комплексных амплитудных коэффициентов $r_{(\zeta,\eta)}^*$ нормального отражения принимают при этом вид

$$r_{(\zeta,\eta)} = \left[\left(S^F [\Delta i_{i\delta}]_{(p,s)} \right)^2 + \left(C^F [\Delta i_{i\delta}]_{(p,s)} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (1.21)$$

$$\Delta = \phi_{\zeta} - \phi_{\eta} = \text{Arctg} \left\{ C^F [\Delta i_{i\delta}]_p / S^F [\Delta i_{i\delta}]_p \right\} - \text{Arctg} \left\{ C^F [\Delta i_{i\delta}]_s / S^F [\Delta i_{i\delta}]_s \right\}, \quad (1.22)$$

где $\text{Arctg}(x)$ — главное значение обратной функции на массиве $[(-\pi/2), (+\pi/2)]$.

1.5. Эффект применения в устройстве бинарной модуляции излучения

Изящно актуализируются формулы (1.21) и (1.23) для параметров $r_{(\zeta,\eta)}$ и Δ образца S двумерного кристалла в рассмотренном только что варианте диагностического применения интерференционного устройства бинарной модуляцией потока света посредством БМП (рис. 1) [8]. Пусть с выхода БМП поступает на светоделитель СД поток света с линейной s-поляризацией в согласии с собственной поляризацией для светоделителя СД, а оптическая ось ζ оптически одноосной среды образца S составляет угол α с этой s-поляризацией, тогда комплексные амплитуды $\hat{E}_{(p,s)}^*$ силового вектора компонент нормально отражаемого образцом S и затем светоделителем СД (рис. 1) потока с линейными р- и s-поляризациями имеют вид

$$\hat{E}_p^* = E_{is} t_{sd}^* r_{pd}^* \left[(r_{\zeta}^* - r_{\eta}^*) (\sin 2\alpha) / 2 \right] \cdot \exp i\phi_2, \quad (1.23)$$

$$\hat{E}_s^* = E_{is} t_{sd}^* r_{sd}^* \left[(r_\zeta^* \cos^2 \alpha + r_\eta^* \sin^2 \alpha) + (r_\zeta^* - r_\eta^*) (\sin 2\alpha) / 2 \right] \cdot \exp i\phi_2, \quad (1.24)$$

где E_{is} – амплитуда электрического вектора компоненты потока света с линейной s-поляризацией на входе светоделителя СД; ϕ_2 – набег фазы потока света на пути вне объекта S в рабочем плече интерферометра. Следует учесть, что компонент потока света в рабочем плече с линейной p-поляризацией не имеет пары из эталонного плеча для создания интерференционного сигнала на выходе из интерферометра. Регистрируемый фотоприёмником Фр сигнал I_p оказывается сигналом не интерференционным, но фотометрическим, представляемым соотношением

$$I_p = \left| E_{is} t_{sd}^* r_{pd}^* (r_\zeta^* - r_\eta^*) / 2 \right|^2 (\sin 2\alpha)^2. \quad (1.25)$$

Сигнал I_p , согласно (1.25), обладает удобной зависимостью от угла α , позволяющей просто совмещать направления линейной s-поляризации потока света и оптической оси ζ образца S. В самом деле, поворачивают образец S в его плоскости вокруг оси падающего на него потока света и фиксируют то положение, когда сигнал I_p принимает нулевое значение в пределах погрешностей измерений, и полагают по формуле (1.24) $\alpha = 0$. А это позволяет, используя фазовую модуляцию рабочего потока света, свести рассматриваемую здесь задачу полностью и дословно по всем позициям к массиву результатов, представленных в разделе 1.4.

2. Лазерный интерференционный асимметричный холоэллипсометр in situ с нормальным и наклонным отражением потоков излучения

Рассмотренное здесь (рис. 1) лазерное интерференционное устройство организуется на основе использования лишь нормального отражения потока лазерного излучения и позволяет измерять in situ три физически значимых холоэллипсометрических параметра. Устройство вполне способно обеспечить схемотехническую и функционально-оперативную организацию его работы в качестве инструментального средства мониторинга синтеза и обработки оптически прозрачных одноосных двумерных кристаллов. При характерных изменениях Δd в толщине d таких кристаллов на уровне размеров атомов и молекул ($\Delta d \approx d \approx 1$ нм) типичное относительное ослабление интенсивности ($\Delta I / I_i$) света из-за поглощения в образце S составляет около 0,01%, а относительное изменение фаз ($\Delta \phi / 2\pi$) $\approx 1\%$. Это значит, что рождающиеся сверхтонкие слои оптически анизотропных двумерных кристаллов можно вполне считать оптически прозрачными и пренебречь мнимыми частями k комплексных показателей преломления $n_{(o,e)}^* = n_{(o,e)} - ik_{(o,e)}$ для световых волн, необыкновенных (e) и обыкновенных (o), в двумерном кристалле. Тогда следует учитывать только лишь действительные части $n_{(o,e)}$ при расчёте толщины d сверхтонкого слоя.

На рис. 2 представлена принципиальная оптическая схема лазерного интерференционного асимметричного холоэллипсометра для измерений in situ на основе классического интерферометра Майкельсона (ИМ) с использованием одновременно как нормального, так и наклонного (почти брьюстеровского) отражения потока лазерного излучения сверхтонкими образцами (толщины $d \approx 1$ нм) оптически одноосных двумерных кристаллов при наличии, естественно, фазовой и бинарной модуляции рабочего потока излучения. Обсуждаемое здесь устройство имеет одно достоинство лазерной интерференционной асимметричной холоэллипсометрии in situ по сравнению с обычной двупараметрической эллипсометрией: возможность одновременно измерять в режиме in situ массив тех и того числа измеряемых параметров, которые нужны для должного по теории описания образцов ДК. Так, возможность удвоить измеряемые in situ параметры даёт лазерный интерференционный асимметричный холоэллипсометр in situ на основе ИМ с применением нормального и одновременно наклонного отражения пучков света. Принципиальная оптическая схема его приведена на рис. 2.

Источник излучения — лазер Л — создает линейно поляризованное излучение, которое через светоделители $СД_1$ и $СД_2$ попадает в интерферометрическую часть эллипсометра, состоящую из светоделителя $СД_3$ и зеркал $З_2$, $З_3$ и $З_4$. Излучение, отраженное светоделителем $СД_3$ нормально попадает на зеркало $З_2$ и отражается, формируя опорную волну. Излучение, прошедшее через светоделитель $СД_3$, попадает в рабочую ветвь эллипсометра и испытывает нормальное отражение от образца S. Кроме того, за счет отражения от светоделителя $СД_2$ и зеркал $З_1$, $З_4$ и $З_5$ обеспечивается создание второй рабочей волны, падающей на образец S под углом Брюстера. При этом, за счет нормального падения излучения на зеркало $З_4$ обеспечивается реверс излучения. При нормальном падении зеркала $З_2$ и $З_4$ работают, как идеальные изотропные отражатели, т.е. не изменяют состояние поляризации падающего на них излучения.

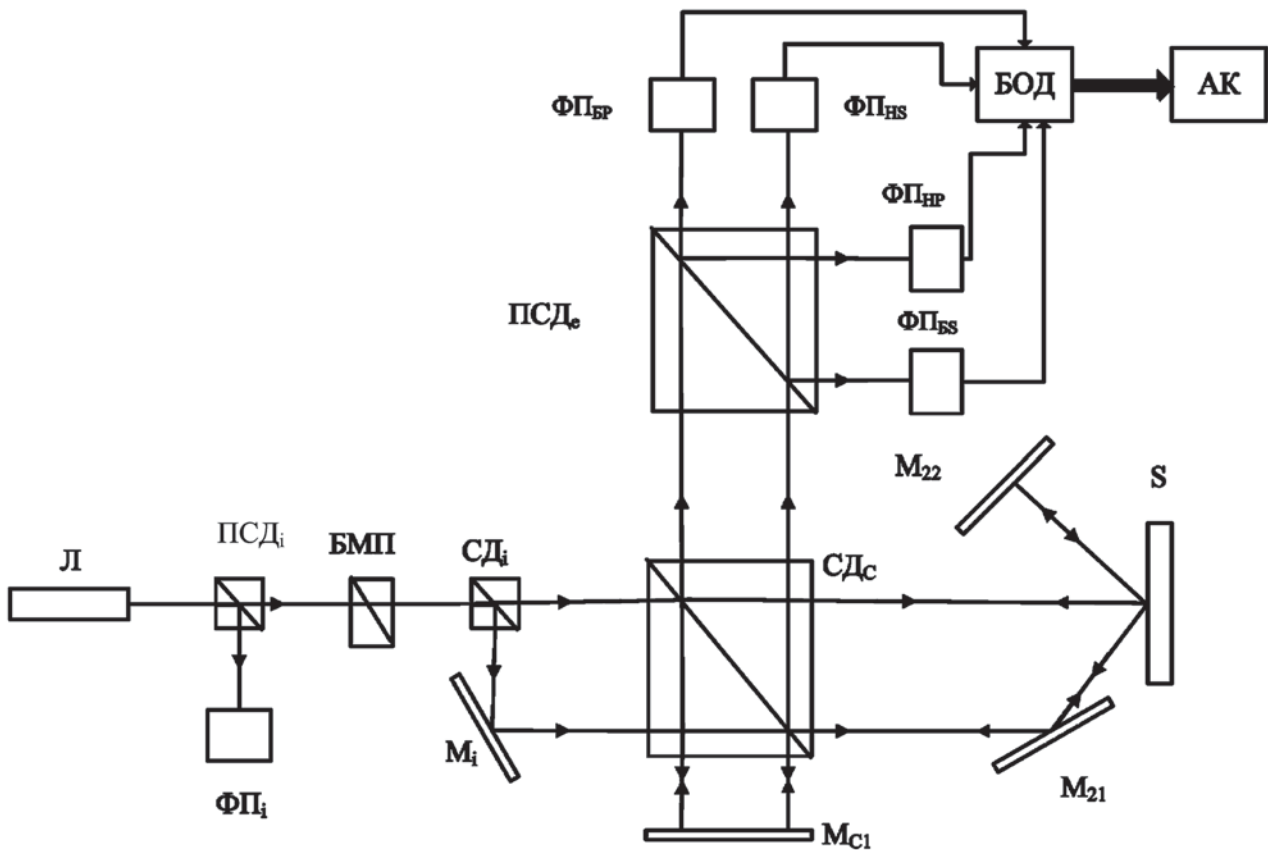


Рис. 2. Оптическая схема лазерного интерференционного асимметричного холоэллипсометра с нормальным и наклонным отражением света и его фазовой и бинарной модуляцией

Волны из рабочей и опорной ветвей эллипсометра соединяются в светоделителе $СД_3$ и попадают в ветвь регистрации, которая состоит из поляризационного светоделителя ПД и четырех приёмников излучения Φ_{1p} , Φ_{1s} , Φ_{2p} , Φ_{2s} . Поляризационный светоделитель ПД необходим для разделения составляющих излучения, поляризованных в плоскости и перпендикулярно плоскости падения, связанных со светоделительной гранью светоделителя $СД_3$. Причем, деление происходит как для интерференционного сигнала образованного опорной волной и рабочей при нормальном отражении от образца, так и для интерференционного сигнала, образованного опорой и рабочей волн при брюстеровском отражении.

Приёмники Φ_{1p} , Φ_{1s} , Φ_{2p} , Φ_{2s} преобразуют поступающую на них излучение в электрический сигнал, который обрабатывается в блоке обработки БОД и отображения информации АК

Модуляция сигналов осуществляется возвратно-поступательным перемещением зеркала $З_2$ рабочей ветви за счет актюатора, управляющее напряжение для которого формируется в блоке обработки и отображения информации ПК.

Для исключения влияния флуктуации мощности излучения лазера Л, сигналы с приёмников излучения $\Phi_{1p}, \Phi_{1s}, \Phi_{2p}, \Phi_{2s}$ нормируются на сигнал с приёмника излучения ФП, излучение на который поступает при отражении от СД₁.

Итак, на основе измерений нормального отражения лазерного излучения одноосным двумерным кристаллом при установленной вполне определённым образом ориентации оптической оси ζ , когда, в частности, угол $\alpha = 0$ (ось ζ параллельна s-поляризации света), набор холоэллипсометрических параметров $r_{(p \equiv \eta, s \equiv \zeta)}$ и $\phi_{(p \equiv \eta, s \equiv \zeta)}$ образца S двумерного кристалла определяются соответственными формулами разделов 1.4 и 1.5 данной статьи.

На основе аналогичных геометрии нормального отражения текущих параллельных измерений наклонного отражения имеется набор холоэллипсо-метрических параметров $r_{(p,s)}(\theta_o)$ и $\phi_{(p,s)}(\theta_o)$ как модулей и фаз комплексных амплитудных коэффициентов отражения $r_{(p,s)}^*(\theta_o)$ согласно их определению

$$r_{(p,s)}^*(\theta_o) = r_{(p,s)}(\theta_o) \cdot \exp[i\phi_{(p,s)}(\theta_o)] \quad (2.1)$$

при угле θ_o наклонного падения потока света на образец S. Сами параметры определяются модификациями известной формулы Друде-Эйри [7, 11] для оптически одноосного тонкого слоя в ситуации, когда его оптическая ось ζ совмещена с линейной s-поляризацией потока света

$$r_{p(s)}^* = \left\{ \rho_{01p(s)}^* + \rho_{12p(s)}^* \cdot \exp[-i\Gamma_{1(p,s)}] \right\}^2 / \left\{ 1 + \rho_{01p(s)}^* \cdot \rho_{12p(s)}^* \cdot \exp[-i\Gamma_{1(p,s)}] \right\}^2 \quad (2.2)$$

причём здесь учтён второй степенью в (2.2) эффект двойного отражения образцом S падающего на него наклонно потока света, а также принято во внимание и сделанное ранее отождествление индексов ($p \equiv \eta, s \equiv \zeta$) для главных направлений в среде кристалла и линейных поляризаций света, и известная зависимость от угла θ_o падения наклонного потока света для коэффициентов Френеля $\rho_{ikp(s)}^*$ для границы ik раздела i-ой и k-ой сред (в частности, здесь 0 — вакуум, 1 — среда ДК, 2 — подложка) и показателя $\Gamma_{1(p,s)}$ экспоненты в (2.2)

$$\Gamma_{1(p,s)} = (4\pi/cT) \left\{ [n_{(p,s)} - iK_{(p,s)}] / \left[1 - (\sin \theta_o / n_{(p,s)})^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (2.3)$$

(с — скорость света в вакууме; T — период световых колебаний).

3. Порог обнаружения актуального фазового параметра лазерным интерференционным асимметричным холоэллипсометром in situ

Порог обнаружения — существенная оценочная характеристика качества любого устройства. Это та наименьшая мера физической величины, что ещё находят при шуме в измерительных частях устройства. Для лазерного интерференционного холоэллипсометра (рис.1) это легко сопоставляемая и для других типов эллипсометров самая малая мера $\delta\Delta$ разности Δ фаз $\phi_{p,s}$ комплексных амплитудных коэффициентов отражения $r_{p,s}^*$ компонент пучков света с линейными p- и s-поляризациями на образце оптически одноосного кристалла, получаемая при наличии шумов [5].

Оценивают порог $\delta\Delta$ обнаружения фазового параметра θ_o , ненулевым эллипсометром в силу основных уравнений для ненулевых методов эллипсометрии [7], так или иначе заданных отношениями (V_{D1}/V_{D2}) сигналов с выхода фотоприёмников ФП (1,2) при интенсивностях $I_{D(1,2)}$ света на их входе, и находят $\delta\Delta$ в виде

$$\delta\Delta = \left[(2/N_d)^2 + (\delta A)^2 \right]^{1/2}, \quad (3.1)$$

где N_d — динамический диапазон прибора; δA — ошибка в установке азимута.

Для лазерных устройств параметр N_d коррелирует с относительной ошибкой измерения длины волны

света на уровне 10–8 [10]. Поэтому погрешность δA и задаёт порог $\delta\Delta = \delta A = 10$ микрорад.

Для неинтерференционных холоэллипсометров [5] азимуты фиксируются и систематическая ошибка δA их установки исключается в силу применения разностного параметра Δ , так что порог $\delta\Delta$ его обнаружения задан динамическими диапазонами фотоприёмников, участвующих парами в реализации измерительных операций [5]

$$\delta\Delta \approx (4/N_d). \quad (3.2)$$

Итак, для порога $\delta\Delta$ обнаружения параметра Δ имеем 40 нанорад.

Для интерференционных холоэллипсометров полное Фурье-преобразование интерферограмм на конечном числе $N_n = (10^3 \div 10^4)$ точек отсчётов их значений даёт эффективное усреднение шумов, обязанное известному в фурье-интерферометрии выигрышу Фельжетта в виде фактора $N_n^{-1/2}$ [11], так что для порога обнаружения $\delta\Delta$ имеем

$$\delta\Delta \approx (4/N_d) \cdot N_n^{-1/2}. \quad (3.3)$$

Если пьезоэлектрический сканер сдвигает зеркало 3 (рис.1, 2) на $Z = 13$ мм при шаге $\delta Z = 0,5$ мкм [12]. Тогда $N_n = Z/\delta Z \approx 26000$, выигрыш Фельжетта $N_n^{-1/2} \approx (1/160)$ и порог обнаружения $\delta\Delta \approx 0,25$ нанорад.

Работа выполнена в рамках государственного контракта № П-648 от 19.05.2010 г. ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» за 2009–2013 гг.

Список литературы

1. Нанотехника. 2007. № 1 (9).
2. Конотопов М. В., Тебекин А. В. Концепция стратегии развития производственных технологий // Инновации и инвестиции. 2007. № 1 (9). С. 2–15.
3. Langereis E., Heil S. B. S., Knoops H. C. M., Keuning W., Van de Sandem M. C. M., Kessels W. M. M. In Situ Spectroscopic Ellipsometry as a Versatile Tool for Studying Atomic Layer Deposition // J. Phys.D: Appl.Phys. 2009. Vol. 42. P.19.
4. Хакен Г. Синергетика. Иерархия неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах / М.: Мир, 1985.
5. Кирьянов А. П. Голоэллипсометрия in Situ: основы и применения. М.: МГУДТ, 2003. 13.6 п. л.
6. Валиев К. А., Великов Л. В., Кирьянов А. П., Ляшенко Е. П. Метрологические методики абсорбционной и люминесцентно-эмиссионной спектрометрической автоматизированной диагностики материалов и структур микро- и нано-электроники // Труды ФТИАН. Т. 15 «Ионно-лучевая обработка материалов в микро- и наноэлектронике». М.: Наука, 1999. 170с.
7. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981.
8. Али М., Качурин Ю. Ю., Кирьянов А. П., Рыжова Т. А., Шапкарин И. П. Интерференционная холоэллипсометрия in Situ Прозрачного двумерного одноосного кристалла при нормальном отражении лазерного излучения // Вестник РУДН. 2012. № 1. С. 84–91.
9. Kovalev V. I., Rukovischnikov A. I., Rossukany N. M., Perov P. I. New High Precion and High Speed Automatic Ellipsometer with Polarization Switching for in Situ Control in Semiconductor Device Technologies // Physics of Semiconductor Devices. New Delhi: Tata McGraw-Hill. 1991. P. 244–249.
10. Карташёв А. А., Эцин И. Ш. Методы измерения малых изменений разности фаз в интерференционных устройствах // УФН, 1975. Т. 106. С. 687–781.
11. Белл В. Дж. Введение в фурье-спектроскопию. М.: Мир, 1975.
12. <https://www.cvimellesguiot/products/stainless-steel-crb-motor-standart>.

LASER INTERFERENCE HOLOELLIPSOMETERS FOR THE MONITORING OF TWO-DIMENSION UNIAXIAL CRYSTALS

ALI, M., BALASCHOV, A. A., VAGUINE, V. A., KACHURIN, YU.YU.,
KIRYANOV, A. P., AND SCHAPKARIN, I. P.

The article represents the physical and technical principles of the schemo-technical organization of the laser interference holoellipsometers into geometry (a) with the normal and (b) with both normal and oblique reflections of polarized light. They are arranged as Michelson interferometer with the two-dimensional crystal's sample into the any of his shoulders and with effective use of binary and phase modulation of the working radiation. The basic equations correspondenting for these devices implement methods for measuring the parameters of the sample as a basis for two-dimensional crystals' monitoring, relevant to nanotechno-logies. It's shown that the threshold detection $\delta\Delta$ sensitive to the birefringence and the thickness of the sample the phase of the parameter Δ is equal to 0.25 nanorad by virtue of the monitoring the light's intensity at the input device, the it's high coherence, the fixity of azimuths, and by using gain Felzhetta, inherent to the Fourier interferometry whereas the known ellipsometers' analogies have 10 mrad.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

УДК 47.45.03/512.6

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ
И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
УПРАВЛЕНИЯ ИНДУКТИВНЫМ
СОПРОТИВЛЕНИЕМ СПУТНИКОВ
В ИОНОСФЕРЕ ПЛАНЕТЫ**

© Авторы, 2012

Клочкова Д. В. — аспирантка, ОАО «Радиотехнический институт им. академика А.Л. Минца»

E-mail: dKlochkova@rti-mints.ru

Савченко В. П. — д.т.н., генеральный директор ОАО «Радиотехнический институт им. академика А.Л. Минца». E-mail: savchenko@rti-mints.ru

Сидняев Н. И. — д.т.н., зав.кафедрой «Высшая математика», МГТУ им. Н.Э. Баумана

E-mail: sidn_ni@mail.ru

Аннотация

Предложен метод, с помощью которого определяется величина индуктивного сопротивления спутника. Разработана физическая модель управления обтеканием спутника ионосферой, приведена численная оценка интегралов, в подынтегральные выражения которых входят параметры, учитывающие индуцированные магнитные поля. Показано, что интегралы представляют собой энергию, излучаемую волнами Альвена. Отмечено, что в отсутствие диссипации энергии в следе спутника, полная энергия излучения выражается в виде произведения скорости спутника на индуктивное сопротивление.

Ключевые слова: спутник, ионосфера, волны, сопротивление, электроны, энергия, метод, интегралы

Abstract

The method, which is used to determine the value of the inductive resistance of the satellite. Developed a physical model of the control flow of a satellite ionosphere, see the numerical evaluation of integrals, in under-integral expression which includes parameters that take into account induced magnetic fields. It is shown that the integrals represent the energy radiated waves Alvena. It was noted, that in the absence of dissipation of energy in the Wake of the satellite, the total energy of the radiation is expressed in the form of works of the speed of the satellite to the inductive resistance.

Keywords: satelite, ionosphere, waves, resistance, electrons, energy, method, integrals

Введение

Индуктивное сопротивление спутника, обусловлено вихрями, оси которых берут своё начало на корпусе спутника и направлены вниз по потоку [1–2]. Торцевой вихрь возникает в результате перетекания ионосферы из области под спутником в область над спутником.

Течение ионосферы у торцов вызывает поток, направленный над спутников от торцов к плоскости симметрии, а под спутником — от плоскости симметрии к торцам; в результате в спутной струе [3–5], или следе, за спутником происходит вращение каждой частицы вокруг оси, проходящей через неё и параллельной местному вектору скорости потока ионосферы; направление вращения при этом противоположно для левого и правого полукорпусов. Таким образом, возникает непрерывная система вихрей, отходящих от каждой точки поверхности корпуса. Для спутников большого удлинения можно считать, что свободные вихри образуют плоскую вихревую пелену; для корпуса малого удлинения вихревая система является пространственной. Свободные вихри вызывают (индуцируют) в области между торцами корпуса потоки, направленные вниз, которые, налагаясь на набегающий ионосферный поток, отклоняют последний вниз на определенный угол. В результате отклоняющая сила элемента корпуса спутника перпендикулярна к набегающему потоку и отклоняется назад на тот же угол [6–11]. Разлагая

эту силу на компоненты вдоль и перпендикулярно вектора скорости, получаем индуктивное лобовое сопротивление.

Необходимо отметить, что индуктивное и волновое сопротивление (обусловленное волнами Ван Альвена) спутника, движущегося в ионосфере с постоянной скоростью v перпендикулярно линиям постоянного магнитного поля B_0 , исследовалось в [12–14]. Их исследование явилось развитием [2], посвященной изучению характеристик спутника заданной формы при переменной величине внутреннего тока.

Постановка задачи

Ионосфера, часть атмосферы нашей планеты, содержащая в значительном количестве свободные электроны и ионы, появляющиеся под воздействием идущих от Солнца ультрафиолетового излучения и рентгеновских лучей [3–5].

Степень ионизации в значительной степени зависит от солнечной активности. Протяженность ионосферы Земли — от 80 км до 1000 км над земной поверхностью (в пределах атмосферы в радиационных поясах Ван Альвена) [2,4,10]. Состоит из нескольких условных слоев, которые отличаются степенью концентрации в них электронов. Их принято обозначать по порядку снизу вверх: D, E, F₁, F₂, G. В самых нижних слоях D и E (слои Хевисайда-Кеннелли) ионизации подвергаются молекулы, в то время как в верхнем слое F ионизируются атомы [4,10,14]. Длинные радиоволны отражаются от этих слоев, а более короткие проходят сквозь них без изменений. Способность ионосферы отражать радиоволны делает возможным осуществлять радиовещание с большим радиусом действия на частотах приблизительно до 30 МГц. На расстоянии 80–100 км над Землей расположен слой, называемый ионосферой, который обладает электропроводимостью (благодаря наличию ионизированных газов) и способностью отражать радиоволны обратно на Землю. Это явление используется для радиовещания.

Для слоев используются следующие обозначения: слой D — дневной слой, отражающий длинные волны; слой E — суточный слой, отражающий длинные волны; слой F₁ — суточный слой, отражающий короткие волны; слой F₂ — дневной слой, отражающий короткие волны. Ночью соединяется со слоем F₁ слой G: —верхняя граница ионосферы.

В [1–2] были выполнены приближенные расчеты величины тока, поступающего в спутник из ионосферы, и на основании полученного распределения тока с использованием закона Био-Савара было рассчитано индуцируемое магнитное поле. Величина сопротивления определялась численной оценкой интегралов, в подынтегральные выражения которых входили также и индуцированные магнитные поля. Значения этих интегралов представляли собой энергию, излучаемую волнами Альвена. Вывод работы [1] состоит в том, что в отсутствие диссипации энергии в следе, полная энергия излучения выражается в виде произведения скорости спутника на индуктивное сопротивление и, что сопротивление, обусловленное волнами Альвена, входит в величину индуктивного сопротивления, а не является дополнительной составляющей.

На рис. 1 рассматривается принцип воздействия индуцированных магнитных полей на индуктивное сопротивление. Рассматривается способ управления индуктивным сопротивлением спутника, естественным подзаряжаемым электрическим конденсатором «ионосфера-спутник» путем подключения одного конца электрической нагрузки 3 к ионосфере планеты 1, заряженной положительно относительно поверхности спутника 2, через ионизирующий луч 7, направленный с поверхности спутника в ионосферу, причем другой конец электрической нагрузки надежно обнуляют устройством 5). В состав установки входит рентгеновский лазер 6 с изолятором 8, кольцевой электрод 4, разрядник 9. Благодаря запасу электроэнергии спутника и наличию механизма его постоянного возобновления данный способ может обеспечить управление индуктивным сопротивлением. Аналитические модели дают хорошую оценку этого принципа при условии спокойной геомагнитной обстановки, но в случае возмущенной ионосферы оценка полного электронного содержания становится существенно менее точной, что негативно сказывается на работе различных (в частности магнитных) спутниковых систем. Необходимо отметить, что радиопросвечивание атмосферы [3, 4] с помощью сигналов спутниковых радионавигационных систем и сети наземных станций является легкодоступным и не требует больших затрат для мониторинга ионосферы в реальном времени.

Поскольку магнитное и электрическое поле планеты неподвижны в пространстве, а поверхность спутника вращается относительно геомагнитных и геоэлектрических силовых линий, то униполярная

и электродинамическая ЭДС наводится во всех токопроводящих контурах спутника, пересекающих геомагнитные силовые линии. Вполне понятно, что в любом искусственном электропроводном проводнике спутника также будет наводиться униполярная ЭДС. Ее величина зависит от протяженности проводника, параметров геомагнитного поля и от ориентации спутника относительно геомагнитных силовых линий.

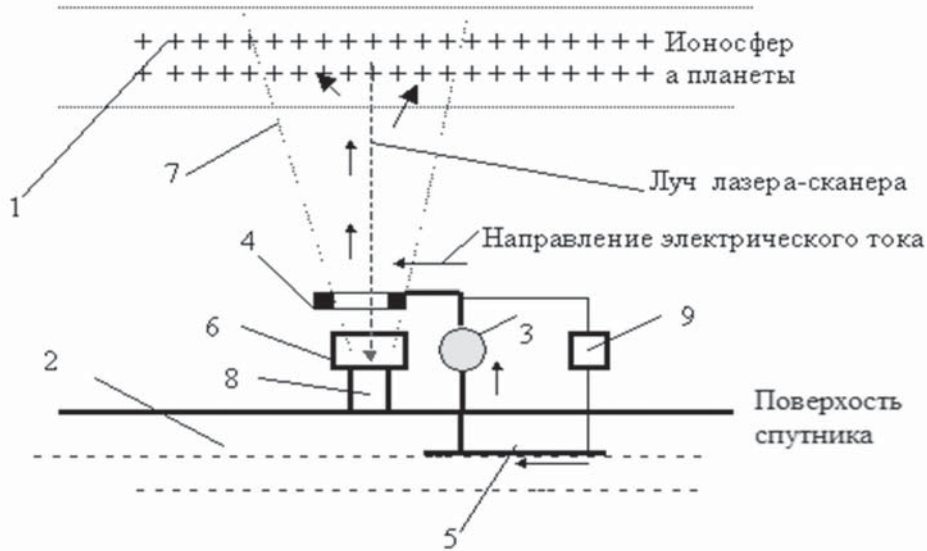


Рис. 1. Схема управления обтеканием спутника ионосферой

Индуктивное сопротивление — это прирост лобового сопротивления спутника, связанный с образованием подъемной силы спутника. При обтекании спутника невозмущенным ионизированным потоком возникает разность давлений над спутником и под ним. В результате часть ионоплазмы на концах спутника перетекает из зоны большего давления в зону меньшего давления. Поток ионосферы перетекает с нижней поверхности спутника на верхнюю и накладывается на ионизированный поток, набегающий на верхнюю часть спутника, что приводит к образованию завихренной массы ионоплазмы за задней кромкой, т.е. образуется вихревой жгут. Ионосфера в вихревом жгуте вращается. Скорость вращения вихревого жгута различна. В центре она наибольшая, а по мере удаления от оси вихря уменьшается.

Цель данного исследования состоит в том, чтобы провести аналитическое исследование интеграла, который представляет собой величину излучаемой энергии.

Метод решения поставленной задачи

Энергия, излучаемая спутником, определяется уравнением (1), которое приводится здесь (с учетом изменения обозначений осей) [1]

$$P = V_A \mu \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[h_x^2 + 2h_y \left(\frac{B_0}{\mu} \right) \sin \alpha + h_y^2 \right] dx dy, \quad (1)$$

где

$$h_y = \frac{1}{2\pi} \int_{-1/2}^{1/2} \frac{j(\xi)(x - \xi)}{(x - \xi)^2 + y^2} d\xi. \quad (2)$$

Здесь h_x выражается аналогичным образом при замене $x - \xi$ на $-y$, а α — малый угол между направлением поля B_0 (осью z) и направлением распространения волн Альвена. Рассмотрим предварительно только часть уравнения (1), являющуюся линейной относительно h_y . После подстановки соотношения

(2) будем иметь

$$P' = \frac{B_0 V}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-1/2}^{1/2} \left[\frac{j(\xi)(x - \xi) d\xi}{(x - \xi)^2 + y^2} \right] dx dy, \quad (3)$$

где функция $j(\xi)$ является током в крыльях волн Альвена. Предполагается, что эта функция кусочно-непрерывная и может быть определена. Если интегрировать сперва по x , то можно отметить, что интеграл в этом случае не существует. Однако, если интегрировать сначала по y и переписать уравнение (3) в виде

$$P' = \frac{B_0 V}{\pi} \int_{-l/2}^{l/2} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy}{y^2 + (x - \xi)^2} \right] \times (x - \xi) dx \Big\} j(\xi) d\xi, \quad (4)$$

то можно показать, что интеграл существует.

Рассмотрим несобственный интеграл

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy}{y^2 + (x - \xi)^2}. \quad (5)$$

Здесь особые точки $y = \pm|x - \xi|i$ — простые полюса подынтегральной функции интеграла (5). В верхней полуплоскости располагается точка $y = |x - \xi|i$. Тогда по теореме вычетов получаем

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy}{y^2 + (x - \xi)^2} &= 2\pi i \operatorname{Res}_{y=|x-\xi|i} \frac{1}{y^2 + (x - \xi)^2} = 2\pi i \lim_{y \rightarrow |x-\xi|i} \left[(y - |x - \xi|i) \frac{1}{y^2 + (x - \xi)^2} \right] = \\ &= 2\pi i \lim_{y \rightarrow |x-\xi|i} \frac{1}{2y} = \frac{\pi}{|x - \xi|}. \end{aligned}$$

Уравнение (4), следовательно, приобретает вид

$$P' = B_0 V \int_{-l/2}^{l/2} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{(x - \xi)}{|x - \xi|} dx \right] j(\xi) d\xi. \quad (6)$$

Интеграл по x все же не может быть взят, до тех пор, пока не будет определено его главное значение, следующим образом:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{(x - \xi)}{|x - \xi|} dx = \lim_{A \rightarrow \infty} \left[\int_{-A}^{\xi} (-dx) + \int_{\xi}^A dx \right] = \lim_{A \rightarrow \infty} \left[-x \Big|_{-A}^{\xi} + x \Big|_{\xi}^A \right] = \lim_{A \rightarrow \infty} \left[-\xi - A + A - \xi \right] = -2\xi.$$

Следовательно, уравнение (6) может быть представлено в форме

$$P' = -B_0 V \int_{-l/2}^{l/2} 2\xi j(\xi) d\xi, \quad (7)$$

но согласно [1]

$$j(\xi) = \frac{d I(\xi)}{d\xi} \frac{1}{2}, \quad (8)$$

где $I(\xi)$ — ток в спутнике. Таким образом, подставляя выражение для $j(\xi)$ в уравнение (7), интегрируя по частям, имея при этом в виду, что $I(\pm l/2) = 0$

$$\begin{aligned} P' &= -B_0 V \int_{-l/2}^{l/2} \xi \frac{d}{d\xi} I(\xi) d\xi = -B_0 V \xi I(\xi) \Big|_{-l/2}^{l/2} + B_0 V \int_{-l/2}^{l/2} I(\xi) d\xi = \\ &= VB_0 \int_{-l/2}^{l/2} I(\xi) d\xi \equiv VD, \end{aligned} \quad (9)$$

где D — по определению индуктивное сопротивление.

Этот результат показывает, что линейный относительно h_y член в (1) дает индуктивное сопротивление при произвольном законе распределения тока $I(\xi)$ в спутнике. Два других члена в (1) положительны, и поэтому ясно, что полное сопротивление будет больше индуктивного. В работах [1, 2] было показано, что при движении спутника на малых высотах распределение тока может быть удовлетвори-

тельно аппроксимировано отрезками прямых линий с максимумом в точке нулевого потенциала, то есть в точке, где потенциал спутника равен потенциалу плазмы. Математически это можно записать в виде

$$I = \begin{cases} I_{\max} \frac{l/2 + \xi}{l/2 + a}, & -l/2 \leq \xi \leq a, \\ I_{\max} \frac{l/2 - \xi}{l/2 - a}, & a \leq \xi \leq l/2. \end{cases} \quad (10)$$

Из соотношения (8) получаем

$$j(\xi) = \begin{cases} \frac{I_{\max}}{2(l/2 + a)}, & -l/2 \leq \xi \leq a, \\ \frac{I_{\max}}{2(l/2 - a)}, & a \leq \xi \leq l/2. \end{cases} \quad (11)$$

Таким образом, индуцированные компоненты магнитного поля можно определить интегрированием. Предварительно рассмотрим компоненту h_x с учетом выражения (11)

$$h_x = \frac{1}{2\pi} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{y j(\xi)}{(x - \xi)^2 + y^2} d\xi = \frac{I_{\max}}{4\pi} \left[-\frac{1}{l/2 + a} \int_{-l/2}^a \frac{y}{(x - \xi)^2 + y^2} d\xi + \frac{1}{l/2 - a} \int_a^{l/2} \frac{y}{(x - \xi)^2 + y^2} d\xi \right].$$

Произведем замену $t = \xi - x$

$$\begin{aligned} h_x &= \frac{I_{\max}}{4\pi} \left[-\frac{1}{l/2 + a} \int_{-x-l/2}^{-x+a} \frac{y}{t^2 + y^2} dt + \frac{1}{l/2 - a} \int_{-x+a}^{-x+l/2} \frac{y}{t^2 + y^2} dt \right] = \\ &= \frac{I_{\max}}{4\pi} \left[-\frac{1}{l/2 + a} \operatorname{arctg} \frac{t}{y} \Big|_{t=-x-l/2}^{-x+a} + \frac{1}{l/2 - a} \operatorname{arctg} \frac{t}{y} \Big|_{t=-x+a}^{-x+l/2} \right] = \\ &= \frac{I_{\max}}{4\pi} \left[-\frac{1}{l/2 + a} \left(\operatorname{arctg} \frac{-x+a}{y} - \operatorname{arctg} \frac{-x-l/2}{y} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{l/2 - a} \left(\operatorname{arctg} \frac{-x+l/2}{y} - \operatorname{arctg} \frac{-x+a}{y} \right) \right]. \end{aligned}$$

Для упрощения полученного выражения, возьмем арктангенс тангенса от разности арктангенсов и используем формулу разности тангенсов

$$\begin{aligned} h_x &= \frac{I_{\max}}{4\pi} \left[-\frac{1}{l/2 + a} \operatorname{arctg} \operatorname{tg} \left(\operatorname{arctg} \frac{-x+a}{y} - \operatorname{arctg} \frac{-x-l/2}{y} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{l/2 - a} \operatorname{arctg} \operatorname{tg} \left(\operatorname{arctg} \frac{-x+l/2}{y} - \operatorname{arctg} \frac{-x+a}{y} \right) \right] = \\ &= \frac{I_{\max}}{4\pi} \left[-\frac{1}{l/2 + a} \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{tg} \operatorname{arctg} [(-x+a)/y] - \operatorname{tg} \operatorname{arctg} [(-x-l/2)/y]}{1 + \operatorname{tg} \operatorname{arctg} [(-x+a)(-x-l/2)/y^2]} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{l/2 - a} \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{tg} \operatorname{arctg} [(-x+l/2)/y] - \operatorname{tg} \operatorname{arctg} [(-x+a)/y]}{1 + \operatorname{tg} \operatorname{arctg} [(-x+l/2)(-x+a)/y^2]} \right] = \\ &= \frac{I_{\max}}{4\pi} \left[-\frac{1}{l/2 + a} \operatorname{arctg} \frac{(-x+a)/y - (-x-l/2)/y}{1 + (-x+a)(-x-l/2)/y^2} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{l/2 - a} \operatorname{arctg} \frac{(-x+l/2)/y - (-x+a)/y}{1 + (-x+l/2)(-x+a)/y^2} \right] = \end{aligned}$$

$$= \frac{I_{\max}}{4\pi} \left[-\frac{1}{l/2+a} \operatorname{arctg} \frac{y(a+l/2)}{y^2+(-x+a)(-x-l/2)} + \frac{1}{l/2-a} \operatorname{arctg} \frac{y(l/2-a)}{y^2+(-x+l/2)(-x+a)} \right].$$

Внеся минус под знак арктангенса, имеем

$$h_x = \frac{I_{\max}}{4\pi} \left[\frac{1}{l/2+a} \operatorname{arctg} \frac{y(-a-l/2)}{y^2+(x-a)(x+l/2)} - \frac{1}{l/2-a} \operatorname{arctg} \frac{y(a-l/2)}{y^2+(x-a)(x-l/2)} \right].$$

Аналогично ищем индуцированную компоненту магнитного поля h_y

$$h_y = \frac{1}{2\pi} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{j(\xi)(x-\xi)}{(x-\xi)^2+y^2} d\xi = \frac{I_{\max}}{4\pi} \left[\frac{1}{l/2+a} \int_{-l/2}^a \frac{x-\xi}{(x-\xi)^2+y^2} d\xi - \frac{1}{l/2-a} \int_a^{l/2} \frac{x-\xi}{(x-\xi)^2+y^2} d\xi \right]. \quad (12)$$

Делая замену вида $t = \xi - x$, получим

$$h_y = \frac{I_{\max}}{4\pi} \left[-\frac{1}{l/2+a} \int_{-x-l/2}^{-x+a} \frac{t}{t^2+y^2} dt + \frac{1}{l/2-a} \int_{-x+a}^{-x+l/2} \frac{t}{t^2+y^2} dt \right].$$

Используя неопределенный интеграл вида

$$\int \frac{t}{t^2+y^2} dt = \frac{1}{2} \int \frac{d(t^2)}{t^2+y^2} = \frac{1}{2} \ln[t^2+y^2],$$

выражение (12) примет вид

$$h_y = \frac{I_{\max}}{8\pi} \left[-\frac{1}{l/2+a} \ln[t^2+y^2] \Big|_{t=-x-l/2}^{-x+a} + \frac{1}{l/2-a} \ln[t^2+y^2] \Big|_{t=-x+a}^{-x+l/2} \right] = \\ = \frac{I_{\max}}{8\pi} \left[-\frac{1}{l/2+a} \ln \frac{(-x+a)^2+y^2}{(x+l/2)^2+y^2} + \frac{1}{l/2-a} \ln \frac{(-x+l/2)^2+y^2}{(-x+a)^2+y^2} \right].$$

Окончательно h_y имеет вид

$$h_y = \frac{I_{\max}}{8\pi} \left[\frac{1}{l/2-a} \ln \frac{(x-l/2)^2+y^2}{(x-a)^2+y^2} - \frac{1}{l/2+a} \ln \frac{(x-a)^2+y^2}{(x+l/2)^2+y^2} \right]. \quad (13)$$

Подставляя выражение (13) в (9), получим

$$P' = VB_0 \int_{-l/2}^{l/2} I(\xi) d\xi = VB_0 I_{\max} \left[\frac{1}{l/2+a} \int_{-l/2}^a (l/2+\xi) d\xi + \frac{1}{l/2-a} \int_a^{l/2} (l/2-\xi) d\xi \right] = \\ = \frac{VB_0 I_{\max}}{2} \left[\frac{1}{l/2+a} \left(al+a^2+\frac{l^2}{4} \right) + \frac{1}{l/2-a} \left(\frac{l^2}{4}-al+a^2 \right) \right] = \frac{VB_0 I_{\max}}{2} \left[\frac{(l/2+a)^2}{l/2+a} + \frac{(l/2-a)^2}{l/2-a} \right] = \frac{I_{\max} B_0 l V}{2}.$$

Обсуждение результатов

Необходимо отметить, что исследуемая величина, как следует из уравнения (9), тождественно равна произведению индуктивного сопротивления на скорость. При интегрировании сначала по x (при определении главного значения), а затем по y величина энергии даст другие результаты, что не является необычным, так как это зависит от применения главного значения интеграла к физической проблеме. В работе преобразования сделаны так, чтобы результат имел определенный физический смысл.

Так, например, два члена в уравнении (1), включающие h_x^2 и h_y^2 , для типичных условий движения спутника обычно на несколько порядков величины меньше, чем индуктивное сопротивление. Так как в работе [1] результаты были получены на основании только численных расчетов (численной оценки

расходящегося интеграла) и оценки каждого из трех членов, по-видимому, не производились, то ясно, почему Чу и Гросс [1] пришли к выводу, что волновое сопротивление является частью индуктивного сопротивления. Представленные в статье аналитические исследования дают понять, что их заключение ошибочно.

Дополнительно можно отметить, что в [3,10] предложен механизм генерации узкополосного электромагнитного излучения в ультра низкочастотном диапазоне, сопровождающего полет ракет-носителей на активном участке горизонтальной траектории полета. Такое излучение многократно регистрировалось как во время запуска, так и во время посадки космических аппаратов наземной сетью электромагнитных обсерваторий на территории США (Rauscher and Van Bise, 1999). Рассмотренный механизм связывает регистрируемые колебания магнитного поля с распространением в нижней ионосфере гиротропных волн, генерируемых когерентными источниками. Такими источниками служат электрические токи, наведенные фоновым электрическим полем в горизонтальных неоднородностях ионосферной проводимости. Фоновое поле в низкочастотном диапазоне формируется, в основном, магнитосферными источниками. Неоднородности формируются импульсом акустико-гравитационных волн, генерируемых движущейся ракетой-носителем в нижней ионосфере на горизонтальном участке ее траектории. Подтверждением генерации такого импульса служат данные измерения зависимости от времени полного электронного содержания ионосферы, полученные во время запусков ракет-носителей «Протон» с космодрома Байконур. Отмечено, что возмущение генерируется в окрестности горизонтального участка траектории полета. Оно распространяется волной, фазовая скорость которой порядка скорости звука. Расчеты спектра электромагнитных колебаний в [3, 10, 12] проведены с использованием модели тонкого проводящего слоя ионосферы. В результате получена спектральная линия, частота максимума которой порядка 5 Гц совпадает с частотой главного максимума спектра регистрируемого колебания. Однако в эксперименте наблюдается линейчатый спектр колебаний с частотами максимумов спектральных линий в диапазоне 1–20 Гц примерно равными 5, 8, 12, 17 Гц.

Заключение

Исследована аналитическая зависимость для энергии, излучаемой спутником с учетом направления распространения волн Альвена. Доказано, что порядок интегрирования влияет на существование интеграла для определения индуктивного сопротивления спутника. Отмечено, что линейный член в уравнении энергии влияет на индуктивное сопротивление при произвольном законе распределения тока в спутнике, и, что полное сопротивление будет больше индуктивного. В результате исследований показано, что при движении спутника на малых высотах распределение тока может быть удовлетворительно аппроксимировано отрезками прямых линий с максимумом в точке нулевого потенциала, то есть в точке, где потенциал спутника равен потенциалу ионоплазмы. Выявлено, что индуцированные компоненты магнитного поля можно определить интегрированием. Определена индуцированная компонента магнитного поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке ОАО «Радиотехнический институт им. академика А.Л. Минца».

Список литературы

1. *Chu, C.K. and Gross, R.A.* Alfvén Waves and Induction Drag on Long Cylindrical Satellites // *AIAA Journal*. Dec. 1966. Vol. 4, No. 12. P. 2209–2214.
2. *Drell, S.D., Foley, H.M., and Ruderman, M.A.* Drag and Propulsion of Large Satellites in the Ionosphere: An Alfvén Propulsion Engine in Space // *Journal of Geophysical Research*. 1965. Vol. 70. P. 3131–3145.
3. *Амражев М.П. и др.* Борьба с радиоэлектронными средствами./Под ред. Н.П. Марьина. М.: Военное издательство. 1972. 272 с.
4. *Афраймович Э.Л., Перевалова Н.П., Плотников А.В.* Регистрация ионосферных откликов на ударно-акустические волны, генерируемые при запусках ракет-носителей/ *Геомагнетизм и аэрона-*
5. *Сидняев Н.И.* Обзор методик исследования обтекания гиперзвуковым потоком газа тел с разрушающим покрытием // *Теплофизика и аэромеханика*. 2004, т. 11, № 4, С. 501–522.
6. *Sidnyaev, N.I.* Numerical Solution of the Problem of Gas Efflux From a Closed Volume Into Atmosphere / *Technical Physics Letters*. 2005. Vol. 31. No. 1. P. 17–24.
7. *Sidnyaev, N.I.* Studi of Heat and Mass Transfer for Hypersonic Flow Past a Complex Body of Revolution/ *Thermophysics and Aeromechanics*, 2006, Vol. 13. No. 1. P. 2–16.
8. *Sidnyaev, N.I.* Pressure Distribution Along the Surface

- of Combined Bodies Streamlined by a Hypersonic Flow // Technical Physics Letters. 2006. Vol. 32. No. 7. P. 564–566.
9. *Sidnyaev, N.I.* Investigation of Aerodynamic Characteristics of a Hypersonic Flow Around Bodies of Revolution with a Permeable Tip/Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. 2007. Vol. 48. No. 2. P. 19–26.
 10. *Сорокин В.М.* Волновые процессы в ионосфере, связанные с геомагнитным полем. Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31. С. 1169–1180.
 11. *Sidnyaev, N.I.* Aerodynamic Performances of Hypersonic Aircrafts with Surface Mass Transfer/Mathematical Models and Computer Simulations. 2009. Vol. 1. No. 3. P. 343–352.
 12. *Kane, J.J.* Nonequilibrium Sodium Ionization in Laminar Boundary Layers. 1964. AIAA J. 2. P. 1651–1653.
 13. *Hayes, W.D., Probst, R.F.* Hypersonic Flow Theory. Academic Press. New York, 1959..
 14. *Lin, S.C.* Ionized Wakes of Hypersonic Objects. Avco Everett Research Lab. Research Rept. 151 (June 1951).

PHYSICAL PRINCIPLES AND MATHEMATICAL MODEL OF CONTROL OF INDUCTIVE RESISTANCE OF COMPANIONS IN A PLANET IONOSPHERE

KLOCHKOVA, D. V., SAVCHENKO, V. P., AND SIDNYAEV, N. I.

The analytical relation for the energy radiated by the companion taking into account a direction of distribution of waves of Alvena is investigated. It is proved that the integration order influences existence of an integral for definition of inductive resistance of the companion. It is noticed that the linear member in the energy equation influences inductive resistance at any law of distribution of a current in the companion, and that full resistance will be more inductive. As a result of researches it is shown that at companion motion at small altitudes current distribution can be well approximated sections of straight lines with a maximum in a point of zero potential, that is in a point where the companion potential is equal to potential ionoplazma. It is revealed that the induced components of a magnetic field can be determined integration. It is determined induced a magnetic field component.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИБОРОВ И УСТРОЙСТВ МЕТРОЛОГИИ

УДК 53.097

ДИНАМИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУШНОЙ СРЕДЫ В ОКРЕСТНОСТИ ПРОВОДНИКА С ТОКОМ ПРИ НЕРАВНОВЕСНОМ ПРОЦЕССЕ

© Авторы, 2012

Куницын В. Е. — доктор физ.-мат. наук, проф., зав. каф. «Физика атмосферы» физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова.

E-mail: kunitsyn@phys.msu.ru

Салецкий А. М. — доктор физ.-мат. наук, проф., зав. каф. «Общей физики» физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова.

E-mail: sam@phys.msu.ru

Усманов Н. Н. — кандидат физ.-мат. наук, с.н.с., физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова.

E-mail: usmaserg@yahoo.com

Аннотация

Исследована динамика изменения температуры воздушной среды в окрестности проводника с током при неравновесном процессе. Изучены особенности пространственного распределения температуры воздушной среды в окрестности проводника при протекании импульсного тока.

Ключевые слова: проводник, импульс тока, термодинамика, температура, неравновесный

Abstract

The dynamics of variation of air space temperature vicinity to current conductor at non-equilibrium process was investigated. The characteristics of spatial distribution of temperature of air space surrounding a conductor with an electric current were studied.

Keywords: conductor, impulse of current, thermodynamics, temperature, nonequilibrium

Знание закономерностей изменения электромагнитного поля и термодинамических параметров среды в прилегающем к токовому проводнику пространстве позволяет находить оптимальное решение многих практических задач [1]. Мониторинг параметров электромагнитного поля и термодинамических параметров среды вблизи линий электропередач важен для прогноза экологических вариаций [1–3]. Исследование изменений термодинамических параметров среды, окружающей токовые проводники, также представляется интересным, поскольку в настоящее время большой интерес исследователей вызывают свойства материалов, состоящих из различных веществ и их фазовых состояний. В современной микро и нанoeлектронике для реализации процессов широко применяются токовые импульсы, протекающие в изолированных проводниках, поверхность которых является составляющей границы раздела металл-воздух.

В настоящей работе исследовалось пространственное распределение температурных изменений в окрестности проводника при протекании импульсного тока.

Для проведения исследований были изготовлены стеклянные трубки с отводом для соединения с датчиком давления и атмосферой. При проведении экспериментов, как и в [4], в запаянные стеклянные трубки диаметром 8 мм вдоль их оси помещались металлические проводники с диаметром сечения 0.1 мм. В трубке также имелся отвод перпендикулярный к оси провода, внутри которого помещался датчик температуры. Датчик имел возможность перемещения от оси на расстояние большее радиуса трубки. Температуру определяли по величине тока протекающего в цепи терморезистора. Величину тока в цепи терморезистора вычисляли по сигналу на экране осциллографа TDS 2024B. Для создания

импульсов тока в проводнике использовался генератор токовых импульсов с длительностью фронта и спада импульса менее 1 мкс.

Вначале эксперимента в стеклянной трубке устанавливалось атмосферное давление воздуха. Датчик температуры устанавливался вблизи проводника. Определялась температура воздушной среды на заданном расстоянии от оси провода.

Характер изменения температуры воздушной среды вблизи проводника при протекании импульсного тока зависит как от амплитуды импульса, так и от расстояния от поверхности проводника. На рис. 1 представлены сигналы, соответствующие токовому импульсу в проводнике и току в цепи терморезистора. Изменение температуры для различных значений амплитуд тока при расположении датчика температуры на минимальном расстоянии также, как и изменение давления [4], с учетом релаксации соответствует изменению тока в проводнике (рис. 1а, в). Конечные скорости теплопередачи приводят к иной динамике изменения температуры вдали от поверхности проводника (рис. 1с).

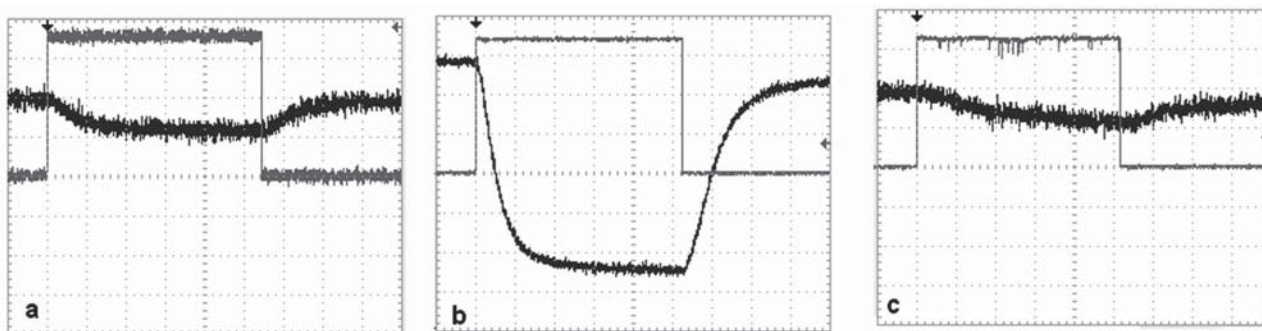


Рис. 1. Изменение сигналов: а) для амплитуды тока $I = 0.11$ А при расположении датчика на расстоянии $R = 0.3$ мм от оси проводника; б) для амплитуды тока $I = 0.55$ А при расположении датчика на расстоянии $R = 0.3$ мм от оси проводника; в) для амплитуды тока $I = 0.55$ А при расположении датчика на расстоянии $R = 3.3$ мм от оси проводника

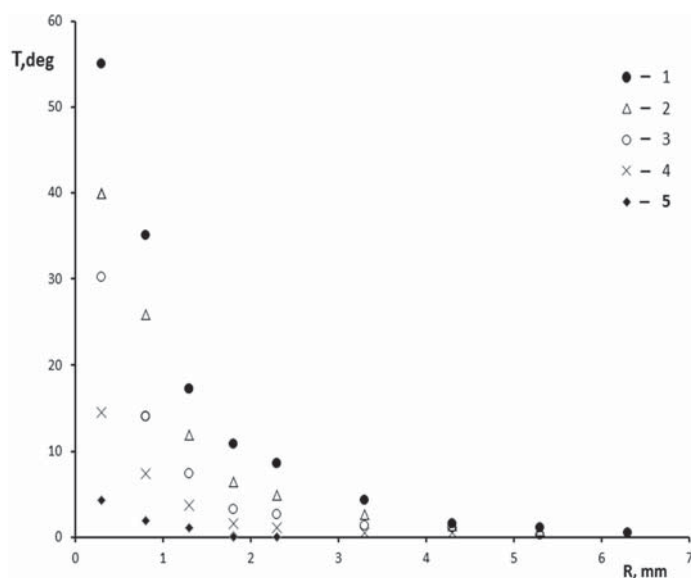


Рис. 2. Зависимость изменения температуры среды от расстояния до оси провода в момент времени $t = 5.2$ с для различных амплитуд тока I , А:
 1–0.55; 2–0.43; 3–0.33; 4–0.22; 5–0.11

На рис. 2 приведены зависимости изменения температуры воздуха от расстояния от оси проводника после подачи импульсов тока различных амплитуд в момент времени 5.2 с. Градиент температуры существенно больше при больших амплитудах тока, поскольку увеличивается поток тепла через боко-

вую поверхность цилиндра: $I = -k \text{ grad } T$.

На рис. 3 представлена зависимость изменения температуры среды в момент времени $t = 5.2$ с от квадрата тока для различных расстояний от оси провода.

Вдали от поверхности проводника изменение температуры пропорционально квадрату тока. При приближении к поверхности провода зависимость от тока отличается от квадратичной.

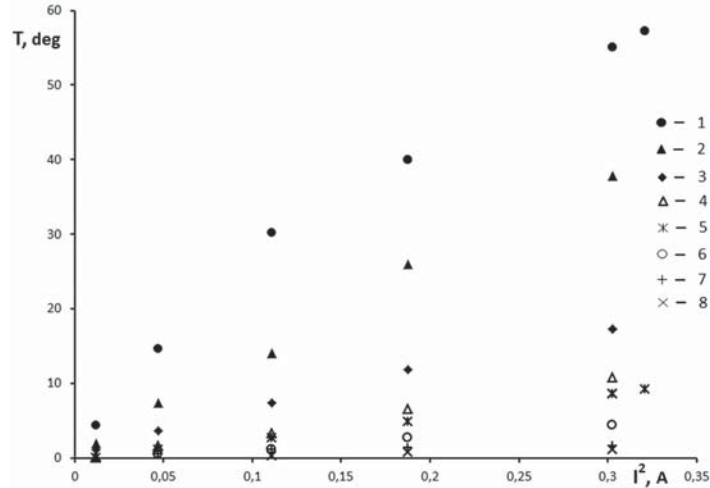


Рис.3. Зависимость изменения температуры среды от квадрата тока в момент времени $t = 5.2$ с для различных расстояний от провода R , мм:
 1–0.3; 2–0.8; 3–1.3; 4–1.8; 5–2.3; 6–3.3; 7–4.3; 8–5.3

Для минимального расстояния в данном эксперименте зависимость изменения температуры среды ближе к линейной зависимости.

Пространственное распределение температуры в координатах R, I представлено на рис.4.

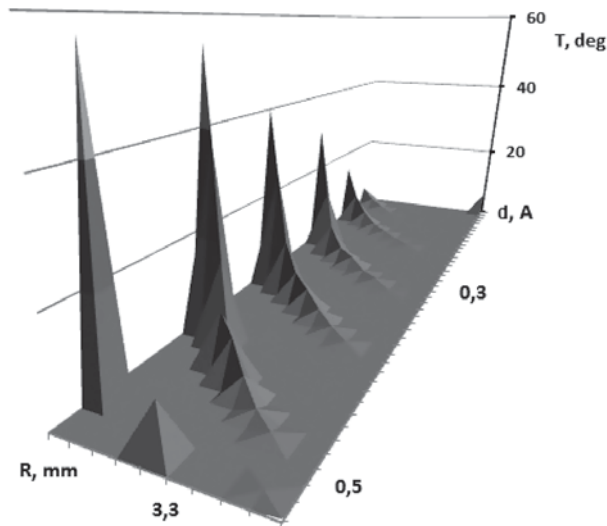


Рис.4. Распределение изменения температуры.

Давление в системе можно считать установившемся [4] при регистрации температуры в момент времени $t = 5.2$ с, которое превосходит время релаксации. Исходя из представлений молекулярно кинетической теории газов для различно удаленных от проводника точек пространства давление одинаково $P_1 = P_2$ даже при различии температур и соответственно $n_1 k T_1 = n_2 k T_2$. Тогда при $T_1 > T_2$ концентрация молекул газа меньше в первой области. Следует ожидать, что вблизи проводника с током существует

область разрежения.

Длина свободного пробега обратно пропорциональна эффективному сечению молекул и их концентрации. При наличии более высокой температуры вблизи проводника в этой области эффективное сечение молекул и концентрация меньше. Длина свободного пробега молекул в этой области будет больше и часть молекул, обладающих наибольшей кинетической энергией, будет испытывать столкновения вдали от поверхности проводника. Однако, количественные оценки длины свободного пробега для условий проведенного эксперимента позволяют предполагать, что отклонение от ожидаемой зависимости скорее обусловлено другими факторами. Наиболее вероятно, что передача энергии от проводника излучением происходит более интенсивно удаленным слоям воздушной среды. Доля энергии излучения, прошедшей сквозь слой вблизи проводника, больше, чем прошедшей через более удаленный слой, поскольку поглощение вдали от провода происходит большим количеством молекул газа. Следует ожидать, что поглощенная в прилегающем к проводнику слое энергия излучения меньше. Изменение концентрации молекул воздушной среды приводит к некоторому отличию температурной зависимости вблизи проводника. Изменение давления, регистрируемое при протекании тока в проводнике, соответствует интегральному изменению температуры в объеме. Соответственно, и зависимость от тока, протекающего в проводнике, будет состояться из вклада объема воздушной среды вблизи проводника и остальной ее части. При ограничении объема ближней областью можно добиться линейной зависимости параметров. Приповерхностный слой может обладать особыми физическими свойствами, поскольку изменение термодинамических параметров в этом слое создает условия для отличного от остального объема изменения внутренней энергии молекул газов, входящих в состав воздушной смеси.

Список литературы

1. Балханов В. К., Башкуев Ю. Б., Хантанов В. Б. Электрическое поле контактной сети железных дорог. Электромагнитные волны и электронные системы. 2007. № 4. Т. 12. С. 38–40.
2. Александров Г. Н. Установки сверхвысокого напряжения и охрана окружающей среды. Л. Энергоатомиздат, 1989.
3. Чехов В. И. Экологические аспекты передачи электроэнергии. М.: Изд-во МЭИ, 1991.
4. Усманов Н. Н., Куницын В. Е. Изменение термодинамических параметров воздушной среды в окрестности проводника с электрическим током. Электромагнитные волны и электронные системы. 2010. Т. 15. №8. С. 60-61.

THE DYNAMIC DISTRIBUTION OF TEMPERATURE OF AIR SPACE IN VICINITY TO CURRENT CONDUCTOR AT NON-EQUILIBRIUM PROCESSES

KUNITSYN, V. E., SALETSKY, A. M., AND USMANOV, N. N.

The study demonstrates results of investigations of variations in thermodynamic parameters of air environment in the space surrounding a conductor with an electric current. Changes of thermodynamic parameters in the vicinity to conductor at impulse current flow with various amplitude and duration are investigated. The mode of transformation of temperature changes was studied upon increasing the distance from conductor axis for various amplitudes of current pulse. The characteristic time dependences of temperature at impulse electric current flow with various amplitude are shown. The changes in properties of near-surface air layer at current pulse flow in the conductor were detected. The spatial distribution of changes in air temperature in vicinity to conductor at impulse current flow was shown.

НАШИ ЮБИЛЯРЫ

МАСАЛОВ СЕРГЕЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ (К 75-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ)

С. А. Масалов родился в 1937 г. в Воронеже, в 1959 г. закончил физико-математический факультет Харьковского госуниверситета. Научное мировоззрение С. А. Масалова сформировалось под руководством выдающихся ученых: академиков В. А. Марченко и В. П. Шестопалова. В 1966 г. он защитил кандидатскую, а в 1981 г. докторскую диссертацию в Харьковском государственном университете.

С 1966 по 1986 гг. С. А. Масалов работал научным сотрудником Института радиофизики и электроники АН УССР, а с 1986 г. по настоящее время возглавляет отдел радиоинтроскопии ИРЭ им. А. Я. Усикова НАН Украины. С. А. Масалов — выдающийся ученый, научные труды которого лежат в основе таких отраслей современной радиофизики как математическая теория дифракции волн, резонансное рассеивание электромагнитных волн на периодических структурах. Его научные

результаты внесли большой вклад в создание электронно-вакуумных генераторов для миллиметровых радаров, исследование открытых резонаторов для квантовых генераторов, создание антенн для радиолокаторов широкого приложения.

С. А. Масалов — организатор и руководитель целого ряда научных направлений, которые основаны им лично и развиваются сейчас его учениками в Украине и СНГ. Он является одним из основателей создания математически обоснованных эффективных методов решения различных классов задач дифракции, возбуждения и распространения электромагнитных волн в резонансной области частот. Созданные методы позволили получать достоверную информацию о фундаментальных физических явлениях и на этой основе разрабатывать уникальные приборы и устройства миллиметровых волн. Эти результаты широко известны ученым Украины и зарубежья, обобщены в монографиях, соавтором которых является С. А. Масалов, получили признание и статус классических. Объемный цикл исследований выполнен им по разработке физических основ технологий типа «Стелс» для создания радиолокационных невидимок.

С. А. Масалов является автором свыше 200 научных трудов, в том числе 4 монографий и 15 изобретений.

Им сформирована широко известная научная школа в отрасли вычислительной электродинамики, из которой вышли известные украинские ученые, которые в настоящий момент возглавляют научные отделы Института, работают в научных учреждениях СНГ, известных зарубеж-



ных центрах. Школой было подготовлено 8 докторов и свыше 15 кандидатов наук, ее научной продукцией стали 10 монографий, которые являются классическими в области теоретической радиифизики.

В наше время С. А. Масалов — энергичный руководитель нового научного направления — разработка радиофизического метода видеоимпульсной локации подземных объектов и подповерхностного зондирования. Целью этих работ является создание методов и средств исследования подземных объектов в почве на глубине до 50 м для поиска подземных полостей, локальных объектов естественного и искусственного происхождения. В этой области науки С. А. Масалов создал и всемерно поддерживает активно действующую работоспособную научную группу, авторитет которой замечен не только в Украине, но и за рубежом.

Активные научные исследования С. А. Масалов успешно совмещает с научно организационной и педагогической деятельностью. Он более 10 лет был профессором кафедры дифференциальных уравнений и управления механико-математического факультета Харьковского национального университета, много лет принимал участие в работе Государственных экзаменационных комиссий в ХНУ как председатель. С. А. Масалов постоянно руководит работой аспирантов и соискателей, он является членом квалификационных советов по присуждению степени доктора физ.–мат. наук в ХНУ и ИРЭ, членом ученого совета ИРЭ, редколлегии журнала «Радиофизика и электроника».

Научные достижения С. А. Масалова высоко оценены государством. Он является дважды лауреатом Государственных премий Украины в области науки и техники 1972 и 1989 гг. как соавтор циклов работ «Создание и внедрение комплекса квазиоптических радиоизмерительных устройств миллиметровых и субмиллиметровых волн» и «Теория резонансного рассеивания волн и ее приложения в радиофизике».

В 2000 г. С. А. Масалов награжден Харьковской Облгосадминистрацией стипендией для выдающихся ученых им. К. Д. Синельникова, в 2008 году ему присвоено звание Заслуженный деятель науки и техники Украины.

Результаты научных исследований С. А. Масалова поддержаны грантами международных фондов МНФ, НТЦУ, отмечены в 1998 г. грамотой международной научной организации The Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE) за лучшую научную публикацию. В 2006 г. федерация космонавтики России наградила С. А. Масалова медалью Ю. А. Гагарина за заслуги перед космонавтикой.

**Друзья, коллеги, редколлегия журнала желают юбиляру
крепкого здоровья и новых творческих успехов!**

КУРАЕВ АЛЕКСАНДР АЛЕКСАНДРОВИЧ (К 75-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ)

Доктор физико-математических наук, профессор, заслуженный деятель науки Белоруссии, заведующий кафедрой антенн и устройств СВЧ Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники, член редколлегии международного журнала «Электромагнитные волны и электронные системы», председатель совета по защите диссертаций Д 02.15.05 — специальность «Радиофизика».

Родился в г. Саратове. Окончил в 1960 г. Саратовский госуниверситет, физический факультет (кафедра «Электроники»).

Первая научная работа А. А. Кураева опубликована в 1961 г. Она основана на материалах дипломной работы и посвящена общей теории ЛБВ с дискретным взаимодействием. Заложённые в ней идеи успешно используются и в наше время при анализе и оптимизации ЛБВ на ЦСР и субмиллиметровых ЛБВ на изогнутых волноводах.

После приезда в Минск в 1966 г. А. А. Кураев организовал и возглавил в Минском радиотехническом институте (ныне — Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники) группу специалистов, активно развивающих новое научное направление — теоретическое исследование, математическое моделирование и оптимизация линейных и нелинейных электромагнитных процессов, программная реализация и приложение к задачам электроники и электродинамики. На этом пути оказалась возможной реализация вычислительного эксперимента, открывающего пути поиска и исследования фундаментальных процессов и явлений нелинейной радиофизики.

Основными достижениями А. А. Кураева являются: разработка строгой теории возбуждения произвольно нерегулярных полых, коаксиальных, спиральных волноводов с учетом омических потерь; создание нелинейной теории взаимодействия мощных электронных потоков с электромагнитными полями произвольно нерегулярных электродинамических систем с учетом квазистатических и динамических сил пространственного заряда пучка и неоднородности направляющего магнитного поля; предложен и разработан вариационно-итерационный метод решения задач оптимального управления нелинейными динамическими процессами — АУС-метод (аппроксимация управления в классе допустимых по физическим условиям функций и использование сопряженных по Гамильтону переменных для аналитического определения градиента целевой функции).

В последние годы эффективность АУС-метода была существенно повышена за счет использования атомарных функций, локальность и аппроксимирующие свойства которых в наибольшей степени отвечают смыслу АУС-метода (работы совместно с В. Ф. Кравченко); на основе развитых и обоснованных теорий, а также АУС-метода созданы циклы вычислительных экс-



периментов, с применением которых были найдены и исследованы оптимальные по заданному критерию качества варианты ряда приборов СВЧ: гиротронов, гироклистронов, гиро-ЛБВ, ЛБВ, клистронов, пениотронов и др. Характерными для всех вариантов были: неординарный тип распределения статических полей и профиль электродинамических систем.

На основе проведенного А. А. Кураевым с сотрудниками вычислительного эксперимента впервые были предсказаны и исследованы эффекты нелинейного излучения предварительно прямолинейного электронного потока в интерферирующих вращающихся электромагнитных полях E - и H - типов в условиях нормального эффекта Доплера (1973–1990); бистабильность излучения Вавилова-Черенкова в нелинейных средах (1986); «дефект» энергии при черенковском взаимодействии электронных потоков с электромагнитной волной, который компенсируется на коллекторе за счет ускорения электронного сгустка силами электростатического изображения (1991); эффект O -типа поперечно промодулированных электронных потоков в продольно неоднородных магнитостатических полях (1982).

Исследование впервые обнаруженных А. А. Кураевым эффектов и механизмов излучения позволило предложить новые эффективные типы приборов СВЧ: гирокон с продольным магнитным полем, гиротон (прибор с круговой разверткой релятивистского пучка и гирорезонансным отбирателем), гиротон бегущей волны на связанных E_{11} и H_{11} волнах. ЛБВ-0 со спирализированным электронным потоком и оптимально профилированным управляющим магнитным полем, гиротрон с многозеркальным резонатором бегущей волны, гиротрон с магнитным зеркалом, гироклистрон с резонатором на второй гармонике рабочей частоты в группирователе, гироклиноотрон, клистрон с поперечной модуляцией. На конструкции этих приборов и некоторые типы резонаторов получено восемь авторских свидетельств. Разработаны устойчивые пошаговые методы решения краевых двухточечных задач в теории нерегулярных волноводов: четные алгоритмы и метод блочной матричной прогонки с аппроксимацией в базисе функций Кравченко-Рвачева.

С 1997 г. А. А. Кураев развивает волновую теорию пространства–времени. Она базируется на разделении расчетных координат и времени и реального физического пространства–времени, в котором время имеет не скалярный, а векторный характер. Вихревая часть пространства–времени имеет волновой характер, что предполагает наличие его энергетических источников и стоков. Пространство–время дискретно и определено только в рациональных точках числовых осей и вне этих точек не существует.

Большое внимание А. А. Кураев уделяет воспитанию молодых научных кадров. Под его научным руководством защищены 14 кандидатских и 5 докторских диссертаций.

А. А. Кураевым опубликовано более 200 статей в центральных и зарубежных изданиях, а также 14 учебников и монографий, которые получили высокую оценку научной общественности как в России, Белоруссии, так и за рубежом. Они рассматриваются как основополагающие.

**Друзья, коллеги, редколлегия журнала желают юбиляру
крепкого здоровья и новых творческих успехов!**

СОДЕРЖАНИЕ ТОМА 1

НОМЕР 1

ПАМЯТНЫЕ ДАТЫ

- Шифрин Я.С.** К 100-летию Якова Наумовича Фельда 3

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

- Яцук Л.П., Блинова Н.К., Ляховский А.А., Ляховский А.Ф.** Закономерности частотного сканирования в волноводно-щелевой антенне, возбуждаемой замедленной волной 7
- Батраков Д.О., Головин Д.В.** Дифракция плоской Е-поляризованной волны на цилиндрическом включении в плоскостой среде 16
- Легенский М.Н., Бутрым А.Ю.** Распространение нестационарного электромагнитного поля в диэлектрическом волноводе 23
- Комарь Г.И.** Моделирование энергетических характеристик произвольных связанных и радиолокационных систем 36

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ФИЗИКИ И ТЕХНИКИ СВЧ-ДИАПАЗОНА

- Губский Д.С., Снявский Г.П.** Учет особенности электромагнитного поля при проектировании цилиндрических волноводных структур для СВЧ приборов 51

ПРОБЛЕМЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ И ИЗОБРАЖЕНИЙ В АКУСТООПТИКЕ И РАДИОФИЗИКЕ

- Антофеев В.И., Быков В.Н., Иванченко Д.Д.** Влияние шумовой температуры антенного обтекателя на изображение, формируемое матричными радиометрическими системами 76

МЕТОДЫ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ И РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

- Волосюк В.К., Павликов В.В.** Статистический синтез оптимальных и квазиоптимальных одноантенных радиометров модуляционного типа 86

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ КОСМИЧЕСКОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ

- Иванов И.И.** Синхронизация бортовых и наземных ионозондов при системном зондировании ионосферы 101

НОМЕР 2

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

- Бабичева Г.В., Снявский Г.П., Бабичева Е.Р.** Дисперсия электромагнитных волн в касательно намагниченной ферритовой пленке с металлическими экранами 3

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ КОСМИЧЕСКОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ

- Татаренко Н.И., Егоров К.В., Ходжаев В.Д., Коснинова Е.Н., Савушкина С.В.** Упорядоченные матрицы оксидно-ниобиевых нановыступов— технология формирования, структура, геометрические параметры и элементный состав 15

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ФИЗИКИ И ТЕХНИКИ СВЧ-ДИАПАЗОНА

- Снявский Г.П., Бабичев Р.К., Вяткина С.А.** Исследование пучка обратных объемных магнитостатических волн в структуре феррит-диэлектрик-металл 30
- Кравченко В.Ф., Кураев А.А., Попкова Т.Л., Рак А.О.** Оптимальные по КПД релятивистские генераторы и усилители. Часть I 41

ПРОБЛЕМЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ И ИЗОБРАЖЕНИЙ В АКУСТООПТИКЕ И РАДИОФИЗИКЕ

- Звездина М.Ю., Прыгунов А.Г., Трепачёв В.В., Прыгунов А.А., Самоделов А.Н.** Исследование условий экспонирования эталонной голограммы голографического интерферометра 65

МЕТОДЫ ВЫСОКОТОЧНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ И ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

- Габриэлян Д.Д., Прыгунов А.А., Прыгунов А.Г., Сафарьян О.А.** Метод оценки частот в системе генераторов 72

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИБОРОСТРОЕНИЯ ДЛЯ БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЫ

- Новиковский Н.М., Разномазов В.М., Пономаренко В.О., Сарычев Д.А.** Рентгеновский флуоресцентный спектрометр с геометрией скользящих углов падения рентгеновского излучения на исследуемый образец 78

ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ

- Грейсух Г.И., Ежов Е.Г., Степанов С.А., Калашников А.В.** Пластмассово-линзовые вариообъективы с дифракционно-рефракционными корректорами 83

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

- Иванов В.К., Матвеев А.Я., Цымбал В.Н., Яцевич С.Е.** Авиационная дистанционная радиолокационно-радиотепловая диагностика переувлажнения почв 91

НОМЕР 3

ОБЗОРЫ

- Куркин И. И., Кутелев К. А., Ойнац А. В., Nishitani, N.** Перспективы применения радаров SuperDARN для мониторинга динамики ионосферы в России 3

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

- Кириянова К. С., Крюковский А. С.** Влияние локальных ионосферных неоднородностей на распространение декаметровых радиоволн 19
- Безуглов Д.А., Рытиков С. Ю.** Дифференцирование сигнала на фоне шума с применением максимально-правдоподобной оценки 26

ПРОБЛЕМЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ И ИЗОБРАЖЕНИЙ В АКУСТООПТИКЕ И РАДИОФИЗИКЕ

- Грозов В. П., Куркин В. И., Пономарчук С. Н.** Методы обработки и интерпретации данных зондирования ионосферы непрерывным ЛЧМ сигналом 33
- Курекин А. А., Курекин А. С., Lever, K. V., Яцевич С. Е.** Моделирование помех от земной поверхности для определенной местности с помощью радиолокационных изображений и других данных дистанционного зондирования 42
- Пономарев В. И., Castillejos, H., Duchen, G.** Алгоритмы сегментации, основанные на вейвлет-преобразовании и их реализация в процессоре цифровой обработки сигналов 55

ОСНОВЫ ПРИБОРОВ И УСТРОЙСТВ

- Боритко С. В., Пустовойт В. И., Суворов В. А.** Подстраиваемый автогенератор с экспоненциально узкой полосой 68
- Каменский В. В., Соколов С. В.** Оптические кодирующие устройства на основе телескопических нанотрубок 77
- Аллес М. А., Ковалев С. М., Соколов С. В.** Оптоэлектронные дефазификаторы 83

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ В МИЛЛИМЕТРОВЫХ СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ДИАПАЗОНАХ

- Кузьмичев И. К., Попков А. Ю., Рудь Л. А.** Возбуждение TE_{11} и TE_{01} волн в коаксиальном волноводе, включенном в состав открытого резонатора. Часть I. Эффективность возбуждения 92

НАШИ ЮБИЛЯРЫ

- Синяевский Геннадий Петрович (к 70-летию со дня рождения) 101

НОМЕР 4

ОБЗОРЫ

- Гадзиева А. А., Заргано Г. Ф., Земляков В. В., Крутиев С. В.** SIW-технологии, история создания, современное состояние и перспективы развития 4

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ В МИЛЛИМЕТРОВЫХ И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ДИАПАЗОНАХ

- Кузьмичев И.К., Попков А.Ю., Рудь Л.А.** Возбуждение TE_{11} и TE_{01} волн в коаксиальном волноводе, включенном в состав открытого резонатора. Часть 2. Моделирование ключа 14

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

- Валов В. А., Вертоградов Г. Г., Вертоградов В. Г., Вертоградова Е. Г., Кубатко С. В., Урядов В. П., Черкашин Ю. Н.** ЛЧМ ионозонд-радиопеленгатор и его применение в ионосферных исследованиях 24
- Игнатъев В. К., Козин Д. А., Орлов А. А., Станкевич Д. А.** Микромагнитный метод микроструктурного анализа ферромагнитных цилиндрических образцов 44
- Горелов А. М., Зевакин Е. А., Иванов С. Г., Каледин С. Б., Леонов С. О., Носов В. Н., Савин А. С.** О комплексном подходе к дистанционной регистрации гидродинамических возмущений морской среды оптическими методами 58
- Иванов В. А., Иванов Д. В., Рябова Н. В.** Зондирование ионосферы и многомерного КВ радиоканала сигналами с линейной частотной модуляцией 66
- Вязьмитинов И. А., Мирошниченко Е. И., Сытник О. В.** Статистические свойства спектральных оценок информационных сигналов при зондировании малоподвижных объектов 78

МЕТОДЫ ВЫСОКОТОЧНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ И ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

- Али М., Балашов А. А., Вагин В. А., Качурин Ю. Ю., Кириянов А. П., Шапкарин И. П.** Лазерные интерференционные холоэллипсометры для мониторинга двумерных одноосных кристаллов 86

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

- Клочкова Д. В., Савченко В. П., Сидняев Н. И.** Физические принципы и математическая модель управления индуктивным сопротивлением спутников в ионосфере планеты 98

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИБОРОВ И УСТРОЙСТВ МЕТРОЛОГИИ

- Куницын В. Е., Салецкий А. М., Усманов Н. Н.** Динамическое распределение температуры воздушной среды в окрестности проводника с током при неравновесном процессе 106

НАШИ ЮБИЛЯРЫ

- Масалов Сергей Александрович (к 75-летию со дня рождения) 110
- Кураев Александр Александрович (к 75-летию со дня рождения) 112

МДОЗМФ-2013

Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина	(Украина)
Институт вычислительной математики РАН	(Россия)
Херсонский государственный университет	(Украина)
Орловский государственный университет	(Россия)
Государственный научно-исследовательский центр ЦАГИ им. Н.Е.Жуковского	(Россия)
Институт гидромеханики НАН Украины	(Украина)

Информационное сообщение о юбилейном Международном симпозиуме

«Методы дискретных особенностей в задачах математической физики» (МДОЗМФ-2013)

30 лет с 1983 г. раз в 2 года проводятся симпозиумы по методам дискретных особенностей в задачах математической физики. Юбилейный XVI Международный симпозиум МДОЗМФ-2013 планируется провести в Украине с **8 по 16 июня 2013 г.** в г. Херсоне и пос. Лазурное (Херсонская обл.)

Интернет страница Симпозиума:
<http://www.dsmmph.org.ua>

Сопредседатели Оргкомитета:
профессор Ю.В.Гандель, ХНУ им. В.Н.Каразина, (Харьков),
профессор И.К.Лифанов (Москва), профессор В.Ф.Пивень, ОГУ (Орёл),
профессор А.В.Сегуха, НИВЦ МГУ имени М.В.Ломоносова (Москва).

Зам.сопредседателей:
профессор А.В. Спиваковский, ХГУ (Херсон),
доцент Д.И. Черний, КНУ (Киев),
Учёный секретарь **доцент В.О. Мищенко**, ХНУ (Харьков).

Члены Оргкомитета симпозиума МДОЗМФ-2013:

доц. А.А. Абрамов (Украина), проф. В.А.Ванин (Украина), проф. В.В.Вышинский (Россия), к.ф.-м.н. А.В.Гахов (Украина-Германия), проф. Г.В.Голубев (Россия), проф. А.А.Гуржий (Украина), проф. В.Д.Душкин (Украина), проф. А.И.Желанников (Россия), проф. Г.Н.Жолткевич (Украина), доц. В.И.Кузьмич (Украина), проф. В.Т.Лазурик (Украина), проф. А.Ф.Матвеев (Россия), ст.н.с. В.А.Меньшиков (Украина), проф. В.И.Морозов (Россия), доц. Д.Н.Никольский (Россия), доц. В.Н. Сейчук (Молдова), проф. Е.А.Стрельникова (Украина), доц. Ю.С.Федяев (Россия), проф. А.Н.Хомченко (Украина).

Основные направления работы МДОЗМФ — 2013:

- Краевые задачи математической физики и их численное решение МДО
- Интегральные уравнения и их приложения
- Метод дискретных вихрей в аэрогидродинамике
- Методы дискретных особенностей в электродинамике и электронике
- Спектральные задачи теории волн и их численное решение МДО
- Математическое моделирование на базе МДО и численные методы в задачах фильтрации
- Компьютерное моделирование и вычислительные эксперименты по МДО, проектирование и разработка программных систем: параллелизм, библиотеки, WEB ресурсы, модели качества
- Математическое моделирование в образовании, науке и технике.

Подготовку к симпозиуму планируется провести по следующему графику:

- С 1 декабря 2012 г. по 15 января 2013 г. приём заявок на участие с докладами в работе симпозиума МДОЗМФ-2013 (форма заявки включает краткую аннотацию доклада)
- январь 2013 г. — рассмотрение заявок Программным комитетом и рассылка второго сообщения, которое будет содержать условия опубликования работ участников и разъяснение порядка уплаты оргвзноса
- февраль-март 2013 г. уплата оргвзносов, присылка докладов для опубликования в традиционном сборнике научных трудов МДОЗМФ и статей, которые (по желанию авторов и при наличии рецензии членов Программного комитета) выйдут в рецензируемом издании.
- май 2013 г. опубликование программы симпозиума, отправка официальных приглашений участникам и регистрация на сайте МДОЗМФ-2013 прибытия участников на симпозиум.

Замечания и предложения, пожалуйста, присылайте письмом на имя Учёного секретаря по адресу электронной почты: Victor.O.Mischenko@univer.kharkov.ua

Заявка на участие в работе МДОЗМФ-2013 осуществляется регистрацией на Интернет сайте МДОЗМФ-2013, начиная с 1 декабря 2012 г., адрес сайта: <http://www.dsmmph.org.ua>.

Программный комитет рассмотрит только те материалы для публикации, которые будут направлены в электронном виде через эту Интернет страницу в соответствии с указанными там требованиями!

Электронная заявка предоставляет информацию об участнике:

- фамилия, имя, отчество, уч.степень, уч.звание,
- место работы, должность,
- служеб. и домашний адреса, телефоны,
- адрес электронной почты для переписки — e-mail,
- аналогичные данные всех соавторов,

выражает

- желание участника зарегистрировать данную заявку на участие в симпозиуме МДОЗМФ-2013 с докладом « название доклада » или без,
- обязательство: в случае включения доклада в программу принять личное участие в работе симпозиума или обеспечить проезд соавторов,
- согласие: на включение предоставляемых персональных данных в БД симпозиума и дальнейшее использование в целях обеспечения информационной поддержки работы симпозиумов МДОЗМФ.

Официальный адрес Оргкомитета:

Кафедра математической физики и выч.математики
ХНУ им.В.Н.Каразина, ММФ,
пл. Свободы 4, Харьков, Украина 61022

Оргкомитет МДОЗМФ-2013