

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК



Учреждение Российской академии наук
ИНСТИТУТ РАДИОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ
им. В.А.КОТЕЛЬНИКОВА РАН

IV Всероссийская Микроволновая конференция



23-25 ноября 2016 г.

ДОКЛАДЫ

МОСКВА – 2016г.



РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
Учреждение Российской академии наук
ИНСТИТУТ РАДИОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ
им. В.А.КОТЕЛЬНИКОВА РАН

IV Всероссийская Микроволновая конференция¹

23 - 25 ноября 2016 г., Москва

ДОКЛАДЫ

Организаторы конференции:

- Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН
- Научный совет РАН по распространению радиоволн
- Российское научно-техническое общество радиотехники, электроники и связи им. А.С. Попова (РНТОРЭС им. А.С.Попова)
- MTT-ED Moscow Chapter IEEE
- AP Moscow Chapter IEEE

Информационная поддержка: [Журнал Радиоэлектроники](http://jre.cplire.ru/) <http://jre.cplire.ru/>

Любая часть материалов может быть скопирована, воспроизведена либо использована каким-либо другим образом только с письменного согласия редакции JRE (Журнал Радиоэлектроники) либо авторов публикаций. При использовании материалов и/или результатов публикаций авторов для научной работы ссылка на материалы настоящей конференции является ОБЯЗАТЕЛЬНОЙ.

©Издание JRE – ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Москва 2016 г.

МОСКВА 2016

IV Всероссийская Микроволновая конференция

Председатель программного комитета конференции

чл.-корр. РАН В.А. Черепенин

Председатель оргкомитета конференции

проф. В.А. Калошин

Зам. председателя оргкомитета

проф. В.П. Кошелец

Программный комитет конференции:

Бондарев Ю.С. (ЦНИРТИ им. А.И.Берга), Бугаев А.С. (МФТИ), Гуляев Ю.В. (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН), Денисов Г.Г. (ИПФ РАН), Калошин В.А. (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН), Кошелев В.И. (ИСЭ СО РАН), Кошелец В.П. (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН), Куликов Г.В. (МИРЭА), Лагарьков А.Н. (ИТПЭ РАН), Левитан Б.А. (АО «Радиофизика»), Мирошникова И.Н. (МЭИ), Федоров И.Б. (МГТУ им. Баумана), Чаплыгин Ю.А. (МИЭТ), Шевцов В.А. (МАИ).

Организационный комитет конференции:

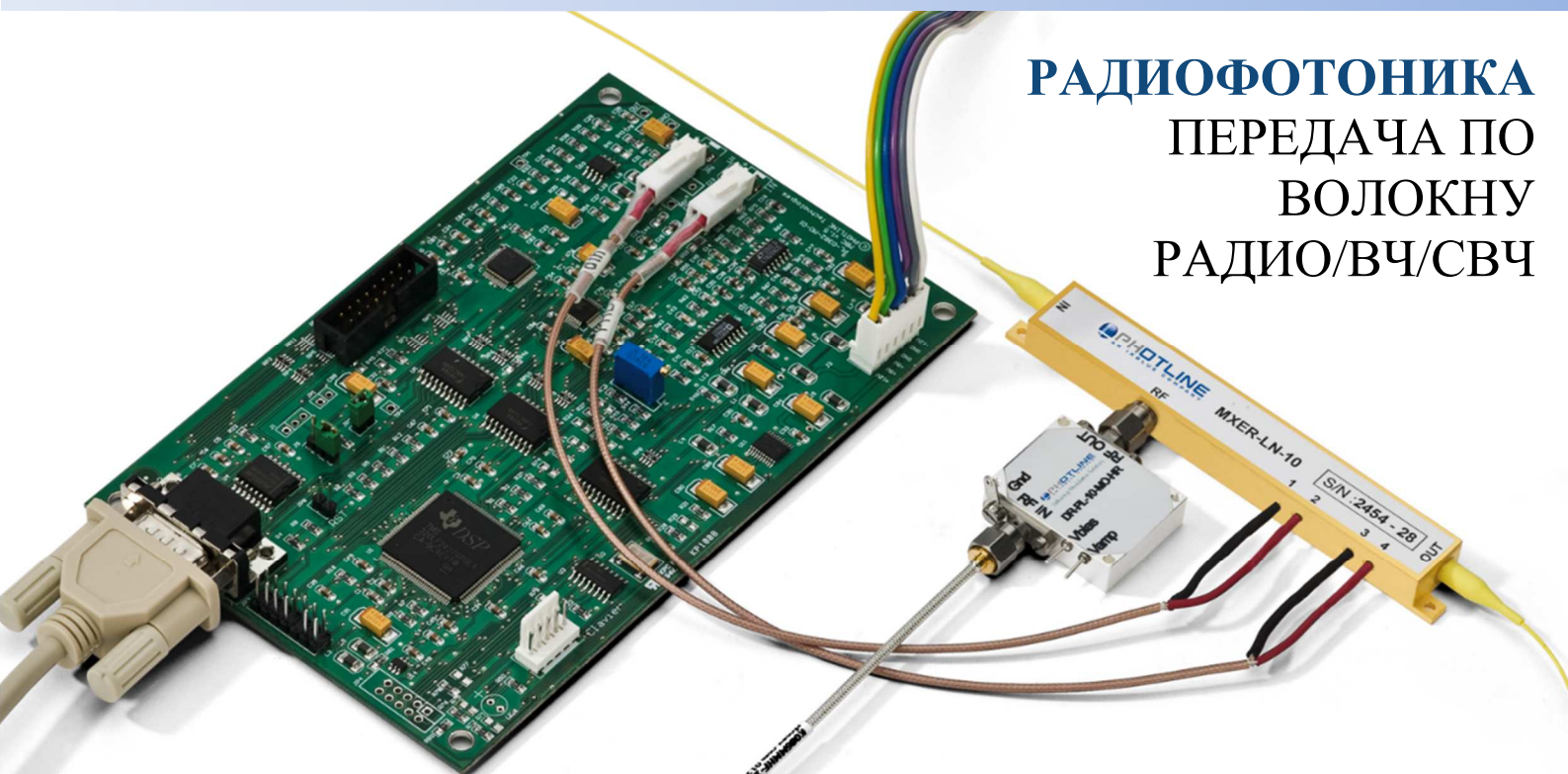
Ермолов П.П. (СевГУ), Кисель В.Н. (ИТПЭ РАН), Колесов В.В. (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН), Крюковский Андрей Сергеевич (РосНои), Кузнецов Ю.В. (МАИ), Панас А.И. (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН), Пожидаев В.Н. (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН), Самсонов Г.А. (РНТОРЭС им. Попова), Скобелев С.П. (ПАО «Радиофизика»), Курочкин А.П. (НПО «Вега»), Хурматулин В.В. (ЦНИРТИ им. А.И.Берга), Черепенин В.А. (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН), Юханов Ю.В. (ЮФУ).

Тематика конференции

- Математическое моделирование электродинамических процессов
- Распространение и рассеяние электромагнитных волн
- Антенные системы и линии передачи
- Приемные устройства, генераторы, техника СВЧ, КВЧ и ТГц диапазонов волн.
- Новые материалы для радиоэлектроники
- Радиоизмерительные системы и



РАДИОФОТОНИКА ПЕРЕДАЧА ПО ВОЛОКНУ РАДИО/ВЧ/СВЧ



ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ МОДУЛЯТОРЫ

- Амплитудные ЭО модуляторы до 40 ГГц
- Фазовые ЭО модуляторы до 40 ГГц
- Низкие вносимые потери (2 дБ)
- Длины волн для ВОПЛ (0,8 – 1,5 мкм)

СВЧ ФОТОДИОДЫ С ВОЛОКОННЫМ ВВОДОМ

- Аналоговые сигналы с частотой до 100 ГГц
- Спектральный диапазон от 400 до 2000 нм
- Фотоприемники на основе APD или PIN ФД
- Балансные и когерентные приемники

ЛАЗЕРНЫЕ ДИОДЫ И МОДУЛИ

- Волоконный вывод излучения (SM, PM, MM)
- Регулируемая оптическая мощность
- Длины волн 850, 1310, 1550 нм
- Спектральное уплотнение (CWDM, DWDM)

ОПТИЧЕСКИЕ ЛИНИИ ЗАДЕРЖКИ

- Задержка от пикосекунд до секунд
- ЛЗ с ручным или цифровым управлением
- СВЧ ЛЗ для тестирования АФАР
- Длины волн 850, 1310, 1550 нм

КОМПАНИЯ «СПЕЦИАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ. ФОТОНИКА» ПРЕДЛАГАЕТ:

- Подбор комплектующих и оборудования с лучшим сочетанием характеристик.
- Заказное изготовление интегрально-оптических и оптоволоконных компонентов.
- Предоставление образцов компонентов и приборов.
- Оснащение лабораторий, тестовых стендов, производств.
- Проведение технических семинаров, обучение специалистов.

**ПОСЕТИТЕ ОНЛАЙН-КАТАЛОГ НА РУССКОМ ЯЗЫКЕ И
СВЯЖИТЕСЬ С НАМИ!**

+7(812) 385-72-97 | info@sphotonics.ru | www.sphotonics.ru

ОГЛАВЛЕНИЕ

ОГЛАВЛЕНИЕ.....	5
КОМПОНЕНТНАЯ БАЗА РАДИОФОТОНИКИ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В СИСТЕМАХ РАДИОЛОКАЦИИ.....	10
АНТЕННЫ, ФОРМИРУЮЩИЕ ДН С ОТЧЕЧКОЙ, ДЛЯ СПУТНИКОВОГО ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ С МИЛЛИМЕТРОВОЙ ТОЧНОСТЬЮ В РЕЖИМЕ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ.....	11
ИЗМЕРЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ОТ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЫ ПРИ ПОКРЫТИИ ЕЕ УГЛЕРОДОСОДЕРЖАЩИМИ МАТЕРИАЛАМИ	15
АНАЛИЗ ПЛАНАРНЫХ СВЧ СХЕМ ВЕКТОРНЫМ МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИЕРАРХИЧЕСКИХ БАЗИСНЫХ ФУНКЦИЙ ЧЕТВЕРТОГО ПОРЯДКА.....	19
МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВИБРАЦИОННЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ.....	23
НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛОСКОЙ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ.....	23
SINIS БОЛОМЕТР С ПОДВЕШЕННЫМ АБСОРБЕРОМ.....	28
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАНАРНЫХ СТРУКТУР С ПОМОЩЬЮ СКАНИРУЮЩЕГО МИКРОВОЛНОВОГО МИКРОСКОПА.....	33
МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ УСТОЙЧИВОСТИ ВИНТОВЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ГИРОТРОНОВ.....	39
РАЗРАБОТКА ЛБВ КА ДИАПАЗОНА С ВЫХОДНОЙ НЕПРЕРЫВНОЙ МОЩНОСТЬЮ 200 ВТ.....	44
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЧ СВОЙСТВ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ С ПОРОШКАМИ ПЕРМАЛЛОЯ.....	49
НОВАЯ КОНСТРУКЦИЯ РАМОЧНОЙ АНТЕННЫ.....	54
ШИРОКОПОЛОСНАЯ С ШИРОКОУГОЛЬНЫМ СКАНИРОВАНИЕМ ЛИНЕЙНАЯ РЕШЕТКА С КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ.....	59
ИНТЕГРАЛ ФЕЙНМАНА, ФРАКТАЛЬНАЯ ПАРАДИГМА И НОВЫЙ ВЗГЛЯД НА АКУСТОЭЛЕКТРОНИКУ.....	63
ПОРТАТИВНЫЙ ШИРОКОПОЛОСНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ МОДУЛЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ В СВЧ ДИАПАЗОНЕ.....	68
АЛГОРИТМ СИНТЕЗА АМПЛИТУДНО-ФАЗОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В АНТЕННОЙ РЕШЕТКЕ С ИЗЛУЧАТЕЛЯМИ, РАСПОЛОЖЕННЫМИ НА ЛИНИИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ.....	71
СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЙ ИНТЕГРАЛЬНЫЙ ПРИЁМНИК: СОВРЕМЕННЫЕ ДОСТИЖЕНИЯ И НОВЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ.....	76
ВЫЧИСЛЕНИЕ МНОЖИТЕЛЯ ОСЛАБЛЕНИЯ НАД МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ, ПОКРЫТОЙ СЛОЕМ ЛЬДА.....	81
РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ НА ЧЕРНОМ КЛИНЕ МЕТОДОМ ОТРАЖЕНИЙ	86
РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ МЕТОДОМ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ.....	90
СПОСОБЫ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ПОДАВЛЕНИЯ ПОМЕХ НА ЧАСТОТЕ ЗЕРКАЛЬНОГО КАНАЛА ПРИЁМА АНТЕННЫХ РЕШЕТОК.....	95
ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РАЗРАБОТКИ УПРАВЛЯЕМЫХ СВЧ-ГЕНЕРАТОРОВ ХАОТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ НА ОСНОВЕ СВЧ-ДИОДОВ.....	100
СПОСОБ НЕИНВАЗИВНОЙ ДИАГНОСТИКИ БРОНХОЛЕГОЧНЫХ ЗАБОЛЕВАНИЙ У ПАЦИЕНТОВ ВСЕХ ВОЗРАСТНЫХ ГРУПП НА ОСНОВЕ МИКРОВОЛНОВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ.....	105

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БИПЕРИОДИЧЕСКОЙ СВЕРХРАЗМЕРНОЙ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ	110
РАСШИРЕНИЕ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ СЛОЖЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ.....	115
ИМПУЛЬСНЫЙ 3-ММ РЕЛЯТИВИСТСКИЙ ГИРОТРОН С МУЛЬТИМЕГАВАТТНЫМ УРОВНЕМ ВЫХОДНОЙ МОЩНОСТИ	120
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАБИРИНТНЫХ СИСТЕМ ТОМАСА И ВОПРОСЫ ХАОТИЧЕСКОЙ ЛАБИРИНТНОЙ МОДУЛЯЦИИ.....	125
МИНИАТЮРНЫЕ БОРТОВЫЕ МИКРОПОЛОСКОВЫЕ АНТЕННЫ МЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА.....	130
МИКРОВОЛНОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМПОЗИЦИОННОГО МАГНИТНОГО МАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ ГЕКСАФЕРРИТА Z-ТИПА	135
АППАРАТ САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА НЕТЕПЛОВОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ «БИОРИТМ-1» И ВОЗМОЖНОСТИ ЕГО ПРИМЕНЕНИЯ В СЕЛЬСКОМ ХОЗЯЙСТВЕ	140
МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ОБЪЕКТАХ ПРИ УЧЕТЕ КРАЕВЫХ ЭФФЕКТОВ	145
МОНОИМПУЛЬСНАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА С ЧАСТОТНЫМ СКАНИРОВАНИЕМ ДЛЯ АЭРОДРОМНОЙ РЛС X-ДИАПАЗОНА	150
ИССЛЕДОВАНИЕ АППАРАТНОЙ ФУНКЦИИ АКУСТОТЕРМОМЕТРИЧЕСКОГО ДАТЧИКА	155
ФОРМИРОВАНИЕ ЧАСТОТНО-НЕЗАВИСИМЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕНН С КРУГЛОЙ АПЕРТУРОЙ	160
ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ТИПЫ КОЛЛЕКТОРНЫХ СИСТЕМ ДЛЯ СВЕРХМОЩНЫХ ГИРОПРИБОРОВ	165
ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ АНСАМБЛЯ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ ХАОТИЧЕСКИХ ПЕРЕДАТЧИКОВ.....	169
АНАЛИЗ СЛОЖНЫХ ФАЗОМАНИПУЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ СВЧ ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ ВЕЙВЛЕТ – ПРЕОБРАЗОВАНИЯ С ПРИМЕНЕНИЕМ АКУСТООПТОЭЛЕКТРОННОГО ПРОЦЕССОРА	174
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В РАБОЧЕЙ ЗОНЕ РУПОРНОЙ КАМЕРЫ С ЛИНЗОЙ, ПОКРЫТОЙ С ДВУХ СТОРОН ПРОСВЕТЛЯЮЩИМ СЛОЕМ.	179
СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ РАССЕЯНИЯ РАДИОВОЛН НА СОСТАВНОМ ЦИЛИНДРЕ И УСЕЧЁННОМ КОНУСЕ	182
ОПЫТ КАЛИБРОВКИ ФАЗИРОВАННЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК В ПАО «РАДИОФИЗИКА»	187
АНОМАЛЬНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В ОЗОННОМ СЛОЕ НАД МОСКВОЙ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ НА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ В 2015-2016 ГГ.....	191
ПЕРЕДАЮЩАЯ АДАПТИВНАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА	196
СПОСОБ РАДИОГЛОГРАФИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ ГЛАВНОГО ЗЕРКАЛА РАДИОТЕЛЕСКОПА РАТАН-600 С РАДИАЛЬНЫМ ДВИЖЕНИЕМ ОПОРНОГО ЭЛЕМЕНТА.....	201
СПОСОБ И ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ СТАБИЛИЗАЦИИ ОТРАЖАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ РАДИОТЕЛЕСКОПА РАТАН-600	207
СВЧ ИЗЛУЧЕНИЕ ГГЦ ДИАПАЗОНА ИЗ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ МЕЗА-СТРУКТУР С ПРОСЛОЙКОЙ ИЗ ФЕРРОМАГНИТНОГО ИЗОЛЯТОРА	213
МЕТОДИКА РАСЧЕТА ВХОДНЫХ СИГНАЛОВ БОРТОВЫХ СИСТЕМ БЛИЖНЕЙ РАДИОЛОКАЦИИ ОТ ПОДСТИЛАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ НА ОСНОВЕ ИХ ПОЛИГОНАЛЬНЫХ МОДЕЛЕЙ	217

ЗАВИСИМОСТЬ СВОЙСТВ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК ОТ ТОЛЩИНЫ ПЛЕНОК.....	223
ВЛИЯНИЕ НЕКОТОРЫХ РЕАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ШТЫРЕВОЙ АНТЕННЫ.....	228
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СХЕМЫ ЗАПИТКИ НЕСБАЛАНСИРОВАННОГО ЭЛЕМЕНТА ВИВАЛЬДИ НА ЕГО ЧАСТОТНЫЕ И НАПРАВЛЕННЫЕ СВОЙСТВА	232
МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПРОТЯЖЕННЫХ КАНАЛАХ МЕТОДОМ МИНИМАЛЬНЫХ АВТОНОМНЫХ БЛОКОВ	236
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ПРОСТРАНСТВЕННО РАЗНЕСЕННЫХ ПОДОБЛАСТЯХ ДЛЯ ЗАДАЧ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СОВМЕСТИМОСТИ.....	241
О ДИСПЕРСИОННЫХ ИСКАЖЕНИЯХ СВЕРХКОРОТКОГО ХАОТИЧЕСКОГО РАДИОИМПУЛЬСА В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ С ДВУМЯ РЕЗОНАНСАМИ	246
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО РАДИОИМПУЛЬСА С ХАОТИЧЕСКОЙ НЕСУЩЕЙ В ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СРЕДЕ	251
ДИСПЕРСИОННЫЕ ИСКАЖЕНИЯ ИМПУЛЬСА ВАН БЛАДЕЛА В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ С ДВУМЯ РЕЗОНАНСАМИ.....	256
ФАЗОВЫЙ МЕТОД УПРАВЛЕНИЯ ШИРИНОЙ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН.....	261
ЭФФЕКТЫ ОСЛЕПЛЕНИЯ И ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ В РЕШЕТКАХ АНТЕНН ВИВАЛЬДИ	265
ПОЛОСКОВАЯ ЛИНИЯ ПЕРЕДАЧИ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНОГО ВОЛОКНА.....	270
ПРИМЕНЕНИЕ КВАНТОВЫХ КАСКАДНЫХ ЛАЗЕРОВ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА	275
ОБЗОР ПОСЛЕДНИХ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЙ ПЛАЗМЕННОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО СВЧ УСИЛИТЕЛЯ.....	280
О МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ АЦЕТОНА В ВЫДЫХАЕМОМ ВОЗДУХЕ И МОЧЕ ПРИ САХАРНОМ ДИАБЕТЕ	285
О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ХАОТИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ ОДНОЙ МОДЕЛИ ЛПД ПРИ ВНЕШНЕМ ГАРМОНИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ.....	290
ВЫЧИСЛЕНИЕ МАТРИЦЫ МОМЕНТОВ ПРИ РАСЧЕТЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПОЛОСКОВОГО РЕЗОНАТОРА	295
СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫЕ СИНТЕЗАТОРЫ ЧАСТОТ С ВЫСОКИМ БЫСТРОДЕЙСТВИЕМ.....	300
ПРОГРЕСС В ИССЛЕДОВАНИИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО БОЛОМЕТРА С ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ СЧИТЫВАНИЕМ.....	304
СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ПЕРЕДАЮЩИЕ ЛИНИИ С ИМПУЛЬСНО-УПРАВЛЯЕМОЙ ЗАДЕРЖКОЙ	309
ВИЗУАЛИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ СВЧ ПУЧКА РЕЛЯТИВИСТСКОГО ПЛАЗМЕННОГО СВЧ УСИЛИТЕЛЯ	314
ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ИОНОСФЕРЫ СПУТНИКОВЫХ ЛИНИИ СВЯЗИ ПРИ ОБНАРУЖЕНИИ СИГНАЛОВ В СИСТЕМАХ СИНХРОНИЗАЦИИ	319
МНОГОДИАПАЗОННАЯ РАДИОЧАСТОТНАЯ МЕТКА НА ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ ДЛЯ АНТИКОЛЛИЗИОННЫХ СИСТЕМ РАДИОЧАСТОТНОЙ ИДЕНТИФИКАЦИИ	323
УМЕНЬШЕНИЕ ДИФРАКЦИОННОГО ШУМА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЫ ПУТЁМ ПОДАВЛЕНИЯ ВОЛН, РАПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ ВДОЛЬ ЕЁ КРАЁВ	327

НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭВРИСТИЧЕСКИХ АНАЛИТИЧЕСКИХ ФОРМУЛ В ФИЗИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ.....	332
КРИОГЕННЫЙ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ФИЛЬТР ДЛЯ КАЛИБРОВКИ ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ БОЛОМЕТРОВ.	337
ВЫБОР НАПРАВЛЕННЫХ ОТВЕТВИТЕЛЕЙ В КРЕСТООБРАЗНОЙ СВЯЗИ ВОЛНОВОДОВ.....	342
ВЫБОР ПЕРЕМЕННОЙ ИНТЕГРИРОВАНИЯ ПРИ ЧИСЛЕННОМ РЕШЕНИИ ЗАДАЧИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ	346
СВЕДЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ МНОГОКАНАЛЬНОЙ РАДИОТЕРМОГРАФИИ БИОЛОГИЧЕСКОГО ОБЪЕКТА ПРИ ВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ КОНТАКТНЫХ АНТЕНН К АНАЛОГИЧНОЙ ЗАДАЧЕ С НЕЗАВИСИМЫМИ АНТЕННАМИ.....	349
РЕФРАКЦИЯ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОВОЛОЧНОЙ КОМПОЗИТНОЙ СРЕДЕ	354
СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИЁМНЫЕ СТРУКТУРЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛЯ РАДИОАСТРОНОМИИ.....	358
ТУННЕЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ КОРОТКОПЕРИОДНЫХ СВЕРХРЕШЕТОК С ТГЦ РЕЗОНАТОРОМ	363
КОМПАКТНАЯ КВАДРИФИЛЯРНАЯ АНТЕННА S-ДИАПАЗОНА	368
ПРОБЛЕМЫ ДАЛЬНЕЙ КОСМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ И КРИОГЕННЫЕ МАЛОШУМЯЩИЕ ПРИЕМНИКИ	373
МИССИЯ ОЛИМПО - ОБСЕРВАТОРИЯ НА ВОЗДУШНОМ ШАРЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ШПИЦБЕРГЕНА ДЛЯ СУБТГЦ РАДИОАСТРОНОМИИ.....	378
РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛИТЕЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ МИЛЛИМЕТРОВОГО АСТРОКЛИМАТА В БАДАРАХ И НА СУФФЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РЕАЛИЗАЦИИ НАЗЕМНЫХ РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ НА ДЛИНАХ ВОЛН ДО 1 ММ	379
СИНТЕЗ РЕАКТАНСНОГО ПОЛЯРИЗАТОРА	382
МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН НА ОСНОВЕ ВОЛНОВОЙ ТЕОРИИ КАТАСТРОФ И КАНОНИЧЕСКОГО ОПЕРАТОРА МАСЛОВА.....	387
СИНТЕЗ И ОПТИМИЗАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЛИНЗ И ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВЫХ СИСТЕМ ДЛЯ МНОГОЛУЧЕВЫХ АНТЕНН	392
ИССЛЕДОВАНИЕ НАПРАВЛЕННЫХ СВОЙСТВ БИКОНИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ С ЗАПОЛНЕНИЕМ ПРОСТРАНСТВА РАСКРЫВА НЕОДНОРОДНЫМ ДИЭЛЕКТРИКОМ В ПРИБЛИЖЕНИИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ.....	397
СВЕРХШИРОКОПОЛОСНАЯ ВСЕНАПРАВЛЕННАЯ В МАГНИТНОЙ ПЛОСКОСТИ ЛИНЕЙНАЯ РЕШЕТКА ПЕЧАТНЫХ ДИПОЛЕЙ	402
СИНТЕЗ И АНАЛИЗ ПОЛИФОКАЛЬНЫХ ЛИНЗ С ПРИНУДИТЕЛЬНЫМ ПРЕЛОМЛЕНИЕМ.....	406
К ТЕОРИИ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК ИЗ ТЕМ РУПОРОВ	410
СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО РАССЕЯНИЯ НА РАДИАЛЬНО НЕОДНОРОДНЫХ СФЕРАХ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ И МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЯМИ.....	413
INKJET PRINTED FLEXIBLE AND DISPOSABLE RF ELECTRONICS	414
ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ПРОПУСКАНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ РОГОВИЦЫ И СКЛЕРЫ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ	414
РАДИОПОГЛОЩАЮЩИЕ ПОКРЫТИЯ МОДУЛЬНОГО ТИПА.....	415
СИНТЕЗ МЕТАМАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ МЕТОДА МАБ	415
МОДЕЛИРОВАНИЕ БЕЗЭХОВЫХ КАМЕР НА ОСНОВЕ МЕТОДА МИНИМАЛЬНЫХ АВТОНОМНЫХ БЛОКОВ.....	415

СТАБИЛЬНОСТЬ ТЕРАГЕРЦОВОГО ГЕТЕРОДИННОГО НЕВ-ПРИЕМНИКА: УВЕЛИЧЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЭФФЕКТИВНОГО НАКОПЛЕНИЯ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА	416
СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЕ ТЕРАГЕРЦОВЫЕ NVN ДЕТЕКТОРЫ И СМЕСИТЕЛИ НА ЭФФЕКТЕ ЭЛЕКТРОННОГО РАЗОГРЕВА	416
ЭФФЕКТИВНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ НА ОСНОВЕ МЕТОДА МАБ	416
МЕТОДЫ ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ПОДПОВЕРХНОСТНЫХ РАДИОЛОКАТОРОВ	417
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА БИОРАДИОЛОКАЦИИ ДЛЯ БЕСКОНТАКТНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ СТРУКТУРЫ СНА ЧЕЛОВЕКА.....	417
ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО И УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭМИССИИ ТГц-ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ПЛАЗМЕННОГО СТОЛБА ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ПУЧКОВО- ПЛАЗМЕННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ	418
АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ.....	419

КОМПОНЕНТНАЯ БАЗА РАДИОФОТОНИКИ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В СИСТЕМАХ РАДИОЛОКАЦИИ

Компания ООО «Специальные Системы. Фотоника»

Web: www.sphotonics.ru

E-mail: info@sphotonics.ru

Тел.: +7 (812) 385-72-97

Факс: +7 (812) 385-72-97

Адрес: г. Санкт-Петербург, Большой Сампсониевский пр., 32 А

Компания «Специальные Системы. Фотоника» является специализированным поставщиком и интегратором комплектующих для аналоговых радиочастотных волоконно-оптических линий передачи сигналов (ВОЛП), которые находят широкое применение в современных системах радиолокации.

Миссия нашей компании - оснащение научных лабораторий и производственных центров комплектующими и оборудованием для исследований и разработок в области радиофотоники и СВЧ ВОЛП.

Мы предлагаем комплексный подход к решению самых разных задач и техническую поддержку внедрения волоконно-оптических компонентов для радиофотонных линий передачи.

Компания «Специальные Системы. Фотоника» имеет прямые партнерские соглашения с ведущими мировыми разработчиками и производителям компонентной базы радиофотоники. А также предлагает услуги заказного изготовления компонентов и модулей силами отечественных предприятий и научных центров.

Ознакомьтесь с нашим онлайн каталогом по адресу www.sphotonics.ru, или свяжитесь с нами любым удобным для Вас способом для получения технической консультации.

Специалисты нашей компании будут рады предоставить Вам любую дополнительную информацию о продукции, технологиях и услугах и подобрать оптимальное решение под Ваш бюджет.

АНТЕННЫ, ФОРМИРУЮЩИЕ ДН С ОТЧЕЧКОЙ, ДЛЯ СПУТНИКОВОГО ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ С МИЛЛИМЕТРОВОЙ ТОЧНОСТЬЮ В РЕЖИМЕ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ

Татарников Д.В., Астахов А.В., Степаненко А.П., Чернецкий И.М.

Топкон Позитионинг Системз, DTatarnikov@topcon.com

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)

Предложены приемные антенны Глобальных Навигационных Спутниковых Систем, реализующие резкое уменьшение (отсечку) КУ на 20дБ при пересечении местного горизонта. Антенны позволяют значительно уменьшить ошибку многолучевости, вызванную наличием отраженного от земли сигнала. Экспериментально достигнута среднеквадратичная ошибка позиционирования в 1мм в реальном времени при условии фильтрации тепловых шумов.

Введение

В настоящее время системами дифференциального спутникового позиционирования обеспечивается точность определения координат порядка 1см в среднеквадратичном смысле (ско) в режиме реального времени. В условиях открытой местности основной вклад в ошибку вносит явление многолучевости, возникающее при отражении сигнала спутника подстилающей поверхностью рельефа. Наилучшие существующие антенны позиционирования обеспечивают [1] подавление отраженного сигнала на 30дБ для направлений, близких к зенитному; это подавление ухудшается до 5...7дБ для спутников, находящихся под малыми углами к горизонту. Последние вносят основной вклад в ошибку.

Для уменьшения ошибки многолучевости и перехода к миллиметровой точности в режиме реального времени необходимы антенны, имеющие широкоугольную столбообразную ДН во всей верхней полусфере с резкой отсечкой при пересечении местного горизонта. Интерес к таким антеннам был проявлен еще в ранних работах по позиционированию [2], однако практических антенн представлено не было. В [3] показана вертикальная антенная решетка, предназначенная для систем автоматической посадки самолетов. Антенна имеет вид мачты высотой 2.5 метра и обеспечивает падение КУ на 40 дБ в угловом секторе $+5^{\circ}$ относительно местного горизонта. Результаты практического позиционирования с данной антенной не публиковались.

Антенна с большим импедансным экраном.

По-видимому, впервые возможности практического позиционирования с миллиметровой точностью показаны в [4,5]. Здесь представлена антенна, содержащая протяженный импедансный экран диаметром 3 метра. Образец такой антенны показан на рис.1 Один из экземпляров находится в режиме опытной эксплуатации во ВНИИФТРИ. Электродинамические основы проектирования антенны обсуждаются в [6].

Антенна обеспечивает падение КУ на 20дБ в секторе $+12^{\circ}$ относительно местного горизонта. Верхняя граница сектора совпадает с маской, традиционно применяемой в практике позиционирования. Центральным элементом антенны, устанавливаемым поверх импедансного экрана, может являться любая из традиционных коммерчески доступных антенн высокоточного позиционирования. На рис.1 в качестве центрального элемента применена антенна базовой станции с экраном типа Choke Ring. Таким образом, общая шумовая температура совпадает с традиционно применяемыми антеннами. Типичная зависимость экспериментально измеренной ошибки позиционирования от времени показана в нижней части рис. 1. Здесь ошибка многолучевости (черная кривая) не превышает тепловых шумов аппаратуры (серый фон). После усреднения шума, ско оставшейся ошибки оценивается на уровне 1мм. Однако габарит антенны препятствует ее широкому практическому применению.

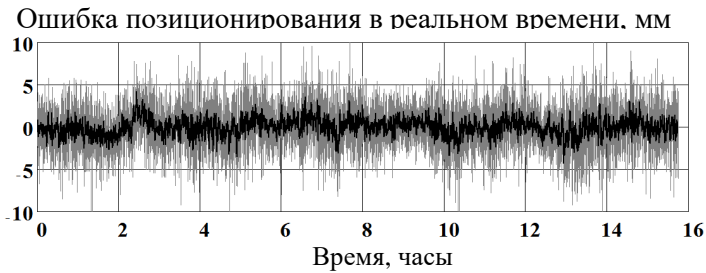
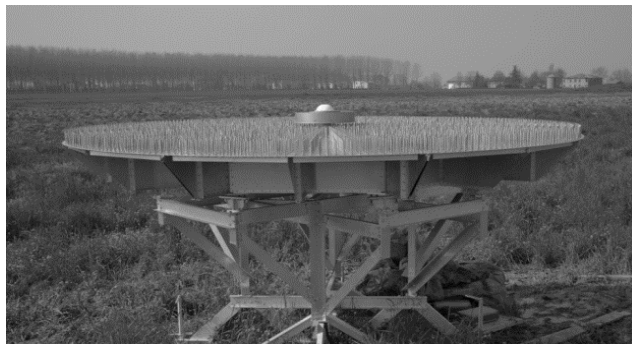


Рис.1 Антенна с большим импедансным экраном

Спиральные антенны, пригодные для практического применения.

Возможности создания ДН с отсечкой при пересечении местного горизонта на принципах антенны вытекающей волны рассмотрены в [7]. Здесь использована модель в виде плоскопараллельного волновода с полупрозрачными стенками (рис.2.).

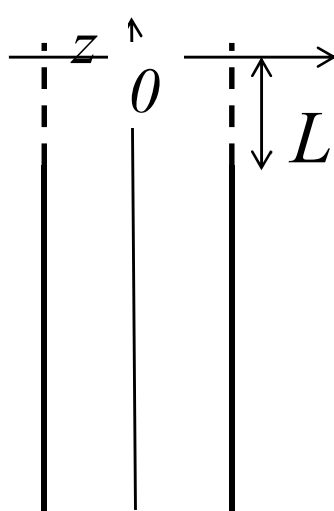


Рис.2 Модель антенны вытекающей волны в виде плоскопараллельного волновода с полупрозрачным окончанием.

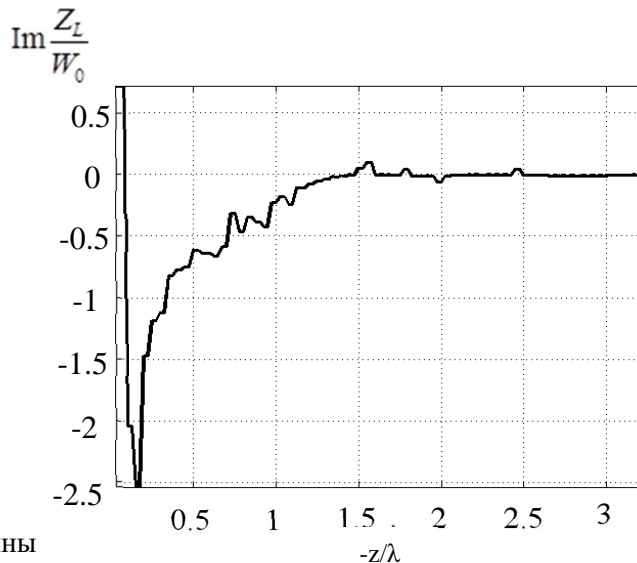


Рис. 3 Распределение реактивного импеданса для модели антенны рис.2

Полупрозрачность понимается в смысле выполнения граничного условия [8]. Расчеты показали, что для реализации отсечки КУ на 20дБ в секторе $\pm 10^\circ$ относительно местного горизонта протяженность L полупрозрачной части составляет порядка 1.5 длины волны. Распределение импеданса полупрозрачной части показано на рис. 3. На этом графике Z_L – импеданс, W_0 – волновое сопротивление свободного пространства. Образец антенны показан на рис.4. Антенна представляет собой четырехзаходную спираль. Для управления характером затухания поля при распространении вдоль спирали, в последнюю

введены реактивные компоненты. Однако данная антенна работает лишь в диапазоне L1 (1560...1610 МГц).

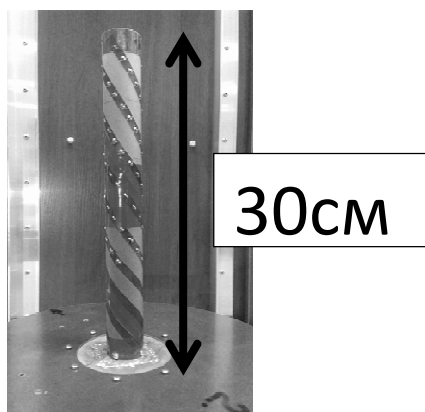


Рис.4 Четырехзаходная спиральная антенна с реактивными компонентами.

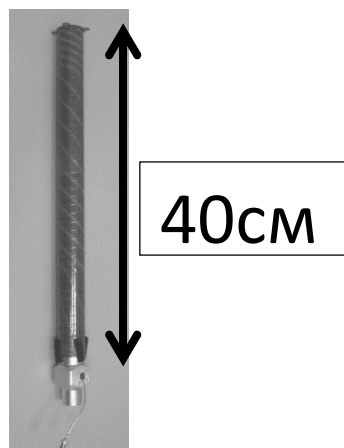


Рис.5 Спиральная антенна обратной волны.

Для повышения надежности фиксации [1] целочисленных неоднозначностей фаз несущих требуется работа антенны в двухчастотном режиме L1/L2. Для этого служит антенна, предложенная в [9] и показанная на рис. 5. Здесь реализован режим обратной волны спирали, требуемое амплитудно-фазовое распределение достигается за счет переменного угла намотки. ДН антенны в диапазоне L1 показана на рис. 6 в сравнении с ДН традиционной геодезической антенны с экраном типа Choke Ring. В отличие от антенны Choke Ring, спираль обеспечивает отсечку КУ на 20 дБ в области низких углов к горизонту. Отметим, что КУ спиральной антенны в области направлений, близких к зенитному, составляет порядка 3дБ, таким образом, потери антенны не превышает -0.5дБ по абсолютной величине. ДН канала L2 антенны имеет традиционный характер для антенн геодезического типа. Этот канал используется для фиксации неоднозначностей и не используется при подсчете позиции.

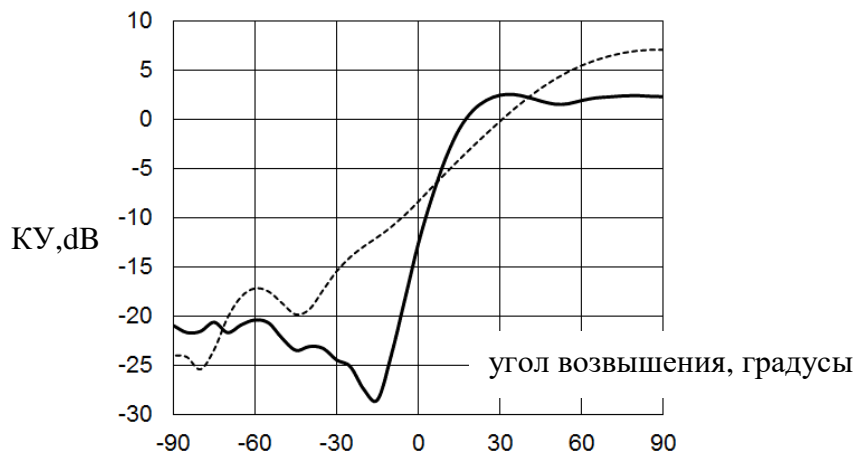


Рис.6 ДН спиральной антенны обратной волны (сплошная кривая) в сравнении с геодезической антенной с экраном типа Choke Ring (пунктир)

Типичные графики измеренной ошибки позиционирования в режиме реального времени показаны на рис. 7. Черные кривые иллюстрируют ошибку многолучевости, тогда как серый фон соответствует тепловому шуму. Основные черты позиционирования с такой антенной совпадают с отмеченными выше для антенны с большим импедансным экраном: остаточная ошибка многолучевости не превышает шумовую составляющую ошибки, при фильтрации шума ско ошибки многолучевости составляет порядка 1мм по вертикали и менее 1мм в горизонтальной плоскости. Отметим, что фактор шума малошумящего усилителя для всех приведенные выше антенн составлял 1дБ.

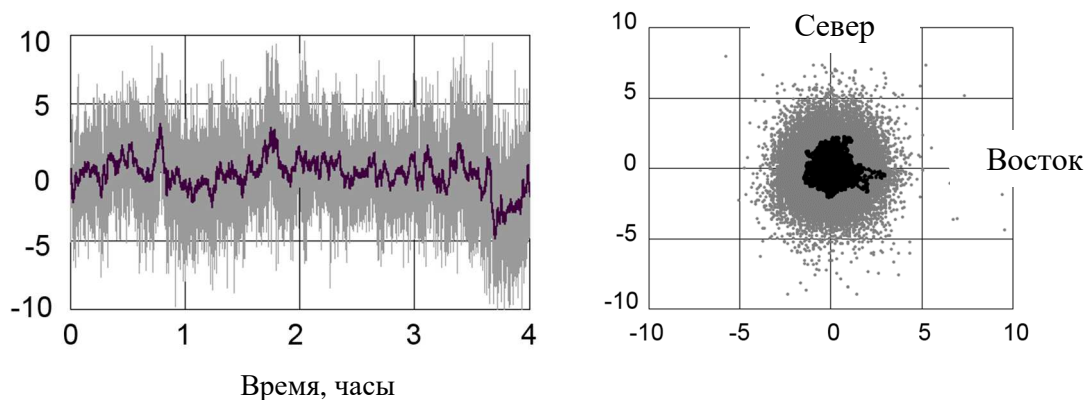


Рис. 7 Ошибка позиционирования с антенной рис.5 в реальном времени в миллиметрах: слева - по вертикали, справа – в горизонтальной плоскости.

Выводы.

При реализации отсечки КУ антенны позиционирования на 20дБ в угловом секторе $\pm 10^\circ$ к горизонту остаточная ошибка многолучевости не превышает тепловых шумов аппаратуры. При фильтрации шума достигаются миллиметровые точности позиционирования в среднеквадратичном смысле в реальном времени. Предложены спиральные антенны, пригодные к практическому позиционированию и реализующие указанные принципы. В условиях задержек на фильтрацию шума, развитые подходы и антенны непосредственно применимы для позиционирования движения с относительно малыми скоростями; в частности, для мониторинга сложных инженерных сооружений. Возможность уменьшения задержки на фильтрацию шума путем модификации алгоритмов обработки сигнала требует отдельного рассмотрения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Leick A, Rapoport L, Tatarnikov D GPS Satellite Surveying, 4-th Ed., Wiley, 2015
2. Counselman C C Multipath-Rejecting GPS Antennas. Proceedings of the IEEE, 87(1), pp.86–91, 1999
3. Lopez A R. GPS Landing System Reference Antenna. IEEE Antennas and Propagation Magazine, 52 (1), pp.105–113, 2010
4. Tatarnikov D, Astakhov A Large Impedance Ground Plane Antennas for mm-Accuracy of GNSS Positioning in Real Time. Proc. of Progress in Electromagnetic Research Symposium PIERS 2013, Stockholm, Sweden, pp.1825-1829
5. Tatarnikov D, Astakhov A Approaching Millimeter Accuracy of GNSS Positioning in Real Time with Large Impedance Ground Plane Antennas. Proc. ION ITM 2014, Institute of Navigation, San Diego, California, 27-29 January, pp.844-848
6. Татарников Д.В., Астахов А.В. Референсная антенна ГНСС для миллиметровой точности позиционирования в режиме реального времени, М., Радиотехника, Антенны, №2, 2016, стр. 57-67
7. Tatarnikov D., Chernetsky I., Travelling Wave Antennas with Semitransparent Surfaces for Forming a Cutoff Pattern, Proc. of Progress in Electromagnetic Research Symposium PIERS 2015, Prague, Czech Republic, pp.1168 – 1171
8. Войтович Н.Н., Каценеленбаум Б.З., Коршунова Е.Н. Электродинамика антенн с полупрозрачными поверхностями: Методы конструктивного синтеза. М., Наука, 1989.
9. Tatarnikov D., Stepanenko A., Astakhov A. Moderately compact helix antennas with cutoff patterns for millimeter RTK positioning, GPS Solutions, v.20, 2016, pp. 587-594

ИЗМЕРЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ОТ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЫ ПРИ ПОКРЫТИИ ЕЕ УГЛЕРОДОСОДЕРЖАЩИМИ МАТЕРИАЛАМИ

И.О. Порохов, Д.А. Большаков, Г.В. Ершов, А.Р. Мурлага
АО «ЦНИРТИ им. академика А.И. Берга»
dimasy92@mail.ru, m1cro4nn@mail.ru, myrlaga_olga@mail.ru

В настоящей работе приведено описание методики измерения коэффициента отражения в сантиметровом диапазоне длин волн от металлической пластины при нанесении на нее углеродосодержащих материалов: технического углерода марки «Вуаль» и разных марок каталитического волокнистого углерода (КВУ). Предлагаемый метод измерения позволяет оценивать различия между отражательными характеристиками наноразмерных ультрадисперсных углеродосодержащих материалов. При анализе результатов установлено, что из всех исследованных материалов наибольшее изменение в амплитуду отраженного сигнала, на указанных частотах, вносит технический углерод марки «Вуаль».

Развитие технических средств мониторинга, и повышение их информационных возможностей в сверхшироком диапазоне длин волн предъявляют новые требования к средствам по снижению заметности технических объектов. Достижение этих требований возможно за счёт применения ультрадисперсных наноразмерных углеродосодержащих материалов.

Настоящая работа описывает экспериментальное сравнение изменения коэффициента отражения в сантиметровом диапазоне длин волн от металлической пластины при нанесении на нее углеродосодержащих материалов: технического углерода марки «Вуаль» и разных марок каталитического волокнистого углерода (КВУ).

КВУ – совокупность углеродных нитей нанометрового диаметра и микронной длины. Вариация (за счёт управления параметрами технологического процесса изготовления) в таких нитях отношения длины к диаметру, содержания золы (примесей), типа и концентрации ферромагнитного катализатора, а также ориентации элементарных углеродных плоскостей по отношению к направлению роста нити позволяет получать материал с различными электродинамическими свойствами [1].

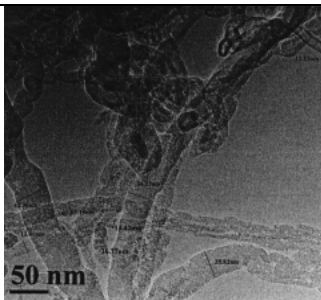
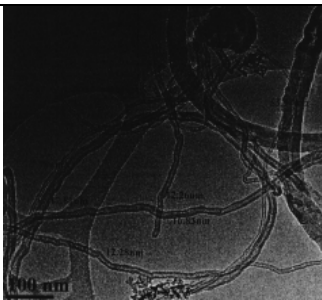
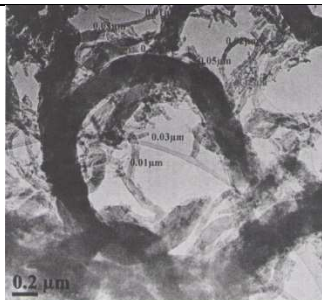
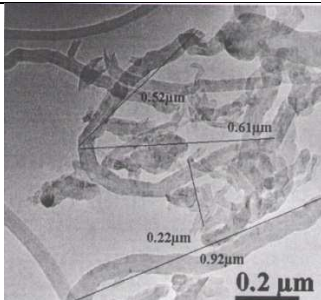
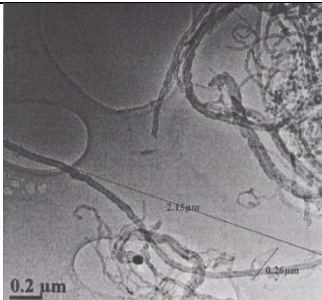
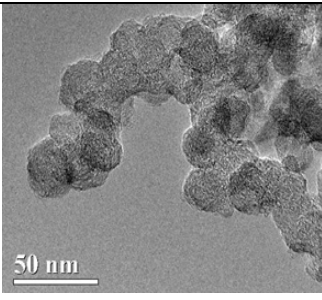
Другим материалом, является технический углерод марки «Вуаль», представляющий собой гроздевидное образование (агрегат), состоящее из N псевдосферических частиц углерода [2].

Таблица 1 – Физико-химические свойства электропроводящих марок технического углерода марки «Вуаль»

Марка технического углерода	Средний размер агрегатов частиц, нм	Средний размер первичных глобул, нм	Удельное электрическое сопротивление, Ом·м
Вуаль-1	227	25	0,002
Вуаль-2	270	22	0,0017
Вуаль-3	278	30	0,002
Вуаль-4	224	22	0,0015
Вуаль-5	372	27	0,006
Вуаль-6	275	32	0,0025

В таблице 2 представлены все исследовавшиеся материалы и их морфология.

Таблица 2 – Морфология исследуемых углеродосодержащих образцов

Название	КВУ-0	КВУ-8	КВУ-9
Структура по данным просвечивающей и сканирующей электронной микроскопии			
Морфология	Структура представляет собой «звенья цепи». Содержание углерода 88,4%, содержание золы 11,6%, содержание металлов 4,9%, тип катализатора $Fe-Ni/Al_2O_3$, диаметр нити от 10 до 50 нм, длина нити от 3 до 14 мкм.	Структура представляет собой поперечные углеродные слои. Содержание углерода 84,4%, содержание золы 15,6%, содержание металлов 6,6%, тип катализатора Co/Al_2O_3 , диаметр нити от 10 до 50 нм, длина нити от 1 до 7 мкм.	Структура представляет собой параллельные друг к другу слои. Содержание углерода 95,9%, содержание золы 4,1%, содержание металлов 2,0%, тип катализатора $Ni-Cu/Al_2O_3$, диаметр нити от 10 до 230 нм, длина нити от 0,5 до 7 мкм
Название	КВУ-10	КВУ-11	ТУ марки «Вуаль»
Структура по данным просвечивающей и сканирующей электронной микроскопии			
Морфология	Структура представляет собой конусы углеродных слоев, вложенные друг в друга. Содержание углерода 94,9%, содержание золы 5,1%, содержание металлов 2,1%, тип катализатора Ni/Al_2O_3 , диаметр нити от 10 до 180 нм, длина нити от 0,5 до 9 мкм.	Структура представляет собой углеродные секции овальной формы. Содержание углерода 91,8%, содержание золы 8,2%, содержание металлов 3,2%, тип катализатора $Fe-Co/Al_2O_3$, диаметр нити от 10 до 100 нм, длина нити от 1 до 10 мкм.	Структура представляет собой гроздевидные псевдосферические частицы, диаметра которых $d=1-10$ мкм.

Измерения коэффициента отражения проводились на трех частотах (6, 12, 18 ГГц) на стенде радиоволновых измерений (рис. 1) в следующей последовательности:

– измеряли уровень фона при повороте в азимутальной плоскости мачты поворотного устройства на угол 360° с шагом 1° ;

- измеряли уровень отражённого сигнала от металлической пластины (эталонный отражатель), закрепленной на мачте поворотного устройства (поворот на 360° с шагом 1°);
- измеряли уровень отражённого сигнала от металлической пластины, покрытой с одной стороны исследуемым углеродосодержащим материалом, при повороте поворотного устройства на 360° с шагом 1° .

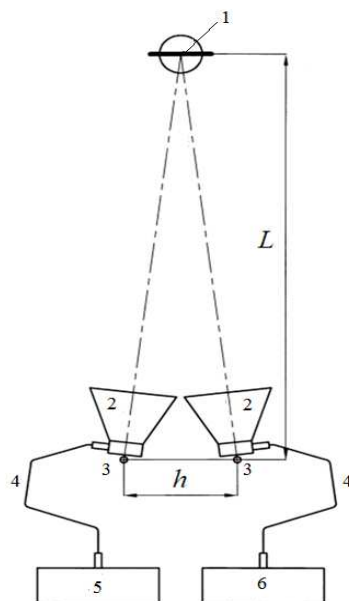


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для определения коэффициента отражения углеродосодержащего материала в сантиметровом диапазоне длин волн

1 – исследуемый образец, закреплённый на поворотном устройстве; 2 – измерительные антенны; 3 – штативы для крепления измерительных антенн; 4 – кабели соединительные; 5 – генератор сигналов; 6 – анализатор спектра ($L=1050$ мм, $h=295$ мм).

Пример полученных результатов измерений одного углеродосодержащего материала на определенной частоте представлен на рисунке 2.

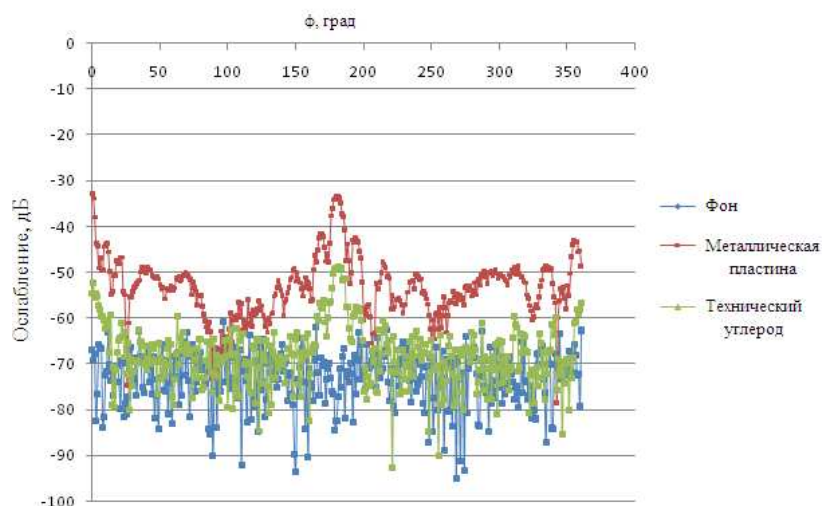


Рис. 2. Результаты измерения коэффициента отражения технического углерода марки «Вуаль» на длине волны $\lambda \approx 5$ см

На основании проведенных измерений определяется динамический диапазон и чувствительность установки для каждой частоты и для конкретного объекта, а также изменение коэффициента отражения от металлической пластины при наличии исследуемых углеродосодержащих материалов.

Результаты измерений представлены в таблице 2.

Таблица 2 - Сводная таблица данных

Исследуемый материал	Тип катализатора	Изменение коэффициента отражения ($K=U_{\text{металл}} - U_{\text{углерод}}$)		
		6 ГГц, дБ	12 ГГц, дБ	18 ГГц, дБ
Технический углерод марки «Вуаль»	-	17	22	17
КВУ-0	Fe-Ni	3,30	6,00	5,90
КВУ-8	Co	9,90	12,90	11,00
КВУ-9	Ni-Cu	10,30	14,50	10,40
КВУ-10	Ni	7,60	14,50	8,70
КВУ-11	Fe-Co	5,50	11,10	12,50
КВУ-12	Fe-Ni	4,10	10,80	16,10

Предлагаемый метод измерения позволяет оценивать различия между отражательными характеристиками наноразмерных ультрадисперсных углеродосодержащих материалов. При анализе результатов установлено, что из всех исследованных материалов наибольшее изменение в амплитуду отраженного сигнала, на указанных частотах, вносит технический углерод марки «Вуаль».

ЛИТЕРАТУРА

1. Плаксин Г.В. Результаты изучения физико-химических свойств образцов каталитического волокнистого углеродного материала. – Омск: ИППУ СО РАН, 2013. – 25 с.
2. Научно-технический отчет по результатам инициативных подготовительных работ к выполнению опытно-конструкторской работы «Промышленная технология изготовления проводящих и полупроводящих ультрадисперсных нитевидных элементов...»// Дамарацкий И.А., Лейпунский И.О., Мурлага А.Р. и др. Инв. № 156. – М.: ФГУП «ЦНИРТИ им. академика А.И. Берга», 2011. – 96 с.
3. Большаков Д.А., Ершов Г.В., Мурлага А.Р. Экспериментальное исследование характеристик отражения технического углерода в сантиметровом диапазоне длин волн// Конференция «Проблемные организационные и научно-технические аспекты защиты объектов Сухопутных войск от высокоточного оружия». Аннотации работ. – М.: ФГБУ «3 ЦНИИ» Минобороны России, 2016. – (в печати).

АНАЛИЗ ПЛАНАРНЫХ СВЧ СХЕМ ВЕКТОРНЫМ МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИЕРАРХИЧЕСКИХ БАЗИСНЫХ ФУНКЦИЙ ЧЕТВЕРТОГО ПОРЯДКА

Радченко В.В.

АО «ЦНИРТИ им. академика А.И.Берга
optimizer@mail.ru

Рассмотрены особенности применения тангенциальных базисных функций высшего порядка в процессе анализа планарных СВЧ схем векторным методом конечных элементов. Показано, что применение функций четвертого порядка позволяет в несколько раз уменьшить общее время выполнения расчетов за счет уменьшения количества конечных элементов при сохранении исходной точности анализа. Исследованные базисные функции являются иерархическими и позволяют использовать смешанный координатный базис, описывая электромагнитное поле в местах с меньшей напряженностью функциями низшего порядка, что дополнительно уменьшает размер систем электромагнитных уравнений.

ВВЕДЕНИЕ

Метод конечных элементов (МКЭ) получил широкое распространение при решении электромагнитных задач благодаря его простой математической формулировке и реализации. МКЭ позволяет моделировать конструктивно разнообразные СВЧ устройства, включая устройства с мелкими деталями, диэлектрические СВЧ структуры с анизотропными свойствами и потерями; определять многомодовые S -параметры и резонансные явления в замкнутых объемах. Основным недостатком метода является следствием его достоинств. Дискредитация всего анализируемого пространства требует выполнения большого объема вычислений для генерации сетки конечных элементов (КЭ) и решения получаемых уравнений [1].

Ранее в работах [2, 3] была представлена программа EMPD (ElectroMagnetic Planar Design) для электромагнитного моделирования СВЧ-устройств на основе векторного МКЭ с использованием тангенциальных базисных функций (БФ) высшего порядка. Несмотря на хорошие возможности программы по точности моделирования характеристик планарных СВЧ цепей, ее основным недостатком являлась невысокая скорость вычислений.

В процессе модернизации программы EMPD с целью повышения её быстродействия используемый ранее итерационный метод решения систем линейных алгебраических уравнений был заменен на прямой фрактальный, а базис функций высшего порядка расширен до пятого порядка. Также были исследованы зависимости точности моделирования планарных устройств и быстродействия программы от степени иерархических базисных функций. Результаты этих исследований представлены в настоящем докладе.

Улучшение быстродействия программы EMPD позволило внедрить в нее алгоритмы параметрической оптимизации. Опыт применения программы в процессе проектирования фильтрующих и частотно-избирательных планарных СВЧ устройств показал ее несомненную полезность, выраженную в сокращении количества промежуточных этапов макетирования.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Общеизвестно, что применение БФ высшего порядка в МКЭ позволяет существенно увеличить точность моделирования. Повышение точности позволяет уменьшить шаг сетки конечных элементов и тем самым сократить размер системы схемных уравнений. Однако относительное количество ненулевых элементов в системе уравнений увеличивается, она становится более плотной и может потребовать большего времени на поиск решения. Кроме того, повышение степени применяемых БФ может привести к численной неустойчивости решения при использовании итерационных методов, поэтому в большинстве публикаций по теории векторного МКЭ рекомендуют ограничиться БФ третьего порядка. В целом можно отметить, что влияние степени примененных функций на скорость выполнения анализа мало исследовано.

Для описания электромагнитных полей в векторном МКЭ обычно используют класс иерархических тангенциальных БФ, основанных на барицентрических ζ -координатах точек в тетраэдрах [1]. БФ низшего (первого) порядка основаны на дифференциальной форме Уитни, которая для шести ребер тетраэдра записывается как

$$\mathbf{W}_{ij} = \zeta_i \nabla \zeta_j - \zeta_j \nabla \zeta_i, \quad i < j < 7. \quad (1)$$

Форма Уитни (1) является функцией вращения, поскольку ее дивергенция $\nabla \bullet \mathbf{W}_{ij} = 0$. Полный набор БФ первого порядка для тетраэдра содержит градиентные функции

$$\mathbf{V}_{ij} = \nabla \zeta_i \zeta_j = \zeta_i \nabla \zeta_j + \zeta_j \nabla \zeta_i, \quad i < j < 7, \quad (2)$$

для которой $\nabla \mathbf{V}_{ij} = \nabla \nabla \zeta_i \zeta_j = 0$.

Выражения (1) и (2) представляют собой полную систему БФ первого порядка для тетраэдра. Она состоит как из функций вращения (1), так и из градиентных функций (2). Система, состоящая из одних функций вращения (1) является неполной, но именно она получила наибольшее распространение в связи с ее более высокой точностью для большинства практических задач и меньшим размером по сравнению с полной системой.

Иерархические системы БФ высшего порядка получают путем прибавления к полной системе БФ предыдущего порядка БФ следующего порядка. При добавлении только функций вращения вновь получают неполную систему БФ соответствующего порядка. Иерархический базис функций любого высшего порядка включает в себя все полные системы БФ низшего порядка. Подробно формирование иерархического базиса функций произвольного порядка изложено в работе [4]. БФ до пятого порядка включительно были внедрены в программу EMPD. При использовании БФ четвертого и пятого порядка за счет их плохих ортогональных свойств возможна деградация получаемых систем уравнений. С целью профилактики указанной проблемы поиск производных БФ и интегрирование БФ по объему тетраэдров в программе EMPD выполняются аналитически. Решение систем получаемых уравнений осуществляется прямым фрактальным методом.

Совокупность методов, реализованных в программе EMPD, была протестирована на модели резонатора (см. рис. 1). В данной модели с целью улучшения возможности масштабирования сетки КЭ резонатор и порты имеют нулевые поперечные размеры. Несмотря на очевидную простоту модели, из-за способа ввода СВЧ мощности в резонатор расчет характеристик возможен только в программах 3D анализа.

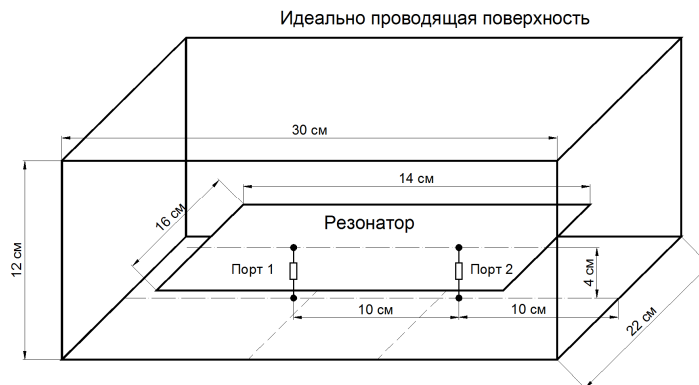


Рис. 1. Тестовая модель прямоугольного экранированного резонатора.

При моделировании весь объем резонатора описывался БФ одинакового порядка. При задании БФ первого порядка шаг сетки КЭ составлял 0,5 см. Для БФ более высокого порядка шаг сетки увеличивался в два раза по всем направлениям. Соответствующие данные по результатам моделирования резонатора приведены в таблице 1, а именно: порядок используемых БФ, минимальный шаг разбиения объема резонатора на тетраэдры, общее число используемых при моделировании тетраэдров, полученное число неизвестных, эквивалентная ширина матрицы неизвестных и общее время выполнения электромагнитного анализа.

Таблица 1 Результаты моделирования резонатора

Шаг сетки КЭ, см	Порядок БФ	Количество БФ на 1 тетраэдр	Число тетраэдров	Число неизвестных	Ширина матрицы	Время решения, сек
0,5	1	6	316800	362132	7,3	530
1,0	2	20	39600	195390	24,4	237
2,0	3	45	5400	75928	37,6	41,8
4,0	4	84	810	19074	55,7	9,3
4,0	5	140	810	30760	84,8	30,3

На рисунке 2 показаны рассчитанные характеристики тестовой модели резонатора для разных значений БФ и шага сетки в соответствии с данными таблицы 1. При увеличении порядка БФ с первого до второго точность расчета резонансной характеристики возрастает (полоса пропускания уменьшается), затем немного снижается. Все рассчитанные характеристики находятся достаточно близко друг другу и обеспечивают приемлемую точность расчетов, за исключением варианта с использованием функции первого порядка.

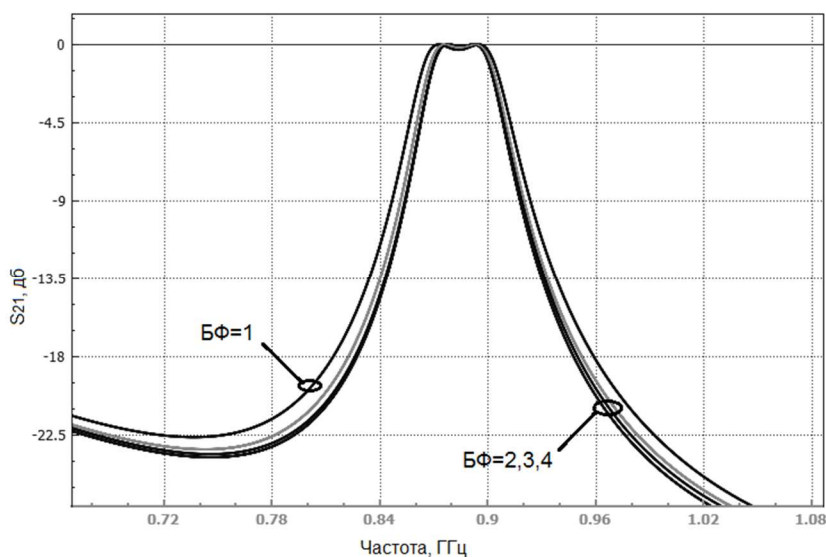


Рис. 2. Расчетные характеристики тестовой модели резонатора.

Анализ проведенных исследований показал, что для повышения точности моделирования необходимо можно уменьшать шаг сетки КЭ или увеличивать порядок используемых БФ. Например, повышение порядка БФ с четвертого до пятого приводит к увеличению времени расчета в три раза (см. таблицу 1), однако полученное решение имеет более высокую точность по сравнению со всеми остальными вариантами, приведенными на рис. 2. Полученные результаты также показывают, что в целях уменьшения времени выполнения расчетов необходимо одновременно увеличивать шаг сетки КЭ и порядок БФ. Применение БФ четвертого порядка позволяет уменьшить время анализа в 4 раза по сравнению с БФ третьего порядка при такой же точности расчета характеристик.

Дальнейшее сокращение времени анализа возможно за счет использования иерархических свойств применяемых БФ. В планарных СВЧ схемах электромагнитные поля имеют наиболее высокую напряженность и максимальный градиент изменения на единицу длины непосредственно в местах, прилегающих к металлическим или резистивным планарным элементам. На рис. 3 приведены примеры определения областей, в пределах которых следуют задавать КЭ с БФ разного порядка. В программе EMPD имеется возможность автоматического определения таких областей. В практических задачах количество тетраэдров, в которых должны быть определены функции высокого порядка (третьего или четвертого) обычно не превышает 10-20% от общего количества, в связи с чем, время выполнения анализа уменьшается в несколько раз при неизменной точности расчетов. Например, S-параметры типовых схем микрополосковых фильтров с семью короткозамкнутыми резонаторами в программе

EMPD рассчитываются за время, не превышающее 1-2 минуты на обычном офисном персональном компьютере.

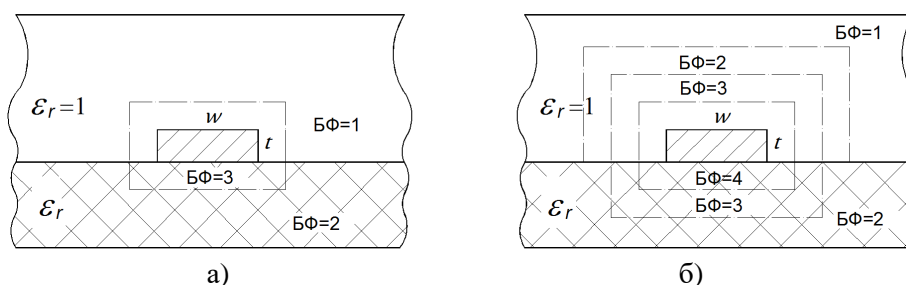


Рис. 3. Области задания иерархических БФ высшего порядка при моделировании планарных схеме на примере микрополосковой линии шириной w и толщиной t , а) БФ 1-3 порядка, б) БФ 1-4 порядка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты исследований свидетельствуют о целесообразности использования иерархических БФ высшего порядка в векторном методе конечных элементов. Применение БФ четвертого и пятого порядка в программе EMPD обеспечило высокую эффективность при расчете и оптимизации характеристик планарных СВЧ устройств. В качестве дальнейшего развития программы предполагается увеличение быстродействия за счёт усовершенствования генератора сетки КЭ путём уменьшения количества КЭ в местах слабого изменения электромагнитных полей в моделируемых структурах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jian-Ming Jin, *The Finite Element Method in Electromagnetics*, 3rd Edition //Wiley-IEEE Press, April 2014, 876 p.
2. Радченко В.В. Прикладная программа электромагнитного моделирования характеристик планарных СВЧ устройств // Материалы 19-й Международной Крымской конференции. — Севастополь, 2009. — С. 105 – 106.
3. Радченко В.В. Электромагнитное моделирование СВЧ устройств на основе базисных функций высшего порядка // Материалы 21-й Международной Крымской конференции. — Севастополь, 2011. — С. 207 – 209.
4. J. P. Webb, “Hierarchical vector basis functions of arbitrary order for triangular and tetrahedral finite elements,”// *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 47, pp. 1244–1253, 1999.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВИБРАЦИОННЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛОСКОЙ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

Якимов А.Н., Неробеев А.В.

Санкт-Петербургский государственный университет
аэрокосмического приборостроения, г. Санкт-Петербург
y_alder@mail.ru, a.v.nerobeev@mail.ru

Моделируется влияние вибрационных воздействий на характеристики плоской волноводно-щелевой антенной решетки, размещенной на подвижном объекте. Возникающие при этом деформации излучающей поверхности приводят к отклонению размеров, угла наклона и места расположения щелевых излучателей от расчетных значений, что влияет на характеристики антенной решетки и радиотехнической систем в целом. Проведен анализ полученных результатов.

Введение

Волноводно-щелевые антенные решетки (ВЩАР), размещенные на подвижных объектах, испытывают вибрационные воздействия, деформирующие их излучающие поверхности. Отклонения размеров, угла наклона и места расположения щелевых излучателей от расчетных значений, возникающие при этом, влияют на характеристики антенной решетки и радиотехнической системы в целом [1].

Транспортируемая радиотехническая система, содержащая ВЩАР, по сравнению со стационарными РТС в большей степени подвержена воздействию вибрации и ускорений, которые возникают из-за наличия неуравновешенных подвижных масс, при работе двигателей, передвижении объектов по дорогам, посадках самолётов и т.д. Так, например, для автомобильного транспорта характерны: вибрации в диапазоне частот от $f_{\min} = 4$ Гц до $f_{\max} = 80$ Гц и ускорения $a = 20 \dots 70$ м/с²; для морских и речных судов характерны: вибрации в диапазоне частот от $f_{\min} = 4$ Гц до $f_{\max} = 150$ Гц и ускорения $a = 60 \dots 80$ м/с²; для летательных аппаратов характерны: вибрации в диапазоне частот от $f_{\min} = 5$ Гц до $f_{\max} = 2000$ Гц и ускорения $a = 1 \dots 200$ м/с². Следует отметить, что при ударных воздействиях ускорения для летательных аппаратов могут достигать $a = 100 \dots 900$ м/с² при длительности воздействия $t_{\text{и}} = 5 \dots 15$ мс, что также необходимо учитывать в расчетах [2].

Наиболее высокие требования предъявляются к ВЩАР, работающим в составе бортовых антенно-фидерных систем (АФС) диапазона крайне высоких частот (КВЧ), соответствующего миллиметровому диапазону волн. Однако и в сантиметровом диапазоне такое влияние остается существенным. В связи с этим актуальными оказываются исследование влияния вибрационных воздействий на конструкцию ВЩАР и оптимизация, этой конструкции с целью минимизации такого влияния.

Математическая модель

Пусть корпус плоской антенной решетки образует излучающую апертуру прямоугольной формы, которая составлена из волноводов прямоугольного сечения, соединенных между собой по узким стенкам. На широкой внешней стенке каждого волновода выполнена излучающая система в виде цепочки щелевых отверстий.

Конструкция типичной ВЩАР схематично изображена на рис. 1.

Здесь N – число волноводов; M – число излучающих щелей в одном волноводе; n – порядковый номер волновода; m – порядковый номер излучающей щелей в волноводе; x, y, z – оси правой декартовой системы координат $Oxyz$; $l_{\text{щ}}$, $d_{\text{щ}}$ – длина и ширина щели соответственно; Δ – толщина стенок волновода; l_1, l_2, l_3 – ширина, высота и длина внутренней полости волновода соответственно; L_1, L_2, L_3 – внешние размеры излучающих волноводов (ширина, высота и длина соответственно).

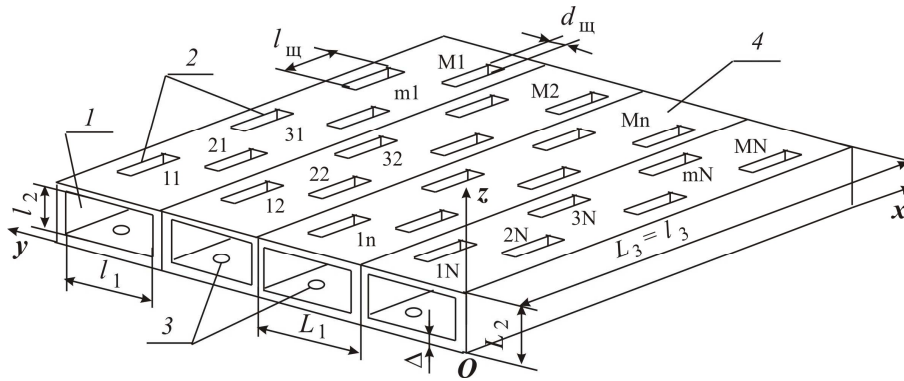


Рис. 1. Прямоугольная волноводно-щелевая антенная решетка: 1 – волноводы; 2 – излучающие щелевые отверстия; 3 – отверстия связи; 4 – излучающее полотно

Линейные ускорения a характерны для всех объектов, движущихся с переменной скоростью. Влияния линейных ускорений на конструкции радиоэлектронных средств обусловлено силами инерции, которые могут во много раз превышать силы тяжести. Так, например, если на объект с массой m_o в состоянии покоя действует сила тяжести $\vec{G} = m_o \cdot \vec{g}$ ($g = 9,81 \text{ м/с}^2$ – ускорение свободного падения), то при движении с ускорением a тот же объект дополнительно подвергается воздействию силы инерции $\vec{F}_и = m_o \cdot \vec{a}$.

Тогда результирующая сила $\vec{F}_р$, действующая на этот объект, составит сумму сил $\vec{F}_и$ и \vec{G} с учетом их векторного характера.

$$\vec{F}_р = \vec{F}_и + \vec{G}. \quad (1)$$

Таким образом, для определения силы $\vec{F}_р$, действующей на исследуемую ВЩАР, необходимо сначала определить ее массу m_o .

$$m_o = \rho \cdot V, \quad (2)$$

где ρ – плотность материала, из которого изготовлена ВЩАР; V – объем, занимаемый этим материалом.

В сантиметровом диапазоне излучающие отверстия пробиваются в излучающем полотне штампом, а соединения осуществляются путем пайки в соляных ваннах. Однако с помощью такой технологии недостижимы параметры точности, предъявляемые к ВЩАР в миллиметровом диапазоне волн, в котором целесообразно использовать методы фотохимического травления, гальванопластики или электроэрозионной обработки.

При реализации гальванопластического метода, например, на заготовку корпуса ВЩАР с изготовленными механообработкой волноводными каналами (без внешней стенки) наращивается сплошное металлическое полотно, надежно сцепленное со стенками каналов, далее проводится координатно-прошивочная электроэрозионная обработка излучающих отверстий и отверстий связи. Таким образом, получается цельная металлическая конструкция ВЩАР [2].

Силовое воздействие на прямоугольную ВЩАР, изображенную на рис. 1, может найдено по формуле (1) после предварительного расчета ее массы по формуле (2). Для данной конструкции

$$V = V_r - V_{вн} - V_{щ} - V_o, \quad (3)$$

где $V_r = L_1 \cdot L_2 \cdot L_3 = (l_1 + 2\Delta) \cdot (l_2 + 2\Delta) \cdot (l_3 + 2\Delta)$ – объем пространства, ограниченного габаритными размерами ВЩАР; $V_{вн} = l_1 \cdot l_2 \cdot l_3$ – объем внутреннего пространства ВЩАР; $V_{щ} = l_{щ} \cdot d_{щ} \cdot \Delta \cdot M \cdot N$ – суммарный объем излучающих щелей; $V_o = S_o \cdot \Delta \cdot N$ – суммарный объем отверстий связи; S_o – площадь

отверстия или отверстий связи в одном волноводе, зависящая от формы отверстия.

Реальная же конструкция дополняется и другими конструктивными элементами. Например, для резонансной ВЦАР дополнительными элементами будут: коротко замыкающие пластины, питающие волноводные каналы. В этом случае формула (3) преобразуется к следующему виду

$$V = V_{\Gamma} - V_{\text{вн}} - V_{\text{щ}} - V_o + 2V_{\text{кз}} + V_{\text{пит}}, \quad (4)$$

где $V_{\text{кз}}$ – объем пластины, замыкающей излучающие волноводы в плоскости zOy ; $V_{\text{пит}}$ – объем конструкционного материала, формирующего волноводные каналы, питающие ВЦАР.

В пакете Solid Works исследовано влияния гармонических вибрационных воздействий на цельнометаллическую конструкцию плоской волноводно-щелевой антенной решетки, установленную на летательном аппарате в типичном диапазоне частот и амплитуд. Конструкция антенной решетки с равноамплитудным и синфазным возбуждением, закрепленная в ее центральной части, имела следующие параметры: ширину 250 мм, длину 1000 мм, толщину 12 мм; число волноводных каналов размером 23×10 мм равно 10; длина электромагнитной волны $\lambda = 3,2$ см; материал - латунь с плотностью $\rho = 8500 \text{ кг/м}^3$.

На рис. 2 приведена модель рассмотренной ВЦАР в Solid Works, деформированная в результате гармонического вибрационного воздействия с частотой $f = 50$ Гц и амплитудой $F_m = 1500$ Н.

Локальные отклонения Δz излучающей поверхности ВЦАР оценивались по оси Oz , т.е. по

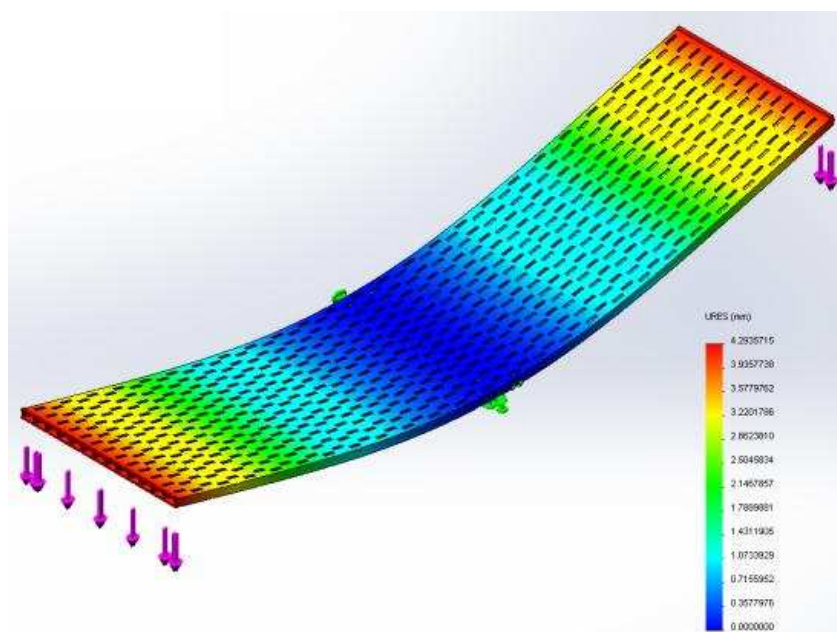


Рис. 2. – Деформированная ВЦАР

нормали к исходному положению излучающего полотна (см. рис. 1).

Анализ результатов моделирования

Зависимость максимальных отклонений Δz_{max} от амплитуды гармонических колебаний F_m в интервале от 0 до 1500 Н при $f = 50$ Гц приведена на рис. 3.

Исследование показало, что вибрационные воздействия летательного аппарата привели к деформации излучающего полотна ВЦАР с $\Delta z_{\text{max}} = 4,3$ мм. Таким образом, даже при относительно

малых размерах исследуемой ВЦАР они оказываются существенными и составляют единицы миллиметров.

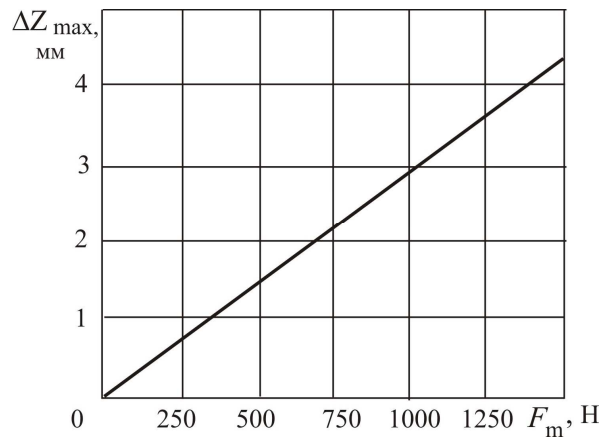


Рис. 3. Максимальные отклонения Δz_{\max} в интервале изменения F_m

Учитывая, что допустимые отклонения излучающей поверхности в направлении движения электромагнитной волны Δr не должны приводить к отклонению фазы более чем на $\pm \pi/8$, деформации ВЦАР не должны превышать $\lambda/16$ [3].

Следовательно, для $\lambda=3,2$ см Δr составит 2 мм, а для $\lambda=8$ мм – 0,5 мм. Полученные результаты указывают на возникновение при рассмотренных вибрационных воздействиях недопустимых деформаций плоской антенной решетки, влияющих на характеристики ее излучения, что подтверждается и другими работами, выполненными ранее [4, 5].

Заключение

Электромагнитное поле, формируемое антенной в заданной точке пространства, является суперпозицией полей, создаваемых токами различных локальных элементов ее излучающей поверхности. В соответствии с электродинамической постановкой задачи об излучении антенной решетки со сложной пространственной конфигурацией, ее излучающая поверхность S может быть представлена как совокупность K независимых элементарных участков S_i , причем $S = \bigcup_{i=1}^K S_i$. Таким образом, излучающая поверхность рассматривается как сложный излучатель, а формируемое ей поле в точке наблюдения P представляется суперпозицией полей E_{pi} создаваемых локальными элементами (элементарными излучателями), составляющих эту поверхность [6].

Нахождение напряженности электрического поля, антенны E_{Σ} , создаваемого системой K элементарных излучателей, в точке наблюдения P , сводится, в результате, к суммированию полей всех составляющих её источников с учетом амплитуд и фаз полей, создаваемых элементарными излучателями. Это позволяет оценить изменение характеристик излучения антенной решетки при внешнем вибрационном воздействии по новому пространственному положению локальных элементов ее излучающей поверхности.

Таким образом, проведенное математическое моделирование позволяет оценить влияние вибрационных воздействий на конструкцию плоской антенной решетки и характеристики ее излучения, а также провести ее оптимизацию по минимуму этого влияния. Появляется также возможность по изменению характеристики излучения антенной решетки оценить и изменений характеристик радиотехнической системы, в составе которой она используется.

ЛИТЕРАТУРА

1. Прокофьев Л.И., Светлаков Ю.А., Седаков А.Ю. Методы изготовления волноводно-щелевых антенных решеток для бортовых АФС КВЧ-диапазона длин волн// Новые промышленные технологии, 2009. – №3. – С. 11-14.
2. Муромцев, Д.Ю., Белоусов О.А. Компьютерные технологии для расчёта тепловых режимов и механических воздействий: учебное пособие. – Тамбов: Изд-во ФГБОУ ВПО «ТГТУ», 2012. – 88 с.
3. Антенны УКВ/ под ред. Г.З. Айзенберга. В 2-х ч. Ч. 1. – М.: Связь, 1977. – 384 с.
4. Талибов Н.А., Якимов А.Н. Моделирование влияния вибраций на характеристики волноводно-щелевой антенны // Труды Международного симпозиума Надежность и качество.– 2009. – Т 1 – С. 355-358.
5. Талибов Н.А., Якимов А.Н., Смогунов В.В. Исследование влияния вибраций на диаграмму направленности волноводно-щелевой антенны// Доклады III Всероссийской конференции "Радиолокация и радиосвязь" (Москва, 26-30 октября 2009 г.). – М.: Изд-во ИРЭ РАН, 2009. – Т. 1. – С. 76-79.
6. Якимов А.Н., Лапшин Э.В., Юрков Н.К. Дискретное представление – основа моделирования антенн сложной конфигурации// Известия Самарского научного центра РАН. – т. 16. – № 4(2). –2014. – С. 454-458.

SINIS БОЛОМЕТР С ПОДВЕШЕННЫМ АБСОРБЕРОМ

Тарасов М.А.^{1,2,4}, Эдельман В.С.², Фоминский М.Ю.¹, Юсупов Р.А.¹

¹ ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Москва.

tarasov@hitech.cplire.ru, ffke@yandex.ru

² ИФП РАН, Москва.

edelman@kapitza.ras.ru

³ Московский физико-технический институт (ГУ)

yusupovrenat@hitech.cplire.ru

⁴ CHALMERS UNIVERSITY OF TECHNOLOGY Göteborg, Sweden.

yurgens@chalmers.se

Разработаны и изготовлены болометрические структуры сверхпроводник-изолятор-нормальный металл-изолятор-сверхпроводник (СИНИС) с подвешенными пленками нормального металла. В качестве нормального металла исследованы пленки Си, Рд, Нф. Болометры интегрированы с планарными двойными щелевыми и логопериодическими антеннами. Оптимизирована конструкция и технология изготовления болометра, позволившая устранить подавление сверхпроводимости эффектом близости на краях туннельных переходов, граничащих с нормальным металлом. Измерены вольтамперные характеристики при температурах 100-300 мК и оптический отклик на излучение черного тела.

Введение

Поглощение терагерцового излучения в структурах сверхпроводник – изолятор - нормальный металл - сверхпроводник – изолятор (СИНИС) вызывает увеличение электронной температуры нормального металла (абсорбера), которое можно зарегистрировать по увеличению туннельного тока [1]. Обычно для оценки чувствительности считают, что энергия поглощённого излучения эквивалентна нагреву постоянным током. Предполагается, что электронная система перегревается до некоторой повышенной электронной температуры T_e . В случае довольно высокой энергии фотона $hf \gg kT$ распределение энергии электронов сложным образом зависит от электрон-электронных, электрон-фононных, фонон-электронных, фонон-фононных взаимодействий и туннелирования возбужденных электронов через СИН-переход. Функция распределения электронов в таком случае может существенно отличаться от функции распределения Ферми. Если снизить утечку тепла через фононную систему в подложку и электроды путем грамотного проектирования абсорбера, квантовый отклик детектора может быть улучшен до величины hf / kT , вследствие увеличения числа возбужденных электронов.

Цель работы – создание болометра на основе СИНИС структуры с подвешенным абсорбером для уменьшения теплоотвода в подложку, интегрированного в планарные антенны, предназначенного для работы в ТГц диапазоне излучения.

Ранее болометры изготавливались с абсорбером из тонкой пленки несверхпроводящего алюминия, лежащем на подложке [2], что влекло за собой большие утечки тепла и в подложку, и в электроды (см. Рис. 1). Для электрона, который поглощает фотон с частотой 350 ГГц, время электрон-фононного и электрон-электронного взаимодействия составляет около 0,2 и 1 нс соответственно. Возбужденный электрон создает высокоэнергичные фононы, которые могут легко покинуть абсорбер, если он помещен на подложку или подключен к электродам из того же материала [3]. Использование поглощающего материала, отличного от материала электродов, может улучшить теплоизоляцию вследствие высокого несоответствия акустических импедансов и большого сопротивления Капицы между абсорбером и электродом.

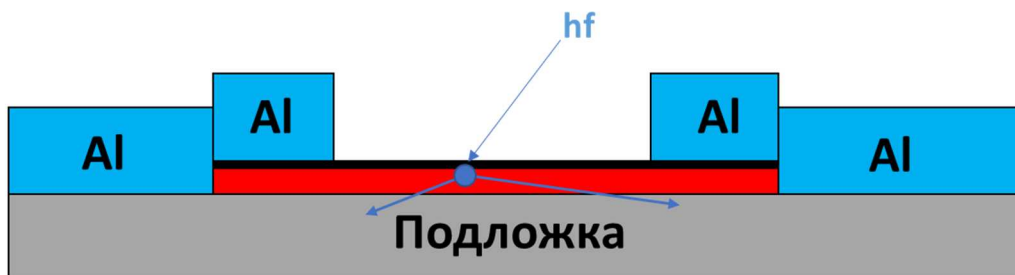


Рис. 1. Обычный СИНИС болометр с абсорбера (красный) на кремниевой подложке (серый) и сверхпроводящими Al электродами (синие). Абсорбер окисляется с образованием туннельного барьера до сверхпроводящего электрода.

Изготовление и измерения

В данной работе предлагается альтернативный дизайн СИНИС болометров. Процесс изготовления несколько проще по сравнению с ранее используемой техникой теневого напыления. Пленки могут быть нанесены различными техниками напыления, такими как термическое испарение, электронно-лучевое испарение или магнетронное распыление. Структура обоих слоев может быть сделана с использованием простого процесса «взрывной» литографии. В первую очередь, мы наносим TiAuPd разводку и контактные площадки, далее наносится трехслойка Al/оксид/нормальный металл. В конце, мы избирательно протравливаем слой алюминия под абсорбером в области, определяемой окном в резисте. Алюминий под мостиком полностью удаляется травлением в слабом основании (Microposit MF CD 26 developer).

В наших предыдущих работах [4] исследованы СИНИС болометры с ловушками для горячих квазичастиц, примыкающими к торцам сверхпроводящих электродов. Негативным эффектом такой близости стало частичное подавление сверхпроводимости на краях СИН переходов и размытие формы ВАХ в районе энергетической щели. Для устранения такого эффекта технология изготовления была модифицирована с добавлением операции кислотного травления нормального металла, позволившая увеличить до 2 мкм расстояние от области туннельного перехода до нормального металла антенны. На рис. 2 показан схематический вид предлагаемой компоновки. Так же в дизайне были предусмотрены дополнительные подводящие провода, которые позволили более точно измерять характеристики структур по четырехзондовой схеме.



Рис. 2. Схематическое изображение СИНИС структуры в разрезе .

Измерения проводились при низких температурах (до 100мК) в криостатах растворения. Измерения проводились в режиме задания тока. Характерная вольт-амперная характеристика и дифференциальное сопротивление измеренное при 300 мК представлено на Рис. 3.

Снятие зависимостей происходило в автоматическом режиме с помощью программы Irteson с дальнейшей обработкой полученных экспериментальных данных. Также была измерена температурная зависимость динамического сопротивления в диапазоне температур 133-480 мК (рис. 4) Асимптотическое сопротивление соответствует двум СИН переходам, участку абсорбера и подводящим проводам. Также на данной кривой виден характерный провал около нуля напряжения при низких температурах. Данный эффект указывает на присутствие андреевского отражения [5] в таких структурах. Для исследования этого эффекта была снята зависимость динамического сопротивления от магнитного поля (Рис. 5).

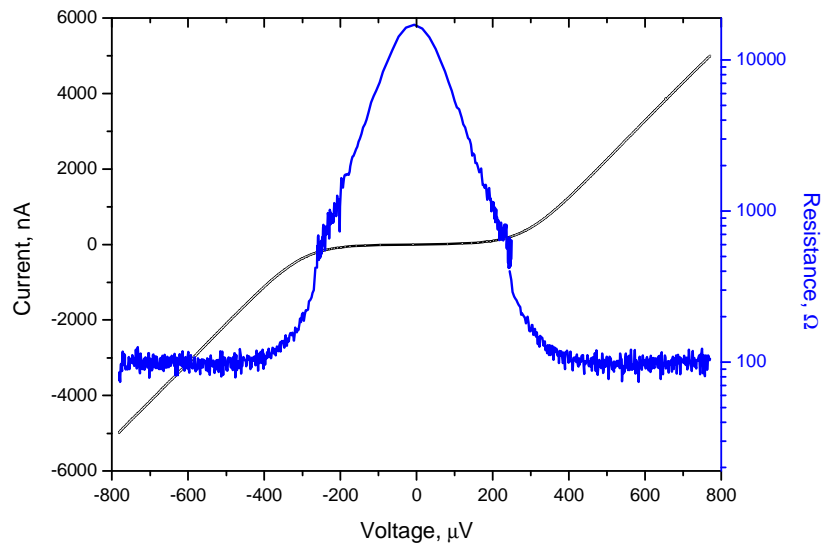


Рис.3 ВАХ и дифференциальное сопротивление СИНИС болометра при температуре 300 мК

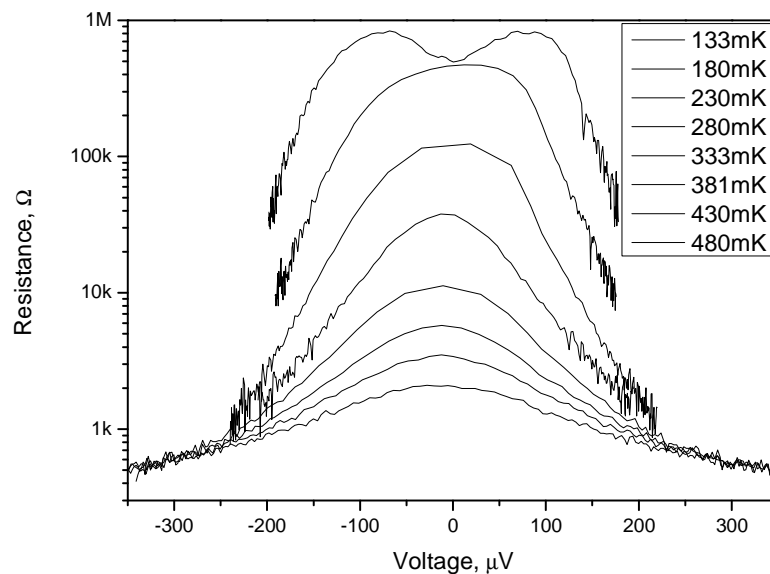


Рис.4 Температурные зависимости дифференциального сопротивления в диапазоне 133-480 мК

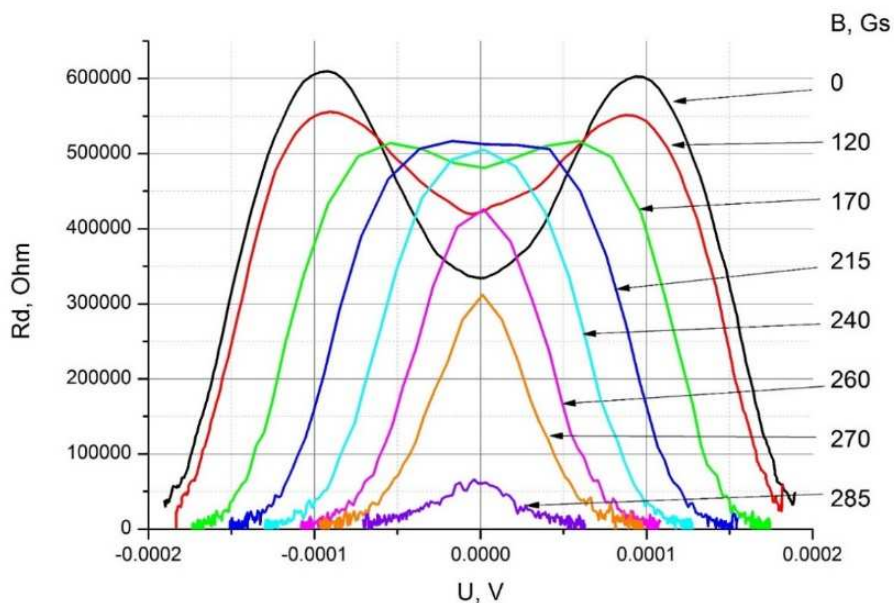


Рис.5 Зависимость дифференциального сопротивления от внешнего магнитного поля.

Для оценки чувствительности изготовленных структур измерялся отклик на нагрев постоянным током, такие эксперименты аналогичны нагреву внешним излучением. Данные измерения возможны в тестовых структурах с 4 переходами соединенных общим нормальным металлом. В данной структуре через пару переходов подавался постоянный ток, а через другую пару производили измерения.

Основная характеристика болометра – это отклик на внешнее излучение. Для оценки отклика изготовленных структур был исследован отклик на излучение черного тела. Исследовалась чувствительность болометра, интегрированного в двойную щелевую антенну. Дополнительно было проведено моделирование частотных характеристик используемой антенны в программном пакете CST Studio. Чувствительность по результатам наших измерений достигла величины 10^8 В/Вт. (рис 7).

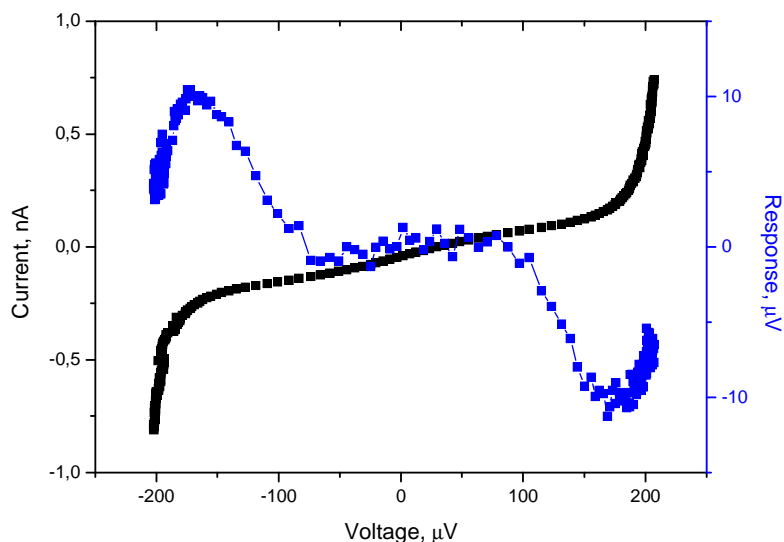


Рис.6. Отклик болометра на нагрев постоянным током от температуры 75мК. Соответствующий отклик составил более 10^9 В/Вт

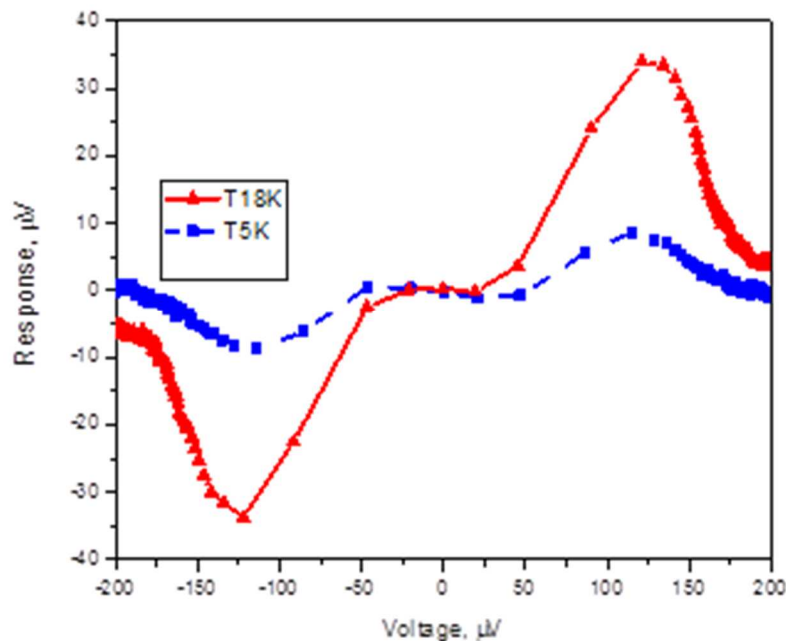


Рис.7 Оптический отклик болометра с гафниевым абсорбером.

Обсуждение

Результатом данной работы является разработка новой технологии изготовления болометров с СИН переходами, которая позволяет решить часть технологических и принципиальных вопросов. Данная технология была нами успешно апробирована для создания высокочувствительных болометров, которые могут составить конкуренцию уже традиционным болометрам на холодных электронах в терагерцовом и миллиметровом диапазоне частот.

Благодарности

Работы выполнены при финансовой поддержке гранта РФФИ (проект №14-02-91335 ННИО_а), научной школы НШ-8168.2016.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. L.Kuzmin, D.Chouvaev, M.Tarasov, P.Sundquist, M.Willander, T.Claeson, On concept of normal metal hot-electron microbolometer for space applications, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 9 (2), 3186-3189 (1999).
2. M. Tarasov, L. Kuzmin, and N. Kaurova, "Thin multilayer aluminum structures for superconducting devices," *Instruments and Experimental Techn.*, vol. 52, no. 6, pp. 877-881, 2009.
3. M.Tarasov, V.Edelman, A.Ermakov, S.Mahashabde, L.Kuzmin, Quantum efficiency of cold-electron bolometer optical response, *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, 5 (1), 44-48 (2015).
4. М. А. Тарасов, В.С. Эдельман, М. Ю. Фоминский, Р. А. Юсупов, А. Юргенс, Криогенный болометр с подвешенным абсорбером, *Журнал Радиоэлектроники*, 2016, 1, <http://jre.cplire.ru/jre/jan16/14/text.html>
5. А. В. Селиверстов, М. А. Тарасов, В. С. Эдельман, "Влияние продольного магнитного поля на андреевскую проводимость структуры сверхпроводник-изолятор-нормальный металл", *Письма в ЖЭТФ*, 103:7 (2016), 547-551

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАНАРНЫХ СТРУКТУР С ПОМОЩЬЮ СКАНИРУЮЩЕГО МИКРОВОЛНОВОГО МИКРОСКОПА

Резник А.Н., Королев С.А.

Институт физики микроструктур РАН

reznik@ipmras.ru, pesh@ipmras.ru

Разработан метод сканирующей ближнепольной микроволновой микроскопии, позволяющий определять электрические характеристики многослойных планарных структур. Метод использует электродинамическую модель микроскопа, в рамках которой зонд представляется в виде монополярной антенны, взаимодействующей с произвольно структурированной плоскостойкой средой. Подгоночные параметры модели определяются из калибровочных измерений эталонных образцов. Характеристики тестируемой структуры находятся путем решения соответствующей обратной задачи. Метод апробирован в исследованиях эпитаксиальных плёнок GaN и гетероструктуры AlGaIn/GaN с использованием сконструированного микроскопа диапазона 1.4 ГГц с пространственным разрешением ~ 85 мкм. Получены 2D-распределения сопротивления проводящего слоя в процессе сканирования образцов. Степень однородности тестируемых структур оказалась достаточной для создания приборов на их основе.

Введение

Получение с помощью сканирующего ближнепольного микроволнового микроскопа (СБММ) количественной информации об объектах является важной и до конца еще не решенной задачей. Трудность связана с тем, что взаимодействие зонда с неоднородным объектом представляет собой сложную электродинамическую задачу при высоких требованиях к точности ее решения. Наметилось два подхода к решению соответствующей проблемы. В основе первого лежит решение уравнений электродинамики методами конечных элементов с использованием коммерческих, либо собственноручно написанных компьютерных программ [1-3]. Главный недостаток этого подхода – большие временные затраты при вычислениях – делает его практически непригодным для практического применения. Другой подход требует построения сравнительно простой аналитической модели СБММ с большой скоростью расчетов [4-6]. Внутренние параметры модели, как правило, должны быть установлены по данным калибровочных измерений на эталонных образцах. В настоящее время возможности данного подхода продемонстрированы на достаточно простых объектах – объемно однородных, либо системах пленка-подложка.

Одна из целей данной работы – развитие предложенного в [6] метода. Мы даем описание используемого СБММ, взаимодействующего с произвольной одномерной структурой, с изложением методики его расчета. Возможность исследования многослойных структур является отличительной особенностью данного метода, которая обусловлена спецификой развитой в [6] теории СБММ. Измерения выполнены на ряде объектов полупроводниковой электроники, где слоистые структуры составляют основу производства элементной базы. В этой связи интерес представляет определение локальных электрических характеристик отдельных слоев микронной или нанометровой толщины, таких как комплексная диэлектрическая проницаемость, электрическое сопротивление, концентрация, подвижность свободных носителей и др. В частности, объектами наших исследований послужили эпитаксиальные пленки GaN и гетероструктуры AlGaIn/GaN, используемые для изготовления полупроводниковых приборов.

Конструкция и работа СБММ

Схема сконструированного нами СБММ диапазона частот $f = 1.4$ ГГц представлена на рис. 1. По сравнению с микроскопом, описанным в [6], в конструкцию были внесены некоторые

изменения. В частности, был разработан новый зонд, позволяющий осуществлять быструю смену игл и обладающий более точной подстройкой резонансной частоты. Источником и приёмником микроволнового сигнала служит векторный анализатор цепей Agilent E8361A. Передача и приём сигнала осуществляется через общий порт анализатора, который связан омически с резонатором микроскопа посредством коаксиального кабеля с импедансом $Z_0 = 50$ Ом. Резонатор выполнен в виде отрезка коаксиальной линии с тefлоновым заполнением. Оба конца резонатора разомкнуты. Импеданс линии резонатора $Z_1 = 50$ Ом, ее длина $L \approx 7$ см. Тонкая подстройка согласования осуществляется при помощи резьбовых накладок с обоих концов резонатора. К одному из концов центрального проводника резонатора крепится металлическая игла. В данной работе использовалась вольфрамовая игла с радиусом закругления острия 20-50 мкм. Резонатор внедрён в качестве сменного модуля в систему сканирования мульти-микроскопа СММ-2000 (АО «Завод ПРОТОН»). Образец крепится на текстолитовом столике, расположенном на подвижной платформе. Платформа установлена на ножки, изготовленные из пьезотрубок. На пьезотрубки подается импульс пилообразной формы с плавным и резким изменением напряжения на фронтах. На плавном участке импульса трубки медленно изгибаются, захватывая платформу. При резком выпрямлении трубок платформа остается неподвижной из-за проскальзывания в точках контакта с трубками. Так происходит перемещение платформы на один калиброванный шаг в направлении x или z . В программе компьютерного управления задается направление и расстояние перемещения.

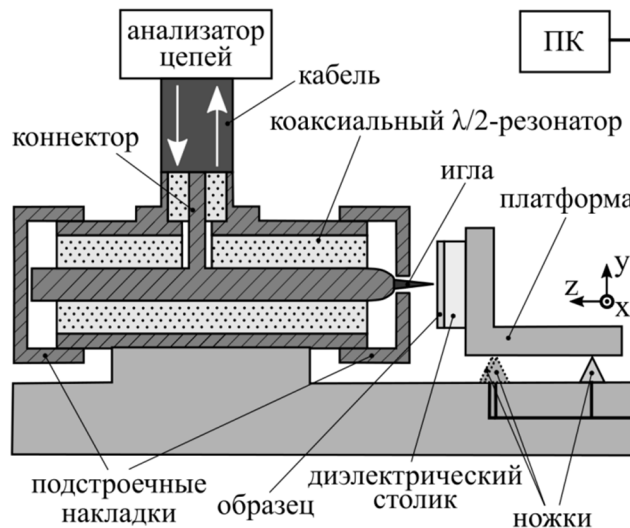


Рис. 1. Схема СБММ.

В ходе измерений в реальном времени регистрируется зависимость квадрата модуля γ и фазы φ коэффициента отражения входа резонатора $\Gamma = \gamma^{1/2} \exp(i\varphi)$ от частоты f . Влияние подводящего коаксиального кабеля исключается с помощью стандартной процедуры калибровки анализатора. В отсутствие контакта зонда с образцом производится тонкая подстройка резонатора вращением накладок на его концах, приводящим к небольшому изменению эффективных длин плеч $l_{1,2}$ (т.е. расстояний между концами формирующей резонатор линии и точкой входа). В результате подстройки достигается безотражательное возбуждение резонатора, при котором $\gamma \ll 1$ (реально мы добивались $\gamma < -40$ дБ). При этом асимметрия возбуждения достаточно мала: $l_1 - l_2 = 3.5$ мм $\ll L = l_1 + l_2$. Взаимодействие зонда с образцом приводит к искажению резонансной кривой $\Gamma(f)$: понижению резонансной частоты, падению добротности, рассогласованию (увеличению коэффициента γ вплоть до полного выполаживания кривой $\Gamma(f)$).

Электродинамическая модель СБММ

Комплексный коэффициент отражения $\Gamma(f)$ определяется входным импедансом резонатора Z_{in} :

$$\Gamma(f) = \frac{Z_{in}(f) - Z_0}{Z_{in}(f) + Z_0}. \quad (1)$$

Импеданс Z_{in} находится по теории цепей, как параллельное соединение импедансов плеч резонатора Z_1 и Z_2 :

$$Z_{in}(f) = \frac{Z_1(f)Z_2(f)}{Z_1(f) + Z_2(f)}, \quad (2a)$$

$$Z_1(f) = -iZ_1 \text{ctg}(k_1(f)l_1), \quad (2b)$$

$$Z_2(f) = Z_1 \frac{Z(f) + iZ_1 \text{tg}(k_1(f)l_2)}{Z_1 + iZ(f) \text{tg}(k_1(f)l_2)}, \quad (2b)$$

$$k_1(f) = \frac{2\pi f \sqrt{\epsilon_{\text{ef}}}}{c} (1 - i\delta), \quad (2r)$$

где $k_1(f)$ – волновое число линии, определяемое параметром затухания δ и относительной диэлектрической проницаемостью тефлона $\epsilon_{\text{ef}} = 2.1$, c – скорость света в вакууме.

Взаимодействующая с образцом игла рассматривается как антенна с входным импедансом $Z(f)$, подключенная в качестве нагрузки на рабочем конце резонатора. Импеданс $Z(f)$ рассчитывается в рамках теории монополярной антенны, взаимодействующей с образцом, имеющим произвольный одномерный профиль комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon(z)$ [6].

Резонансная характеристика описывается функциями:

$$\gamma(f) = \frac{(1-\beta)^2/Q_0^2 + 4(f/f_0 - 1)^2}{(1+\beta)^2/Q_0^2 + 4(f/f_0 - 1)^2}, \quad (3a)$$

$$\phi(f) = \frac{4Q_0}{1/\beta - \beta} (f/f_0 - 1), \quad (3b)$$

где f_0 – резонансная частота, Q_0 – ненагруженная добротность резонатора, β – параметр связи. Изменение параметров f_0 , Q_0 , β служит источником информации о характеристиках исследуемого образца.

Метод количественной характеристики

Методика определения параметров образца включает вычисление импеданса антенны Z в формулах (1,2), для которого достигается наилучшее соответствие теоретической и экспериментальной кривых $\Gamma(f)$. С этой целью из эксперимента определяются параметры резонансной кривой f_0 , Q_0 , β , после чего искомым импеданс Z находится путем аппроксимации зависимости (1) функцией (3). Импеданс Z связан с электрическими и геометрическими параметрами слоистой структуры теорией [6], а определение параметров образца по этой теории представляет собой обратную задачу. Метод решения обратной задачи для образца в виде полупроводниковой пленки, выращенной на диэлектрической подложке, изложен в [6]. Использованный в данной работе метод в основных чертах идентичен [6]. Модификация состояла в том, что процедура [6] была частично автоматизирована за счет компьютерного поиска параметров образца путем минимизации функции невязки следующего общего вида:

$$F(d_1, \dots, d_M, \epsilon_1, \dots, \epsilon_M) = \sum_{j=1}^N \frac{[R_c^j(d_1, \dots, d_M, \epsilon_1, \dots, \epsilon_M) - R_m^j]^2 + [X_c^j(d_1, \dots, d_M, \epsilon_1, \dots, \epsilon_M) - X_m^j]^2}{[R_m^j]^2 + [X_m^j]^2}. \quad (4)$$

Рассматриваемый объект представляет собой структуру из M однородных слоев с толщинами d_i и проницаемостями ϵ_i для каждого i -го слоя. Экспериментальные данные, полученные с помощью N различных зондов, представлены значениями комплексного импеданса

$Z_m^j = R_m^j + iX_m^j$ для каждого j -ого зонда. Функция

$Z_c^j(d_1, \dots, d_M, \epsilon_1, \dots, \epsilon_M) = R_c^j(d_1, \dots, d_M, \epsilon_1, \dots, \epsilon_M) + iX_c^j(d_1, \dots, d_M, \epsilon_1, \dots, \epsilon_M)$ – результат расчета импеданса j -го зонда по теории [6] для образца с произвольными значениями параметров слоев d_i , ϵ_i . В случае зондирования многослойной структуры измерительная система может включать зонды с разным размером апертуры и/или рабочей частотой. Интересно, что изменение высоты h не дает независимой информации о параметрах структуры, т.е. может быть использовано только для повышения точности определения параметров, получаемых при одной фиксированной высоте. Исходными данными для функции (4) служат характеристики зондов, полученные из эксперимента импедансы и начальные значения параметров структуры. Искомым решением являются значения d_i , ϵ_i ($i = 1 \dots M$), при которых достигается минимум функции (4).

Итерационная процедура минимизации невязки реализована на основе алгоритма Нелдера-Мида [7]. В данной работе рассматривается задача с двумя неизвестными параметрами – проводимостью σ и толщиной d одного из слоёв структуры. Комплексная диэлектрическая проницаемость пленки вычисляется по формуле $\epsilon = \epsilon_1 - i\sigma/(2\pi\epsilon_0 f)$, где ϵ_1 – проницаемость решётки, ϵ_0 – проницаемость вакуума. Моделирование показало, что в рассматриваемом диапазоне параметров системы микроскоп-образец не удастся разделить найти проводимость σ и толщину d слоя. Возможным оказывается определение сопротивления $R_{sh} = 1/(d\sigma)$. В такой ситуации достаточно измерений одним зондом ($N = 1$). Мы задавали в функции (4) некоторое оценочное значение толщины пленки d , находили решение относительно проводимости σ , после чего рассчитывали величину R_{sh} .

Метод включает в себя калибровочные измерения эффективного радиуса острия иглы g_0 и эффективного расстояния зонд-образец h_0 . Определение этих параметров делает предложенную в [6] модель микроскопа самосогласованной, поскольку, как выяснилось, параметры модели зависят от электрических характеристик исследуемого образца и от расстояния зонд-образец. В качестве калибровочных эталонов требуются образцы с достаточно простой внутренней структурой и заранее установленными диэлектрическими/проводящими характеристиками. В наших измерениях эталонами служили однородные пластины кварца, сапфира и кремния с разной степенью легирования. Для каждого эталонного образца измеряется резонансная характеристика $\Gamma(f)$, по которой определяются значения параметров f_0 , Q_0 , β функций (3). Эффективные параметры иглы g_0 , h_0 подбираются таким образом, чтобы рассчитанные по формулам (1,2) параметры резонансной кривой совпали с измерениями. В этих расчетах используется модель микроскопа [6]. Параметры g_0 , h_0 отличаются для разных игл и могут изменяться в процессе длительной эксплуатации СБММ из-за модификации формы острия иглы. Чтобы уменьшить соответствующее влияние, тестирование различных образцов мы чередовали с калибровочными измерениями. Контрольная калибровка по одному из эталонов проводилась также в начале и в конце каждого скана.

Результаты

Метод определения сопротивления R_{sh} с помощью СБММ был апробирован в процессе отработки технологии роста плёнок n -GaN на сапфировой подложке. На базе таких структур предполагается создавать диоды субмиллиметрового диапазона. В таблице 1 приведены толщина d_f и сопротивление $R_{sh}^{ВДП}$ исследованных плёнок. Измерения сопротивления $R_{sh}^{ВДП}$ проводились методом Ван дер Пау (ВДП). Метод ВДП требует нанесения на поверхность структуры омических контактов, что приводит к деградации структур в соответствующих областях. Кроме того, контакты наносились по краям образца, линейный размер которого был

более 5 мм. В результате определялось среднее по площади сопротивление $R_{sh}^{ВДП}$, т.е. не исследовалась однородность пленки вдоль поверхности. СБММ диагностика выгодно отличается бесконтактным, неразрушающим контролем и, кроме того, локальностью измерений. Степень локальности определяется разрешающей способностью зонда, которая в наших исследованиях составила ~ 85 мкм, т.е. оказалась несколько ниже диаметра острия иглы (~ 40 мкм). В таблице 1 приведены значения R_{sh} , измеренные с помощью СБММ. Для высокоомных образцов S1, S2 расхождение между данными ВДП и СБММ составляет $< 15\%$. Для низкоомных образцов S3-S6 разница составляет 35-75 %, причем наблюдается систематическое превышение $R_{sh}^{СБММ}$ над $R_{sh}^{ВДП}$. По нашим оценкам, погрешность микроволнового метода может составлять $\sim 50-100$ Ом/□, что особенно сказывается на результатах тестирования низкоомных образцов. Более объективная информация о точности метода может быть получена с помощью независимых микроволновых измерений. Соответствующие методы, использующие волновое электромагнитное поле [8], при вышеуказанных латеральных размерах структур могут применяться в миллиметровом диапазоне волн. Другой возможный путь – сравнить результаты СБММ-измерений, выполненных при помощи зондов, различающихся конфигурацией, диаметром иглы, рабочей частотой. Эти исследования планируются в дальнейшем. Для структуры S2 было выполнено измерение распределений $R_{sh}(x,y)$ в процессе сканирования поверхности. В этих исследованиях не выявлено неоднородности R_{sh} , существенно превышающей вышеуказанный уровень погрешности. Последнее обстоятельство важно для производства GaN-диодов. Отличительная черта предлагаемого метода – возможность определять параметры многослойных структур. В качестве примера приводятся результаты измерения R_{sh} канала гетероструктуры AlGaIn/GaN, используемой для создания полевых транзисторов. Данная структура имеет следующую последовательность слоёв: сапфировая подложка, эпитаксиальный слой GaN, эпитаксиальный слой AlGaIn. В слое GaN на границе с AlGaIn образуется проводящий канал. Толщина слоя GaN ~ 1 мкм; толщина слоя AlGaIn определяется с помощью вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) и составляет 30 нм. Проводящий канал имеет толщину $d_{ch} \sim 10$ нм. С помощью метода ВДП было измерено $R_{sh}^{ВДП} = 1.3$ кОм/□. По данным СБММ измерений в режиме сканирования наблюдались крупномасштабные ($\sim 2-3$ мм) изменения сопротивления образца в пределах $R_{sh}^{СБММ} = 0.6-0.9$ кОм/□. Наличие протяженных областей однородности образца позволяет формировать транзисторы, для чего предпочтительно выбирать участки поверхности с наименьшим сопротивлением проводящего канала. Отличие СБММ и ВДП сопротивлений в исследованиях структур обоих типов, по-видимому, связано с микроскопическими неоднородностями, вызывающими различие путей протекания переменного и постоянного токов.

Таблица 1. Параметры плёнок GaN.

Образец	d_f , $\mu\text{м}$	$R_{sh}^{ВДП}$, кОм/□	$R_{sh}^{СБММ}$, кОм/□
S1	0.50	14	16
S2	0.75	7.6	6.7
S3	0.90	1.4	1.9
S4	0.90	0.78	1.2
S5	0.75	0.40	0.7
S6	1.05	0.25	0.4

Заключение

В работе разработан метод, позволяющий с помощью СБММ картографировать в плоскости поверхности распределение параметров многослойных структур. Метод реализован на СБММ диапазоне 1.4 ГГц с пространственным разрешением 85 мкм. В качестве тестовых образцов использовались приборные структуры: эпитаксиальные плёнки GaN и гетероструктура

AlGaN/GaN. Измерялось сопротивление проводящего слоя структур R_{sh} . Сканирование образцов показало их однородность, достаточную для формирования диодов и транзисторов. Предложенный метод позволяет без разрушения контролировать величину и однородность электрических характеристик многослойных структур. Отличие ВДП и СБММ результатов указывает на предпочтительность микроволнового тестирования для последующего изготовления приборов, работающих в соответствующем частотном диапазоне. Данная работа поддержана РФФИ (проект N 15-02-04081) и Программами РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Steinhauer D.E., Vlahacos C.P., Wellstood F.C., Anlage S.M., Canedy C., Ramesh R., Stanishevsky A., and Melngailis J., Quantitative imaging of dielectric permittivity and tenability with a near-field scanning microwave microscope // *Review of Scientific Instruments*, vol. 71, issue 7, pp. 2751-2758, July 2000.
2. Golosovsky M., Maniv E., Davidov D., and Frenkel A., Near-field of a scanning aperture microwave probe: a 3-D finite element analysis // *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 51, no. 5, pp. 1090-1096, Oct. 2002.
3. Balusek C., Friedman B., Luna D., Oetiker B., Babajanyan A., and Lee K., A three-dimensional finite element model of near-field scanning microwave microscopy // *Journal of Applied Physics*, vol. 112, no. 8, pp. 084318: 1-7, Oct. 2012.
4. Gao C., Hu B., Zhang P., Huang M. Liu W., and Takeuchi I., Quantitative microwave evanescent microscopy of dielectric thin films using a recursive image charge approach // *Applied Physics Letters*, vol. 84, issue 23, pp. 4647-4649, June 2004.
5. Imtiaz A. and Anlage S.M., Effect of tip geometry on contrast and spatial resolution of the near-field microwave microscope // *Journal of Applied Physics*, vol. 100, issue 4, pp. 044304:1-8, Aug. 2006.
6. Reznik A.N. and Korolyov S.A., Monopole antenna in quantitative near-field microwave microscopy of planar structures // *Journal of Applied Physics*, vol. 119, issue 9, pp. 094504:1-10, March 2016.
7. Nelder J.A. and Mead R., A simplex method for function minimization // *The Computer Journal*, vol. 7, issue 4, pp. 308–313, Jan. 1965.
8. Krupka J., Contactless methods of conductivity and sheet resistance measurement for semiconductors, conductors and superconductors // *Measurement Science and Technology*, vol. 24, no. 6, pp. 062001: 1-13, May 2013.

МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ УСТОЙЧИВОСТИ ВИНТОВЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ГИРОТРОНОВ

Кунцевич А.Д.¹, Мануилов В.Н.¹

¹ Нижегородский госуниверситет им.Н.И.Лобачевского (Национальный исследовательский университет)
manuilov@rf.unn.ru

Кратко изложена методика моделирования динамических процессов в винтовых электронных пучках (ВЭП), базирующаяся на методе крупных частиц. Изучены процессы захвата электронов в адиабатическую ловушку, возникающую в электронно-оптической системе гиротрона между магнитным и электростатическим зеркалами. Рассмотрен типичный сценарий развития колебаний пространственного заряда в ловушке и даны рекомендации по подавлению колебаний в магнетронно-инжекторных пушках гиротронов сантиметрового и миллиметрового диапазонов. В частности, рассмотрены способы коррекции электрического и магнитного полей в области формирования и транспортировки ВЭП, способствующие снижению доли захваченных в адиабатическую ловушку частиц и за счет этого снижению вероятности развития низкочастотных колебаний пространственного заряда в формируемом пучке.

Введение

В настоящее время гиротроны [1-3] занимают лидирующее положение среди источников мощного СВЧ излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн. Область возможных применений гиротронов непрерывно расширяется и уже в настоящее время включает спектроскопию сверхвысокого разрешения, синтез керамик с необычными физическими свойствами, нагрев плазмы в перспективных термоядерных реакторах, ряд приложений в медицине и биологии [4-5]. Работа гирорезонансных устройств основана на механизме когерентного циклотронного излучения электронов, вращающихся в магнитном поле [2, 3]. Активной средой (источником энергии излучения) в гиротронах служат винтовые электронные пучки (ВЭП) [2], в которых необходимо обеспечить большое отношение скорости вращения электронов v_{\perp} к скорости их продольного движения v_{\parallel} , поскольку в энергию излучения преобразуется только кинетическая энергия вращения (так называемый питч-фактор $g=v_{\perp}/v_{\parallel}$ должен быть, по крайней мере больше 1). Спецификой формирования ВЭП является наличие области адиабатического сжатия пучка [2] в плавно нарастающем магнитном поле (рис.1). В тоже время ЭОС гиротрона формирует ВЭП с разбросом скоростей вращения [2, 6, 7]. В результате в гиротроне возникает магнитное зеркало, от которого при большой величине g часть частиц отражается и далее захватывается в адиабатическую ловушку между катодом и рабочим пространством прибора. Такие частицы совершают продольные колебания и могут инициировать неустойчивости ВЭП, сопровождающиеся низкочастотными колебаниями пространственного заряда. Поэтому при разработке ЭОС гиротронов одним из важных условий является обеспечение устойчивости ВЭП и подавление указанных колебаний.

Ниже рассмотрен типичный сценарий захвата электронов в адиабатическую ловушку и накопления в ней захваченного пространственного заряда Q_g , а также основные подходы, позволяющие снизить указанную величину и за счет этого повысить устойчивость ВЭП. Кратко описана методика численного моделирования динамических процессов в ВЭП гиротронов.

Методика моделирования ВЭП

Наиболее адекватный учет отраженных частиц можно осуществить в рамках динамической модели ВЭП на основе PIC – методики [8]. Экспериментальные измерения [9] показывают, что характерные времена, существенные для процессов формирования ВЭП, соизмеримы с временем продольных колебаний $2T_{\parallel}$ электронов в ловушке между рабочим пространством и катодом и по крайней мере на два порядка больше циклотронного периода в рабочем пространстве (T_{\parallel} - среднее время пролета промежутка катод - резонатор). Указанный факт позволяет не учитывать токи смещения и воспользоваться квазистатической моделью электромагнитного поля. Поэтому электрическое поле на каждом временном шаге находится из решения уравнения Пуассона с правой частью, зависящей от цилиндрических координат r, z и текущего времени t аналогично тому, как это делается в статической модели [10]. Используется аксиально-симметричная модель магнетронно-инжекторной пушки [6]

(МИП), работающей в режиме температурного ограничения эмиссии с постоянной температурой катода. Для учета совместного действия на скоростное распределение таких факторов, как тепловые начальные скорости электронов и шероховатости эмиттера в каждой точке старта задается начальное распределение $f(v_{\theta 0})$ по азимутальным скоростям $v_{\theta 0}$, близкое к Гауссову (см подробнее [10, 11]). При этом считается, что в начальный момент времени $t=0$ скачком подается питающее напряжение и одновременно скачком начинается эмиссия с постоянной плотностью тока (как показано в [12], использование такой упрощенной модели фронта импульса напряжения слабо сказывается на результатах моделирования, поскольку процесс захвата частиц развивается только в конце фронта, за очень короткое время, сопоставимое с T_{\parallel} , см. также следующий раздел). Расчет траектории каждой крупной частицы производится до момента, пока она не выходит за границу расчетной области, либо на очередном временном шаге поглощается катодом при пересечении с его поверхностью (поскольку рассматривается закритический режим и аксиально-симметричная система, радиальный дрейф отсутствует и на другие электроды частица попасть не может). Правая граница расчетной области выбирается справа за максимумом магнитного поля B_0 на расстоянии порядка диаметра резонатора, где продольная компонента ведущего магнитного B_z падает до $B_z=0.95B_0$, левая – в более слабом, чем на эмиттере, магнитном поле на расстоянии порядка 2-3 зазоров анод-катод от эмиттера МИП. В случае, если крупная частица с зарядом Q попадает на катод, она порождает вторичную частицу, заряд которой находится как $Q_{sec}=\sigma Q$, где σ – коэффициент вторичной эмиссии, зависящий от энергии частицы в момент пересечения ею поверхности катода (см. подробнее [13]). В каждый момент времени с катода стартует $N_v \cdot N_z$ частиц (N_v - число скоростных групп с разными $v_{\theta 0}$, N_z - число разбиений эмиттера на элементарные участки площадью S_k - см. [10]), заряд которых Q рассчитывается как $j_k \cdot dt \cdot S_k \cdot f(v_{\theta 0})$, где j_k - плотность тока эмиссии. Обычно $N_v \cdot N_z \approx 100-200$, общее число частиц, используемое при моделировании, достигает 10^5-10^6 . Далее производится интегрирование уравнений движения частиц с шагом dt и после этого запоминаются координаты, заряды и скорости всех частиц в системе и заново решается уравнение Пуассона. Указанный цикл вычислений образует одну временную итерацию. После этого весь процесс повторяется до достижения заданного конечного времени расчета (как правило, рассматриваются временные интервалы порядка нескольких десятков периодов колебаний частиц в ловушке, что достаточно для выхода пучка на квазистационарное состояние).

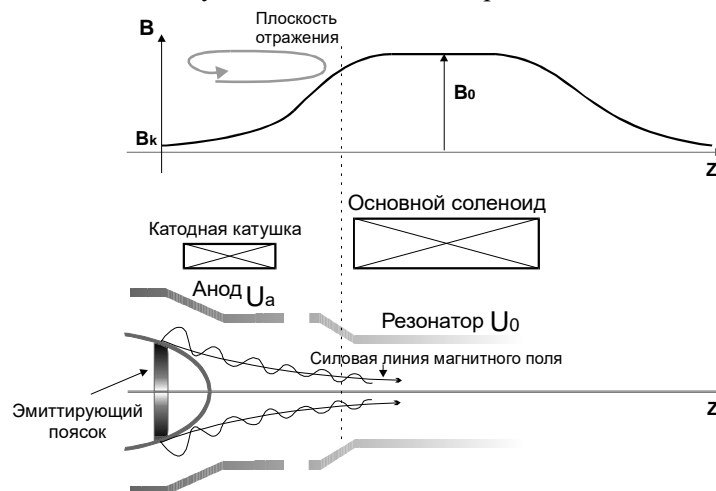


Рис. 1. Общая схема ЭОС гиротрона. U_a и U_0 - потенциалы анода и резонатора относительно катода.

Типичный сценарий развития низкочастотной неустойчивости ВЭП

Винтовые электронные пучки в классической схеме гиротрона формируются в магнетронно-инжекторных пушках (МИП, рис.1). При этом, на фронте импульса питающего напряжения, можно выделить три стадии формирования. Сначала, в начале импульса, текущее значение ускоряющего напряжения $U(t)$ мало и МИП работает в режиме ограничения тока пространственным зарядом, когда поле на эмиттере равно нулю и питч-фактор пучка очень мал. Соответственно, никакого отражения от магнитного зеркала нет, и весь пучок проходит в рабочее пространство гиротрона. Далее, по мере увеличения $U(t)$ МИП переходит в режим температурного ограничения эмиссии и питч-фактор

начинает быстро расти, оставаясь, однако, ниже того порога g_{min} , когда начинается отражение частиц от магнитного зеркала. Как показывают простые оценки, такой режим МИП сохраняется до момента, пока $U(t)$ не достигает примерно 90% от полного ускоряющего напряжения U_0 . И только после этого, при типичных для МИП рабочих питч-факторах (1.3-1.7) и величинах скоростного разброса (около 25-30%) начинается процесс отражения электронов от магнитного зеркала. Отразившиеся электроны двигаются назад, в область пушки, где имеется электростатическое зеркало для возвращающихся частиц. Далее, электроны отражаются и от электростатического зеркала. Число захваченных в результате этого процесса в адиабатическую ловушку частиц, очевидно, растет, а сами захваченные частицы начинают совершать продольные колебания в ловушке. В результате, когда заряд захваченных частиц Q_r приближается по порядку величины к заряду первичного пучка Q_0 (т.е. электронов, вылетевших с эмиттера и еще не успевших отразиться), в пучке развиваются низкочастотные колебания (рис.2). Соответствующее низкочастотное переменное поле увеличивает энергию части захваченных частиц, в результате они становятся способными преодолеть потенциальный барьер в области электростатического зеркала и бомбардируют катод. Бомбардировка катода инициирует вторичную электронную эмиссию с катода и еще больше увеличивает число захваченных в ловушку частиц.

Q_r/Q_0

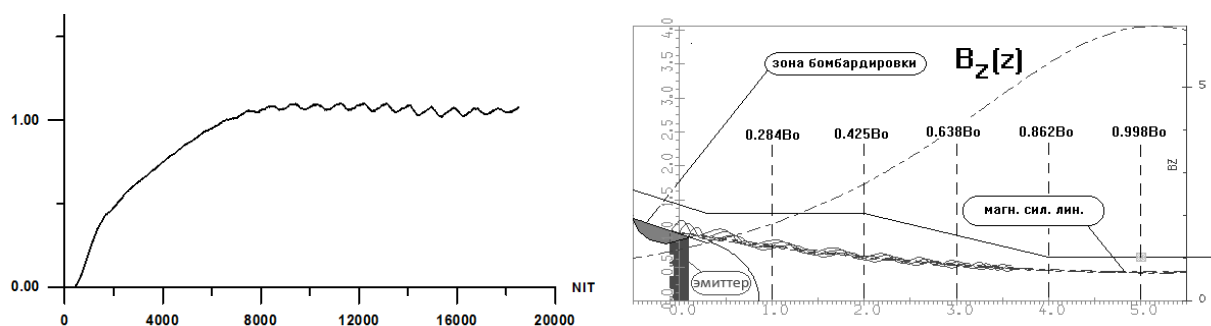


Рис. 2. Зависимость захваченного заряда от номера временного шага (слева) в МИП гиротрона сантиметрового диапазона длин волн (справа). Показан ход электронных траекторий, ведущей магнитной силовой линии и зона бомбардировки катода. Все размеры нормированы на радиус катода.

В результате пучок становится неустойчивым, что ведет к зашумлению ВЧ импульса выходного сигнала в короткоимпульсном режиме, и неконтролируемому нарастанию эмиссионного тока в длинноимпульсном и непрерывном режимах и срыву генерации. Отметим, что вторичная эмиссия является принципиально важным фактором, влияющим на величину захваченного заряда в ловушку. Так, «выключение» в численных расчетах вторичной эмиссии приводит к снижению захваченного заряда в 3-4 раза и резко увеличивает порог возникновения НЧ колебаний пространственного заряда.

Накопление частиц в ловушке ведет также к дополнительной экранировке электрического поля на эмиттере зарядом захваченных частиц и за счет этого вызывает эффект насыщения питч-фактора: несмотря на попытки увеличения питч-фактора путем вариации анодного напряжения либо магнитного поля на катоде, его величина в рабочем режиме не может превысить некоторой величины g_{max} , зависящей от вероятности захвата частиц в ловушку. В этом случае попытки увеличить g ведут только к увеличению амплитуды НЧ колебаний пространственного заряда, а также уширению энергетического спектра электронного пучка в резонаторе, что снижает КПД гиротрона.

Методы подавления НЧ колебаний пространственного заряда

Первые теоретические и экспериментальные попытки снижения доли захваченных электронов были основаны на идее перехвата отраженных электронов анодом МИП либо специальным электродом, помещаемым в переходную область между пушкой и рабочим пространством гиротрона [14]. Однако первый подход эффективен только в гиротронах сантиметрового диапазона длин волн, когда МИП работает с режиме, близком к критическому, а второй ведет к существенной потере рабочего тока и может быть реализован только в короткоимпульсном режиме из-за перегрева перехватывающего электрода.

Заряд захваченных в ловушку частиц Qr , прежде всего, зависит от площади бомбардировки катода и вероятности попадания отраженной частицы в область эмиттера. Как показывают численные расчеты, в традиционных МИП гиротронах, формирующих так называемые пучки с регулярным пересечением электронных траекторий, зона бомбардировки (рис.2) обычно смещена относительно эмиттера в область более слабых магнитных полей, и превышает по площади зону эмиттера в 2-3 раза. Смещение в область более слабого поля, увеличивает величину осцилляторной скорости вторично-эмиттированных частиц и за счет этого – вероятность их захвата в адиабатическую ловушку. Поэтому для снижения Qr необходимо уменьшить площадь зоны бомбардировки и затруднить проникновение отраженных частиц в область эмиттера, и особенно левее эмиттера, где магнитное поле слабее. Обе цели могут быть достигнуты за счет формирования в МИП вместо традиционного ВЭП с регулярным пересечением электронных траекторий пограничного или ламинарного ВЭП [13]. С этой целью необходимо увеличить угол наклона эмиттера к оси таким образом, чтобы угол между магнитным полем и поверхностью катода φ увеличился с 11-12° до 20-25° или более. При этом возрастает продольная по отношению к магнитному полю компонента электрического поля, тормозящая отраженные электроны. В результате электронам труднее попасть как на эмиттер, так и особенно - левее эмиттера (см. рис.3), поэтому зона бомбардировки резко сужается и смещается в область более сильного магнитного поля, практически совпадая с поверхностью эмиттера. Поэтому осцилляторная скорость вторичных электронов падает. Соответственно, падает и вероятность захвата частиц в ловушку. Как показывают численные расчеты, это позволяет снизить захваченный заряд почти вдвое. Отметим, что переход к формированию ламинарного ВЭП снижает также величину скоростного разброса в первичном пучке [10], что также способствует уменьшению вероятности отражения частиц от магнитного зеркала.

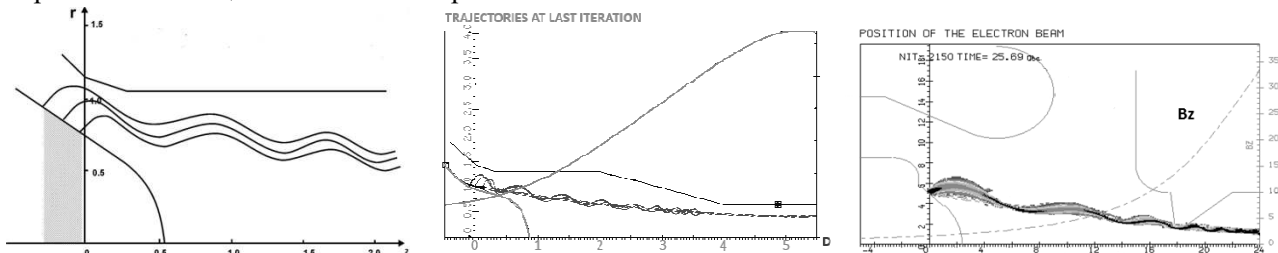


Рис. 3. МИП с пониженной величиной захваченного заряда: с ламинарным пучком (слева), с профилированным катодом (в центре) и с перехватом отраженных электронов (справа).

Уменьшить долю захваченных частиц можно также путем профилирования формы катода левее эмиттера (рис.3). Увеличение угла наклона образующей конуса катода левее эмиттера также способствует увеличению продольной компоненты тормозящего электрического поля и за счет этого снижает как вероятность бомбардировки, так и площадь. Аналогичного эффекта можно добиться и за счет использования неэквипотенциального катода ([15]). Очевидно, в этом случае форма нулевой эквипотенциали будет такой же, как и в предыдущем случае профилированного катода. Достоинством этой схемы является возможность гибкого управления формой нулевой эквипотенциали, что позволяет подстраиваться под конкретный режим работы МИП. Численное моделирование [16] показывает, что для снижения доли захваченных электронов примерно в 2-3 раза достаточно подать на катодный электрод тормозящий потенциал порядка 1-2% от полного ускоряющего напряжения. Первые экспериментальные исследования [16] подтверждают эффективность такого подхода.

Перехватить отраженные электроны можно с помощью специального выступа на втором аноде МИП [17], имеющем малую по сравнению с шагом электронной траектории толщину. Такой подход эффективен при формировании ламинарного ВЭП в длинноволновом диапазоне длин волн, где характерные масштабы электронной траектории еще достаточно велики. Согласно численным данным, установка такого выступа позволяет перехватить отраженные электроны и в тоже время избежать потерь тока в первичном пучке и примерно на порядок снижает захваченный заряд и существенно увеличивает g_{max} . Однако при переходе в миллиметровый или далее в субмиллиметровый диапазоны шаг электронной траектории становится слишком малым и эффективный перехват только отраженного пучка становится технически не реализуемым.

Другим подходом, предложенном впервые в [18] является изменение условий отражения в области магнитного зеркала, на входе в резонатор гиротрона. Выполненные нами расчеты показывают, что коррекция распределения магнитного поля в этой области за счет установки маломощной корректирующей катушки позволяет также подавить неустойчивости в ВЭП и существенно увеличить величину питч-фактора, при которой возникают колебания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. Изв. Вузов, Радиофизика, 1967, т.10, №9-10, с.1414.
2. Цимринг Ш.Е. Введение в высокочастотную вакуумную электронику и физику электронных пучков. Нижний Новгород, ИПФ РАН, 2012, 576 с.
3. Nusinovich G.S. Introduction to the physics of gyrotrons. Baltimore (USA) : John Hopkins University Press, 2004, 335 p.
4. Litvak A. G., Denisov G. G., Myasnikov V. E., et al. // Int. J. IRMM THz Waves. 2011. V. 32, No. 3. P. 3377/
5. Глявин М.Ю., Лучинин А.Г., Мануилов В.Н. и др. Изв. Вузов, Радиофизика, 2011, т.54, №8-9, с.666.
6. Гольденберг А.Л., Петелин М.И. Формирование винтовых электронных пучков в адиабатической пушке, *Изв. ВУЗов. Радиофизика*, **16**, 1, 141-149, (1973).
7. Цимринг Ш.Е. О разбросе скоростей в винтовых электронных пучках. – Изв. ВУЗов – Радиофизика, 1972, т. 15, №8, с.1247-1259.
8. Березин Ю.А., Вшивков В.А. Метод частиц в динамике разреженной плазмы. Новосибирск Наука 1980г. 96с.
9. O.I.Louksha, G.G.Sominski. Study of space charge oscillations in gyrotron. Proceedings of the 11-th International Conference on High Power Particle Beams, Prague, Czech Republic, June 10-14, 1996, vol.1, pp.418-421.
10. P.V. Krivosheev, V.K.Lygin, V.N. Manuilov, Sh.E.Tsimring. Numerical Simulation Models of Focussing Systems of Intense Gyrotron Helical electron Beams, *Int. J. of Infrared and MM waves*, **22**, 8, 1119-1146, (2001).
11. V.K. Lygin. Numerical simulation of intense helical electron beams with the calculation of the velocity distribution functions. *Int. J. of Infrared and MM waves*. 1995, v.16, no.2, pp.363-376.
12. В.Н. Мануилов, В.Г.Павельев. О влиянии формы импульса напряжения на процесс захвата частиц в адиабатическую ловушку гиротрона. Изв. ВУЗов. Радиофизика, 2008, т.51, №5, с. 425-433.
13. Кривошеев П.В., Мануилов В.Н. Учет вторичных электронов при численном моделировании интенсивных винтовых пучков гиротронов. – Прикладная физика, 2002, №3, стр. 80-87.
14. Цимринг Ш.Е. Формирование винтовых электронных пучков. – В кн.: Лекции по электронике СВЧ (3-я зимняя школа-семинар для инженеров). Кн. 4. Саратов: СГУ, 1974, с. 3-94.
15. О.И. Лукша, Д.Б. Самсонов, Г.Г. Соминский, А.А. Цапов. Повышение качества винтового электронного потока и кпд гиротрона при регулировании распределения электрического поля в области магнетронно-инжекторной пушки. Журнал технической физики, 2012, том 82, вып. 6 с.101-105.
16. В.Н.Мануилов, А.А.Мазур. подавление колебаний пространственного заряда в МИП гиротронов с неэквипотенциальным катодом. Вестник Нижегородского университета, №5. Часть3. – Н.Новгород : Изд-во ННГУ им Н.И.Лобачевского, 2011, с. 327-338.
17. Е.В. Иляков, И.С. Кулагин, В.Н. Мануилов, А.С. Шевченко, «Эксперименты по формированию интенсивного винтового электронного пучка в условиях перехвата отраженных от магнитной пробки электронов». // Изв. вузов. Радиофизика, 2007, Т.50, №9, 785-792.
18. О.И. Лукша, Б. Пиосчик, Г.Г. Соминский, М. Тумм, Д.Б. Самсонов // Известия РАН, серия «ЭНЕРГЕТИКА». - 2006. -№5 -С. 131-146.

РАЗРАБОТКА ЛБВ КА ДИАПАЗОНА С ВЫХОДНОЙ НЕПРЕРЫВНОЙ МОЩНОСТЬЮ 200 ВТ

Иванов А.А.

ОАО "НПП "Салют", г. Нижний Новгород

antiva@mail.ru

В докладе приводятся результаты исследований и расчетов вариантов конструкции замедляющей системы, согласующих устройств и электронно-оптической системы ЛБВ Ка диапазона. Проведен расчет основных выходных параметров ЛБВ, основанной на цельнометаллической медной замедляющей системе типа "петляющий волновод". По сравнению со спиральной замедляющей системой такая структура обладает высокой теплопроводностью и устойчива к значительному токооседанию, что наряду с большей механической прочностью повышает надежность прибора. Разрабатываемая ЛБВ с рабочим напряжением 12 кВ и током пучка 150 мА обладает мощностью выходного сигнала более 200 Вт в рабочей полосе частот более 20%.

Введение

Развитие современных радиолокационных средств бортового базирования, основанных на использовании широкополосных устройств, требует создания элементной базы миллиметрового диапазона с новым комплексом параметров. В конструкции ЛБВ традиционно используются спиральные замедляющие системы (ЗС) в различных диапазонах длин волн, включая 8-ми миллиметровый. Спиральная ЛБВ сочетает в себе возможность достижения высокого (до 60 дБ) коэффициента усиления и уникально широкой полосы усиления (до 2-х октав и более). При разработке спиральных ЛБВ мм диапазона малые размеры области взаимодействия порождают следующие проблемы – более высокие плотности тока катода, повышенное фокусирующее магнитное поле, большая плотность тока электронного пучка, снижение КПД, снижение теплопроводности, теплостойкости и механической прочности. При использовании ЛБВ в головках самонаведения, самолетных и вертолетных комплексах к ним предъявляются жесткие требования как по устойчивости к воздействию внешних механических и климатических факторов, так и к габаритным размерам, массе и величине максимального питающего напряжения. Перечисленные требования приводят к необходимости использования в ЛБВ замедляющих систем, отличающихся от спирали более высокими теплостойкостью и механической прочностью при достаточно высоких сопротивлениях связи в широкой полосе частот. В связи с этим представляется целесообразным рассмотреть возможность применения в ЛБВ цельнометаллических медных ЗС. В данной работе приведен расчет основных выходных параметров ЛБВ, основанной на одной из таких ЗС.

Выбор замедляющей системы

Для широкополосной ЛБВ необходимо выбрать такую ЗС, у которой рабочая прямая гармоника имеет достаточно высокое сопротивление связи и замедление при дисперсии, близкой к нулю в широкой полосе частот. Кроме того, необходимо иметь в виду, что полоса усиления ЛБВ определяется не только дисперсионной характеристикой, но и согласованием ЗС на входе и выходе.

Были проанализированы известные цельнометаллические медные ЗС [1,2]. В результате установлено, что ЗС типа «гребенка» или «лестница» обладают низким замедлением $n \approx (2,5-4)$, что приводит к высоким рабочим напряжениям, порядка $U \approx (20-40)$ кВ; у ЗС типа цепочки связанных резонаторов (ЦСР) недостаточная ширина полосы пропускания (порядка 2%).

Наиболее полно предъявляемым требованиям отвечает ЗС типа «петляющий волновод» (ПВ). Такая ЗС представляет собой систему встречных пластин с боковыми стенками и, с целью уменьшения количества острых кромок на краях пластин, имеет скругленные изгибы волноводного канала (рис.1.). Рабочей гармоникой такой ЗС является +1-я, обладающая слабой дисперсией в широкой полосе частот (более 40%). Распределение ВЧ поля этой гармоники вдоль пластин симметрично, т.е. максимально на продольной оси ЗС. Вторая отрицательная гармоника имеет такое же замедление, но её распределение поля асимметрично, т.е. продольная компонента электрического поля равна нулю на оси замедляющей системы, и она не мешает работе ЛБВ.

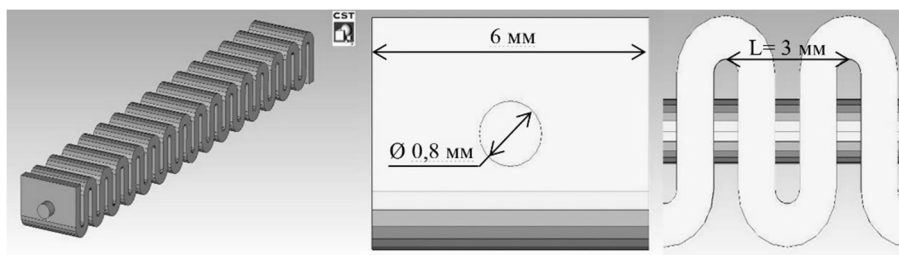


Рис.1. Замедляющая система типа "петляющий волновод".

Как показали предварительные расчеты, при периоде ЗС порядка $L \approx 3$ мм может быть достигнуто замедление $+1^{\text{й}}$ гармоники в заданной полосе частот $n \approx (4,5-5)$, что соответствует рабочему напряжению $U \approx (10-13)$ кВ.

Из недостатков данной ЗС стоит отметить низкое значение сопротивления связи основной гармоники в рабочей полосе частот ($R_{\text{св}}$ менее 20 Ом). Решить эту проблему позволяет модификация ЗС [3], изображенная на рис. 2. Данная конструкция представляет собой ПВ с переменным поперечным сечением. Причем, зауженные области, в которых концентрация электрического поля выше чем в остальной части волновода, расположены вблизи пролетного канала, что позволяет электронному пучку взаимодействовать с полем бегущей волны более эффективно.

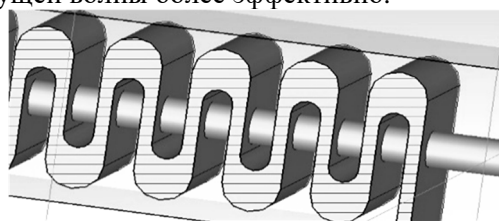


Рис. 2. ЗС модифицированный ПВ.

Такая модифицированная ЗС по своей структуре напоминает цепочку связанных резонаторов с низкой добротностью. Она обладает повышенным сопротивлением связи (65-75 Ом), как ЦСР, но при этом имеет достаточно широкую полосу пропускания (до 30%), что немного меньше чем у обычного "петляющего волновода". Результаты расчетов дисперсионной характеристики и сопротивления связи описанной выше модифицированной ЗС представлены на рис. 3.

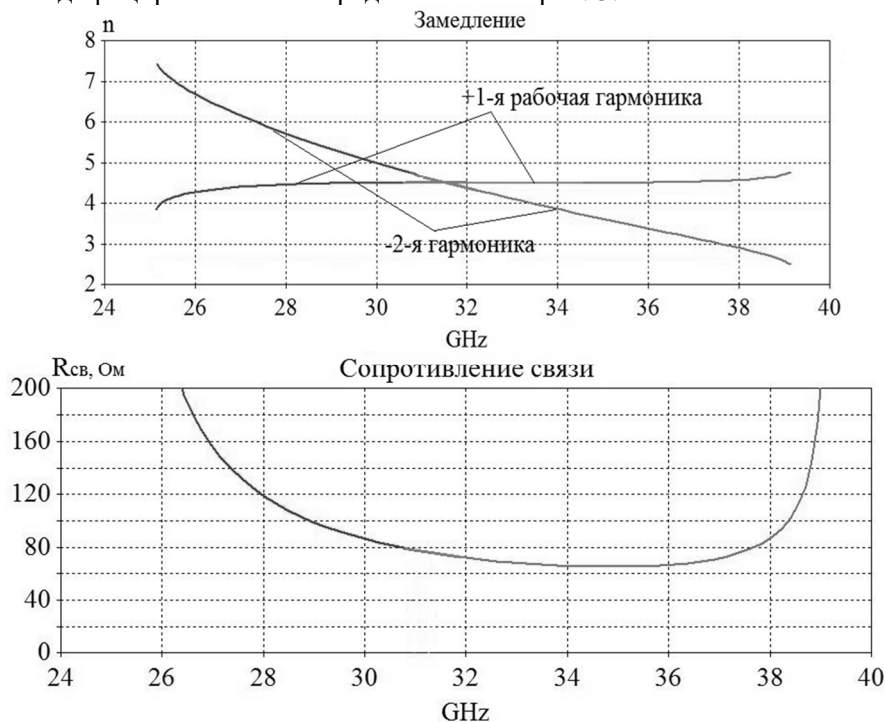


Рис.3. Дисперсионная характеристика и зависимость сопротивления связи от частоты.

Элементы согласования и ввода-вывода энергии

С помощью пакета программ CST Studio смоделированы основные узлы ЛБВ (рис.4.), ответственные за согласование ЗС с внешним волноводным трактом (окно ввода-вывода энергии, согласующий трансформатор) и получены расчетные значения КСВн всей ЛБВ целиком. Значения КСВн по входу и выходу ЛБВ (рис.5.) не превышают 1,5 в широкой полосе частот (более 20%).

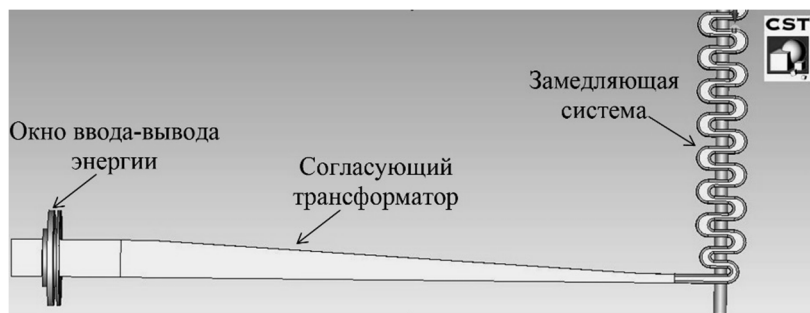


Рис.4. Модель согласующих элементов и ЗС в сборе.

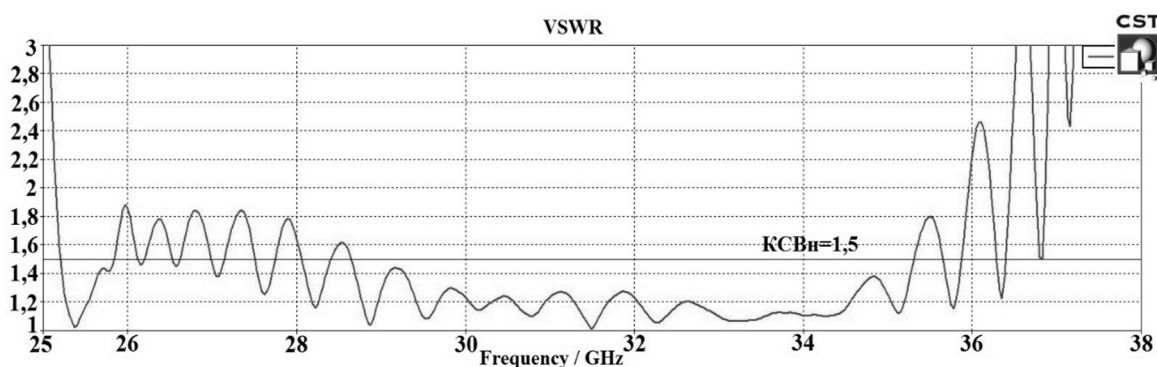


Рис.5. Расчетные значения КСВн.

Конфигурация электронно-оптической системы

Проектирование электронно-оптической системы (ЭОС) проводилось на основе цикла расчетов различных конфигураций электродов электронной пушки, в которых анод изолирован электрически от замедляющей системы. Рассматривалась модель ЭОС, учитывающая наличие поперечного и азимутального разброса начальных скоростей электронов [4,5,6]. После оптимизации выбраны следующие параметры ЭОС (таблица 1).

Таблица 1. Параметры ЭОС.

Ток пучка, мА	150
Ускоряющий потенциал, В	12 000
Потенциал анода, В	6 000
Диаметр катода, мм	1,5
Диаметр канала, мм	0,8

Для обеспечения плавной регулировки тока пучка и снижения влияния отклонений междуэлектродных размеров от номинальных значений, величина потенциала анода выбрана равной половине значения ускоряющего потенциала. Кроме того, наличие фокусирующей линзы дополнительно удаляет положение электростатического кроссовера пучка от катода, что облегчает согласование электронного пучка с магнитным полем.

После цикла расчетов магнитной периодической фокусирующей системы (МПФС) с магнитами марки КС25-ДЦ240 были определены все основные параметры МПФС (таблица 2).

Таблица 2. Параметры МПФС.

Амплитуда поля на оси, Гс	2500
Период МПФС, мм	13
Диаметр магнита (внутр./внешн.), мм	11/30
Толщина магнита, мм	3,5
Диаметр полусного наконечника (внутр./внешн.), мм	10/25
Толщина наконечника, мм	3

Для уменьшения пульсации пучка каждому магниту подбиралась своя намагниченность. С помощью программы CST EM Studio найдено распределение магнитного поля в МПФС обеспечивающее 100% прохождение пучка в пролетном канале при минимальных пульсациях границы пучка (рис.6.).

Рис.6. Распределение магнитного поля в МПФС.

Расчет выходных параметров ЛБВ

В программе CST Studio с помощью модуля Particle In Cell смоделирована задача взаимодействия электронного потока с электромагнитной волной ЗС. Размер минимальной ячейки разбиения составлял 0,025 мм, общее количество частиц $18 \cdot 10^6$ шт. Расчет проводился для модели ЛБВ с длиной ЗС 110 мм, током пучка 150 мА с токопрохождением 100% в периодическом магнитном поле с распределением осевой компоненты индукции, изображенным на рис. 6. Мощность входного сигнала составляла 5 мВт. На рис. 7. представлен график зависимости выходной мощности от частоты при разных ускоряющих напряжениях.

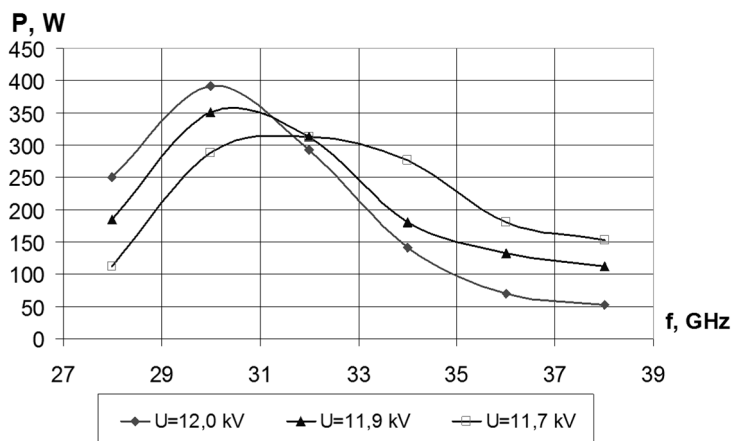


Рис.7. Частотная зависимость выходной мощности ЛБВ.

Как видно из рис.7. при увеличении напряжения максимальная выходная мощность растет, а полоса усиления сужается и сдвигается в низкочастотную область диапазона. Это обусловлено увеличением наклона дисперсионной кривой и возрастающим сопротивлением связи ближе к границе полосы пропускания ЗС (см рис.3.). Для разрабатываемой ЛБВ ускоряющее напряжение $U=11,7$ кВ является наиболее оптимальным с точки зрения равномерности выходной мощности и ширины полосы усиления по уровню выходной мощности более 200 Вт. При этом максимальная выходная мощность достигает

312 Вт, коэффициент усиления 49 дБ при КПД 17,7 %. Расчетная ширина полосы усиления по уровню 200 Вт составляет 21 %.

Заключение

Как показывает практика, выходные параметры реальных макетов ЛБВ получаются несколько ниже расчетных. Это обусловлено неточностью изготовления и сборки прибора, неидеальными условиями ввода пучка и т.д. С целью улучшения выходных параметров на реальных макетах ЛБВ можно применить изохронное секционирование ЗС (уменьшение фазовой скорости волны ближе к концу ЗС за счет изменения периода структуры). Таким образом можно поднять электронный КПД вплоть до 25%. Так же, применение многоступенчатого коллектора позволит увеличить технический КПД до 50%, а амплитудная коррекция входного сигнала по частоте позволит расширить рабочую полосу усиления ЛБВ. В результате можно получить лампу близкую по своим характеристикам к спиральной ЛБВ, но превосходящую ее по надежности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р.А. Силин. Периодические волноводы. М.: ФАЗИС, 2002. 438 с.
2. Ю.Г. Альтшулер, А.С. Татаренко. Лампы малой мощности с обратной волной. М.: Советское радио, 1963. 296 с.
3. Jun Cai, Jinjun Feng, Xianping Wu. Folded waveguide slow wave structure with modified circular bends // IEEE Transactions on Electron Devices. 2014. V. 61, No.10. P. 3534-3538.
4. И.В. Алямовский, Электронные пучки и электронные пушки. М.: Советское радио, 1966. 456 с.
5. Ш.Е. Цимринг, Введение в высокочастотную вакуумную электронику и физику электронных пучков. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2012. 576 с.
6. Морев С. П., Пензяков В. В. // Лекции по СВЧ электронике. IX Зимняя школа-семинар, Саратов, 12-21 янв.1993 г. с.140.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЧ СВОЙСТВ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ С ПОРОШКАМИ ПЕРМАЛЛОЯ

Бобровский С.Ю., Гаранов В.А., Набоко А.С., Осипов А.В., Розанов К.Н.

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН

sbobrowskiy@yandex.ru

Исследованы частотные зависимости СВЧ материальных параметров, диэлектрической и магнитной проницаемостей, композитных материалов, наполненных порошками пермаллоя с разной формой включений при разных концентрациях. В качестве матрицы композитных материалов использован парафин. Частицы различной формы получены при помощи механического размолла промышленного порошка пермаллоя с использованием органических размольных сред. Показано, что при увеличении времени размолла изменяется форма частиц, что приводит к сдвигу частот ферромагнитного резонанса и максимума магнитных потерь. При увеличении концентрации частиц пермаллоя в композите максимум магнитных потерь смещается в область низких частот. Измеренные частотные зависимости материальных параметров проанализированы с использованием теории композитов.

Введение

Частотные зависимости СВЧ магнитной проницаемости многих материалов имеют сложную форму. Анализ таких зависимостей является актуальной проблемой, позволяя, в частности, получать оценки предельно возможных значений СВЧ проницаемости. В связи с этим большое значение приобретают соотношения между параметрами магнитных спектральных линий, т.к. с помощью таких соотношений можно уменьшить число независимых переменных, используемых при описании магнитных спектров.

В простейшем случае зависимость комплексной магнитной проницаемости $\mu = \mu' + i\mu''$ от частоты f подчиняется закону дисперсии Лоренца:

$$\mu(f) = 1 + \frac{\mu_s - 1}{1 - \frac{if}{f_1} - \left(\frac{f}{f_0}\right)^2}, \quad (1)$$

где μ_s – статическая магнитная проницаемость, f_0 – резонансная частота, f_1 – частота релаксации. Согласно (1), действительная часть магнитной проницаемости приблизительно равна μ_s до частот порядка f_0 , а на более высоких частотах резко падает. Таким образом, f_0 можно считать частотой отсечки магнитной проницаемости. Для многих магнетиков μ_s и f_0 связаны между собой законом Снука [1]:

$$(\mu_s - 1)f_0 = (2/3)\gamma 4\pi M_0, \quad (2)$$

где M_0 – намагниченность насыщения материала, $\gamma \approx 3$ ГГц/кЭ – гиромагнитное отношение. Следовательно, чем выше статическая проницаемость материала, тем на более низких частотах он перестает проявлять динамические магнитные свойства. Мерой высокочастотных магнитных свойств материала является величина в правой части (2), называемая константой Снука S .

Закон Снука связывает параметры спектра магнитной проницаемости – амплитуду и положение пика поглощения, которые существенно зависят от кристаллической и магнитной структуры материала, – с намагниченностью насыщения, определяемой только его составом. Закон Снука следует из уравнения Ландау–Лифшица, описывающего ферромагнитный резонанс (ФМР) в однодоменной сферической частице.

Если магнитные частицы имеют форму тонких пленок и их собственный магнитный момент лежит в области пленки, то можно записать [2]:

$$(\mu_s - 1)f_0^2 = (1/2)(\gamma 4\pi M_0)^2, \quad (3)$$

где множитель 1/2 соответствует равновероятной ориентации магнитных моментов в плоскости.

Из (3) видно, что тонкие ферромагнитные пленки могут обладать наибольшими значениями СВЧ магнитной проницаемости из всех магнитных материалов. Правая часть (3) является мерой высокочастотных свойств материалов на основе тонких пленок и называется константой Аше A .

Композитные материалы с проводящими частицами представляют интерес для ряда практических применений. Данная работа посвящена исследованию композитных материалов на основе порошков пермаллоя. Изучено влияние концентрации, размера и формы включений на свойства композитов.

Эксперимент

Форма частиц исследованных порошков изменялась при помощи высокоэнергетического механического размолла порошка пермаллоя. Исходный порошок состоял из частиц сферической формы и был разделен на 4 фракции по размеру частиц: меньше 40 мкм, от 40 до 63 мкм, от 63 до 90 мкм и выше 90 мкм. Время размолла изменялось от 20 до 320 секунд. Увеличенные изображения порошков были получены при помощи электронного микроскопа.

Образцы для измерения были изготовлены путем ручного размешивания необходимого количества порошка пермаллоя в расплавленном парафине до образования однородной массы. Диэлектрическая проницаемость ϵ парафина равна 2.25. Затем смесь закладывалась в пресс-форму для придания образцу размера, соответствующего измерительной ячейке. При измерениях использована стандартная коаксиальная линия 7/3 мм, толщина образцов обычно выбиралась в диапазоне от 1 до 5 мм.

Измерения материальных параметров проводились в частотном диапазоне 0.13 – 10 ГГц с помощью векторного анализатора цепей HP8720A. Диэлектрическая и магнитная проницаемости рассчитывались из коэффициентов отражения от короткозамыкающей линии, а также от линии с заглушкой, имитирующей холостой ход [3].

Результаты

На рис. 1 представлены измеренные частотные зависимости для различного объемного содержания исходного порошка пермаллоя. С увеличением концентрации включений происходит сдвиг частоты резонанса и максимума потерь в низкие частоты (НЧ), что качественно соответствует выводам теории эффективной среды [4].

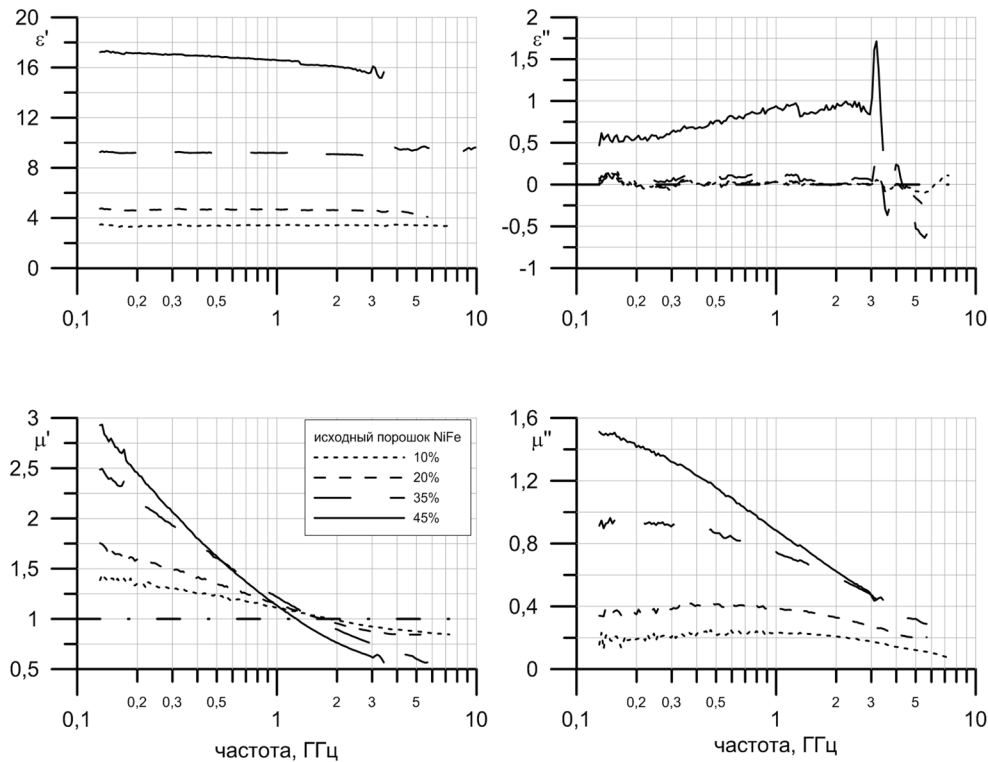


Рис. 1. Измеренные частотные зависимости материальных параметров композитов с исходным порошком пермаллоя при различной концентрации включений

Диэлектрическая проницаемость исследуемых композитов не зависит от частоты в исследуемом частотном диапазоне, а диэлектрические потери малы. Значения действительной части магнитной проницаемости на высоких частотах опускаются ниже единицы вплоть до уровня, соответствующего объемной концентрации включений, что указывает на сильное скинирование [5]. Максимум поглощения магнитной энергии в два раза ниже амплитуды ФМР, т.е. значения $\mu_s - 1$. Сдвиг в НЧ с увеличением концентрации, скорее всего, связан с приближением к порогу протекания. Соотношение между

максимумом поглощения и амплитудой указывает на высокое значение затухания: кривая по форме соответствует формуле Дебая, т.е. спектр сильно размыт.

Исходный порошок был разделен на четыре фракции в зависимости от размера частиц. На рис. 2 представлены измеренные частотные зависимости материальных параметров композитных материалов с частицами различного размера.

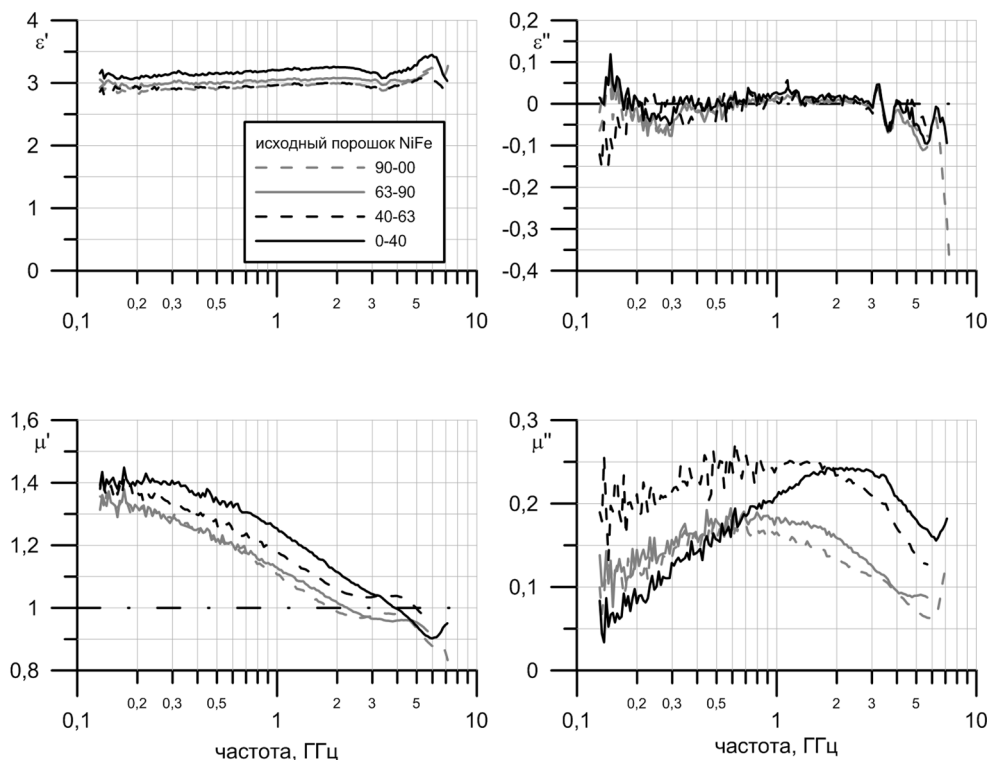


Рис. 2. Измеренные частотные зависимости композитов с исходным порошком пермаллоя разных фракций, объемное содержание $\approx 10\%$

Диэлектрическая проницаемость всех порошков практически совпадает, что указывает на одинаковую форму частиц. Магнитная проницаемость сдвигается в область низких частот – как по частоте резонанса ($\mu' = 1$), так и по частоте максимума потерь, что соответствует теории ФМР. Для частиц размером выше 90 мкм наблюдается снижение амплитуды без сдвига по частоте, по сравнению с частицами 63–90 мкм. Частота ФМР для самых мелких частиц – 4 ГГц или выше. Поскольку для проводящих частиц диэлектрическая проницаемость определяется только формой, то из равенства ϵ следует схожесть формы. Как показано ниже, частицы порошка всех фракций имеют форму шариков. Следовательно, причина изменения магнитной проницаемости – влияние размера, т.е. скинирование. Это подтверждается падением добротности с ростом размера, что видно по уширению линии поглощения. Для борьбы с этим эффектом оптимальное решение – изменить форму частиц расплющиванием. При этом должен уменьшиться скин-эффект, который определяется минимальным размером частицы, а ФМР должен сдвинуться на НЧ за счет уменьшения эффективного фактора размагничивания.

С целью определения формы исследуемых частиц было сделано оптическое изображение порошка фракции до 40 мкм при помощи конфокального микроскопа (Рис. 3а). Изображение получено на x50 объективе. Анализ изображений показал, что порошок состоит из гранул диаметром 10–30 мкм (в плоскости, т.е. в сечении). Изменение фокусного расстояния в конфокальном микроскопе позволяет оценить размер гранул по высоте, который также составляет 20–30 мкм. Следовательно, исследуемые гранулы действительно имеют близкую к сферической форму, соотношение сторон близко к 1:1.

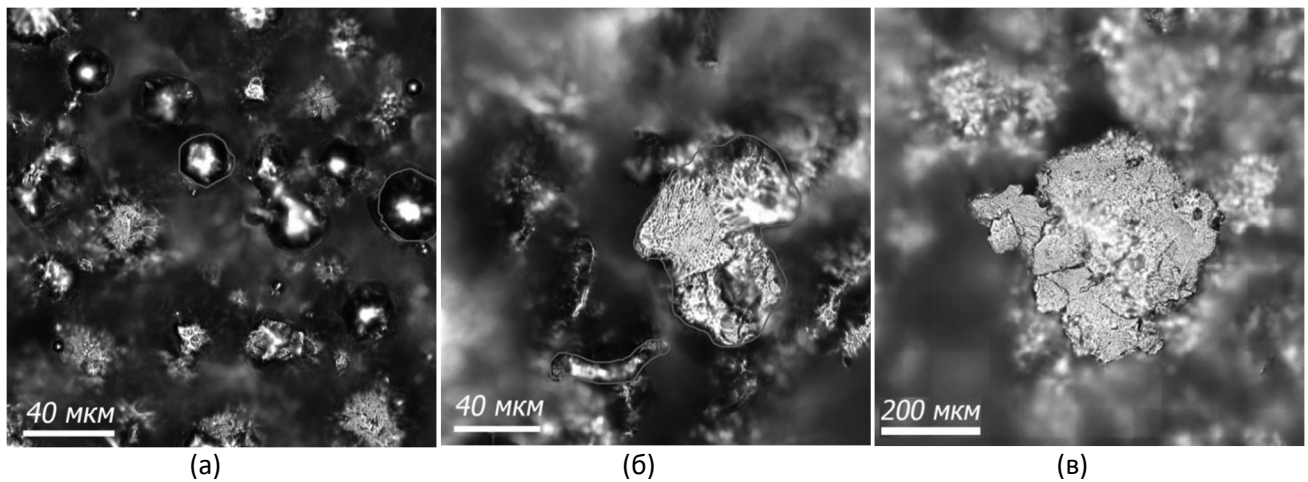


Рис.3. Оптическое изображение исходного порошка с размером частиц до 40 мкм (а), после размола 80 секунд (б), после размола 160 секунд (в)

После размола в течение $t_m = 80$ с форма частиц порошка изменилась от сферической к плоской (рис. 3б). Диаметр частицы в плоскости составляет 50–80 мкм, толщина 10 мкм, при этом частицы обладают незначительным изгибом в плоскости. Соотношение сторон по изображению, соответственно, 1:5–1:8, следовательно, в процессе размола происходит расплющивание частиц. На рис. 3в представлено оптическое изображение порошка, размолотого в течение $t_m = 160$ с. После размола в течение 160 с толщина частиц составляет менее 2–3 мкм. Диаметр частиц в плоскости имеет разброс от 50 до 500 мкм, а также наблюдается множество более мелких осколков.

Были измерены частотные зависимости для разного времени размола порошка из фракции от 63 до 90 мкм с объемным содержанием включений $p=0.1$, результат представлен на рис. 4.

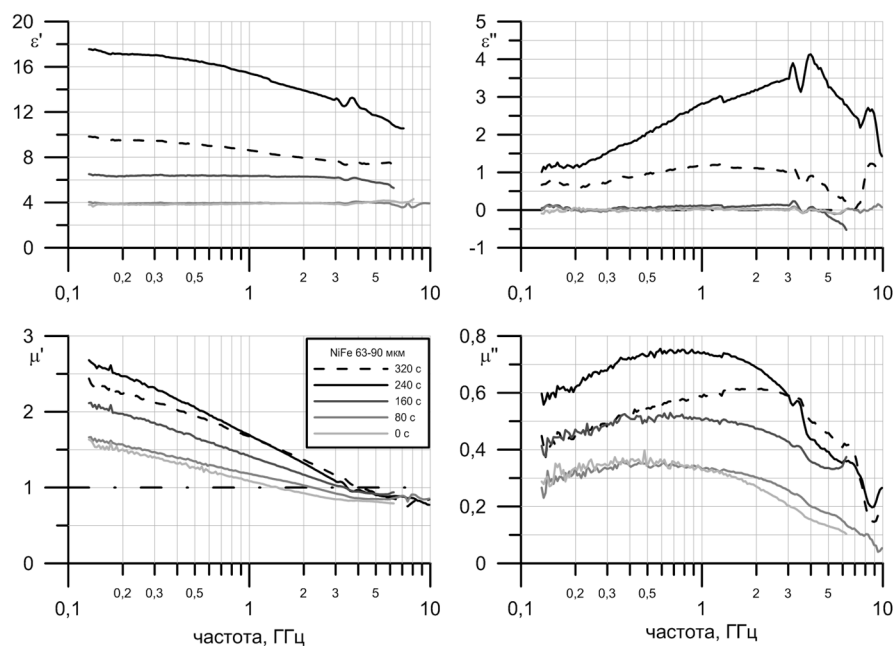


Рис.4. Измеренные частотные зависимости композитов с порошком фракции 63–90 мкм, объемное содержание $\approx 10\%$, зависимость от времени размола t_m

Видно, что диэлектрическая проницаемость равномерно растет вплоть до $\varepsilon=18$, затем при $t_m=320$ с спадает. Магнитная проницаемость растет по амплитуде до $t_m=240$ с, частота резонанса и частота

максимума поглощения медленно сдвигаются в область высоких частот. При $t_m=320$ с амплитуда падает, частота резонанса продолжает расти, максимум поглощения сдвигается в высокие частоты с 1 до 3 ГГц и снижается. Для времени размола $t_m=240$ с параметры Аше и Снука: $A \approx 0.6$, $S \approx 2.4$ – это указывает на то, что магнитная структура находится в некотором среднем состоянии между подчиняющейся закону Снука (круглые частицы) и Аше (плоские частицы с вектором намагниченности в плоскости).

Величина максимума поглощения в два раза ниже амплитуды, следовательно, с точки зрения частотного механизма, наблюдается релаксация. Изменение ϵ указывает, что до $t_m=240$ с включительно идет расплющивание частиц, затем происходит их измельчение, так что значительную часть порошка составляют мелкие осколки. Максимум магнитных потерь находится приблизительно там же, где у исходного порошка с фракцией 0–40 мкм, исходя из чего, можно предположить, что форма и размер частиц порошков близки. При расплющивании круглых частиц частота резонанса должна сдвигаться в НЧ. Сдвиг в обратную сторону, может быть вызван как снижением скинирования, так и изменением магнитной структуры частиц. Снижение скинирования при расплющивании подтверждается ростом добротности. Исходя из значений параметров Аше и Снука, можно сделать вывод, что магнитная структура частиц преимущественно ближе к той, что подчиняется закону Снука – объемной поликристаллической. Значения СВЧ магнитной проницаемости, полученные при времени размола 240 с, по всей видимости, близки к максимальным для данного материала.

Выводы

Были измерены частотные зависимости материальных параметров композитных материалов для фракций разного размера. Показано, что для частиц большего размера характерно снижение добротности ферромагнитного резонанса, что объясняется сильным влиянием скин-эффекта. Были получены частотные зависимости диэлектрической и магнитной проницаемостей при разном времени размола. Показано, что при увеличении времени размола амплитуда магнитной проницаемости увеличивается, а максимум магнитных потерь и частота ферромагнитного резонанса смещаются в высокие частоты. Показано, что при размоле форма частиц изменяется от сферической к плоской, а рассчитанные значения констант Аше и Снука свидетельствуют о том, что магнитная структура полученных частиц ближе к объемной поликристаллической, удовлетворяющей закону Снука. При расплющивании круглых частиц частота резонанса сдвигается в ВЧ – это указывает на то, что сдвиг на ВЧ за счет снижения скинирования и изменения магнитной структуры сильнее, чем сдвиг на НЧ за счет изменения формы и уменьшения размагничивания.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 15-08-03535.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.L. Snoek, Dispersion and absorption in magnetic ferrites at frequencies above one Mc/s // *Physica*, 14 (1948) 207–217.
2. O. Acher, et al., *IEEE Trans. Magn.* 30 (1994) 4533.
3. K.N. Rozanov, N.A. Simonov, A.V. Osipov // *J. Commun. Technol. Electron.* 47 (2002) 229.
4. A.N.Lagarkov, K.N.Rozanov, High-frequency behavior of magnetic composites // *J. Magn. Magn. Mater.* 321 (2009) 2082–2092
5. Виноградов А.П., *Электродинамика композитных материалов* // М.: Эдиториал УРСС, 2001.

НОВАЯ КОНСТРУКЦИЯ РАМОЧНОЙ АНТЕННЫ

Кеда В.В.

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
ew1bbe@mail.ru

Описана новая конструкция рамочной антенны, в которой реализована возможность управления поляризацией путем переключения входов либо возбуждением антенны по двум развязанным входам. Приведены результаты расчета характеристик антенны. Метод исследования – численное моделирование. Разработанная антенна широкополосна (относительная полоса частот антенны по уровню КСВ < 2 составляет 40 %), обладает низким уровнем поля с кросс-поляризацией (уровень поля не превышает -40дБ), коэффициентом направленного действия КНД не менее 8 дБ и может быть использована в качестве самостоятельной антенны либо в составе антенных решеток в радиотехнических системах, работающих в метровом и дециметровом диапазонах. Полученные в работе результаты могут быть использованы при разработке широкополосных антенн с управляемой поляризацией.

Введение

Использование управляемой поляризации в радиотехнических системах значительно расширяет их возможности и помехозащищенность [1]. Для излучения и приема волн с управляемой поляризацией, нашли применение антенны в виде перпендикулярно расположенных вибраторов [2] с развязанными входами. Вместе с тем, рамочные антенны по сравнению с вибраторными более широкополосны, обладают более высоким КНД и меньшими размерами. Применение рамочных антенн с управляемой поляризацией в литературе почти не рассмотрено. Настоящая статья является продолжением работ [3-5]. В новой конструкции антенны благодаря добавлению дополнительной согласующей рамки удалось заметно расширить рабочий диапазон.

Для исследования характеристик антенны разработана математическая модель, в которой используется уравнение Поклингтона для тока в тонких проводниках [6]. Интегральное уравнение решается методом Галеркина при использовании импульсных функций в качестве базисных и весовых. На основе математической модели разработана программа численного моделирования. Аналогичная математическая модель использована в более ранних исследованиях [3-5], где показала хорошее совпадение расчетных результатов с экспериментальными данными.

Конструкция антенны

Конструкция антенны показана на рис.1,2. Антенна состоит из активной рамки, рефлектора, согласующей рамки и согласующих элементов. От описанных ранее вариантов антенны [3-5] антенна отличается наличием согласующей рамки и конфигурацией согласующих элементов. Управление поляризацией может осуществляться переключением входов 1-4 (рис.3 а, б) либо возбуждением антенны по двум развязанным входам In1 и In2 (рис.3 в), в последнем случае по каждому из входов возбуждается наклонная поляризация, такая схема возбуждения позволяет возбуждать эллиптически поляризованное поле с произвольным коэффициентом и углом эллиптичности. На рис. 4 показана схема переключателя поляризации, выполненного на рin-диодах. Управление коммутатором осуществляется путем подачи постоянного положительного или отрицательного (в зависимости от требуемой поляризации) напряжения на фидер антенны. Положительным напряжением, поданным на центральную жилу кабеля, включается горизонтальная поляризация, отрицательным – вертикальная. Конденсаторы С1 и С2 служат для развязки входов антенны 1-4, оплетки и центральной жилы кабеля по постоянному току, дроссель Др1 – для развязки по переменному току.

Ввиду симметрии антенны, характеристики антенны при возбуждении вертикальной и горизонтальной поляризации совпадают, отличие заключается в том, что при смене поляризации плоскости Е и Н меняются местами. В случае возбуждения антенны по развязанным входам (рис.3 в) входное сопротивление по каждому из входов в два раза выше входного сопротивления антенны для случаев возбуждения горизонтальной или вертикальной поляризации (рис.3 а, б). Это объясняется тем, что при параллельном включении входов антенны In1 и In2 (рис.3 в), схема питания будет эквивалентна схемам на рис.3а, б. Исходя из сказанного, все результаты моделирования приводятся только для случая возбуждения поля с горизонтальной поляризацией (рис.3 а).

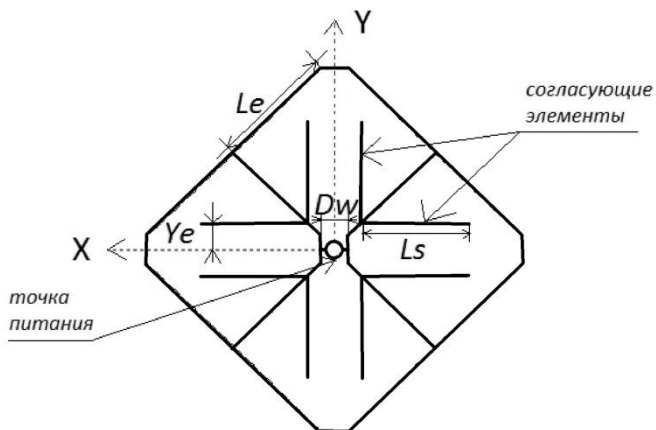


Рис. 1. Конструкция активной рамки

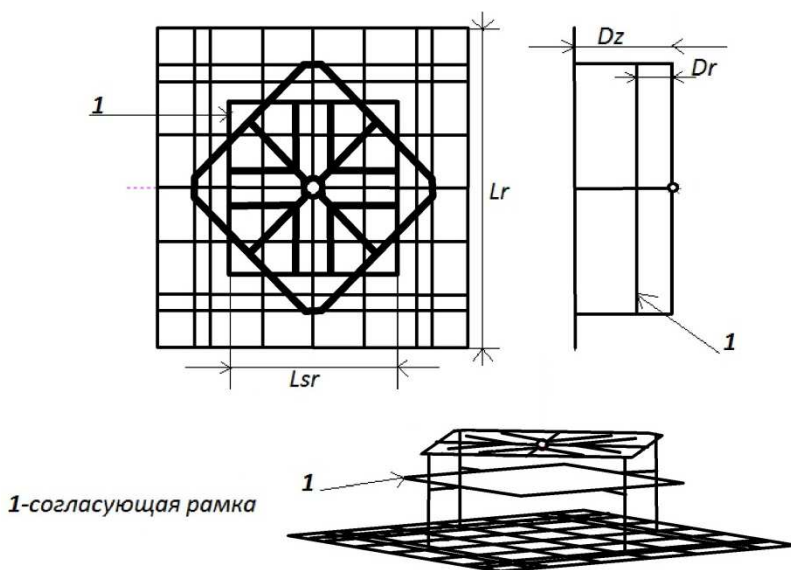


Рис. 2. Конструкция антенны

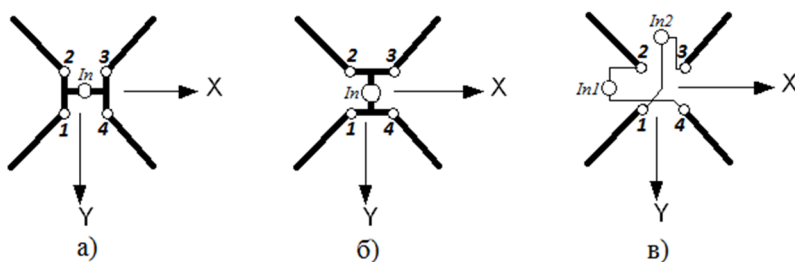


Рис. 3. Схемы возбуждения антенны для получения различной поляризации:
 а – линейная горизонтальная, б – линейная вертикальная, в-возбуждение антенны по двум развязанным входам

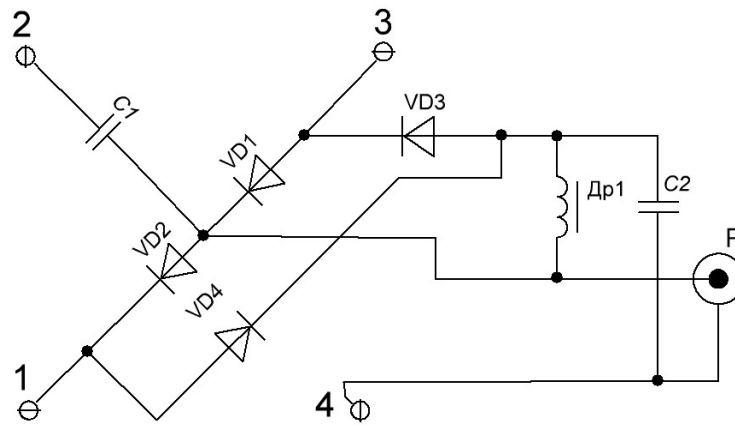


Рис.4. Переключатель поляризации на pin-диодах (Питание подается по центральной жиле кабеля, положительным напряжением поданным на центральную жилу кабеля включается горизонтальная поляризация, отрицательным – вертикальная.)

Результаты моделирования

С помощью разработанной программы проведена оптимизация геометрических параметров антенны по минимуму КСВ в фидере с волновым сопротивлением 50 Ом в диапазоне частот 480-720 МГц. В ходе оптимизации получены следующие размеры: $L_e=95$ мм, $D_w=21$ мм, $L_s=82$ мм, $Y_e=19$ мм, $D_z=100$ мм, $D_r=6$ мм, $L_r=375$ мм, $L_{sr}=204$ мм, диаметр проводников 4.6 мм.

На рис. 5,6 приведены зависимости КСВ и входного сопротивления от частоты. На рис.7–9 показаны диаграммы направленности ДН антенны на частотах 480, 720 и 600 МГц. На рис.10 приведена ДН по кросс-поляризации на частоте 600 МГц. На остальных частотах уровень излучения с кросс-поляризацией также незначителен и не превышает -40дБ. На рис. 11 показана зависимость КНД антенны от частоты. Повышенный уровень бокового излучения обусловлен током, протекающим по стойкам крепления рамки к рефлектору. Данное излучение может быть уменьшено путем применения рефлектора большего размера или при использовании излучателя в составе антенной решетки.

Из результатов моделирования видно, что относительная полоса частот антенны по уровню $КСВ < 2$ составляет 40 %, что на 9% лучше, чем в варианте [5], описанном ранее. ДН по основной и ортогональной поляризациям практически не отличаются от ДН варианта [5].

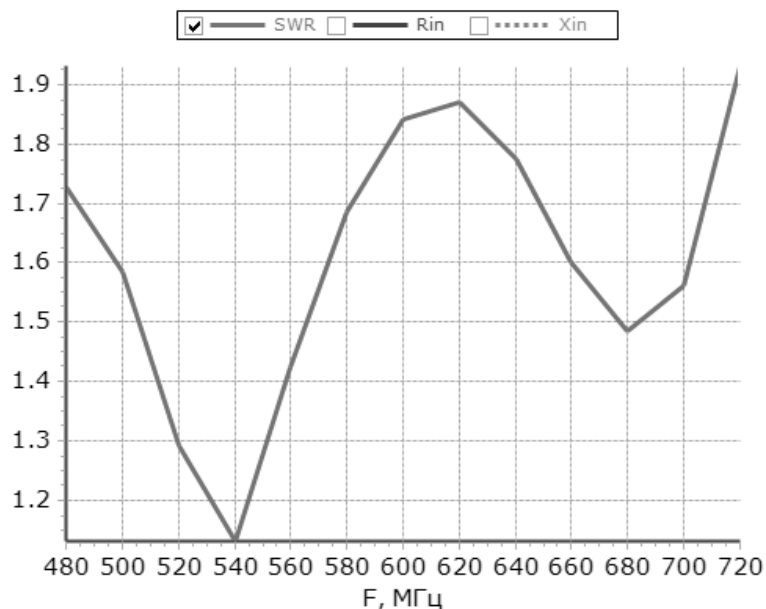


Рис.5. Зависимость КСВ от частоты

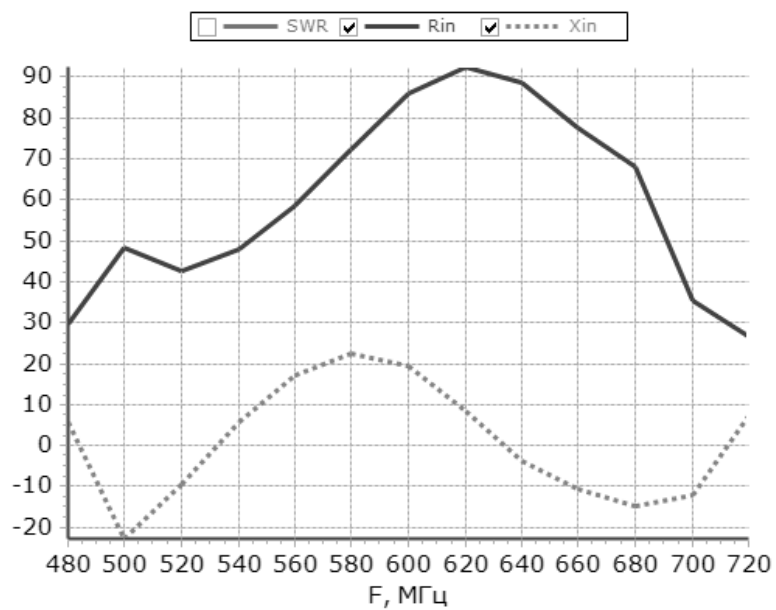


Рис.6. Зависимость входного сопротивления от частоты

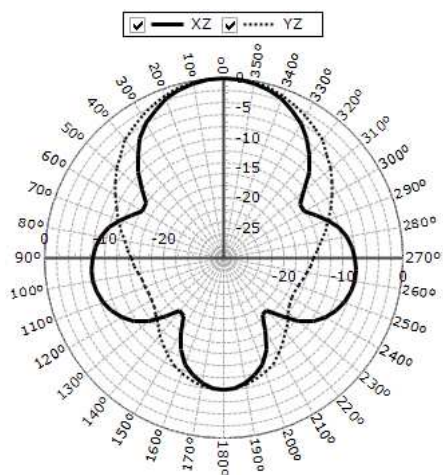


Рис.7. ДН на частоте 480 МГц

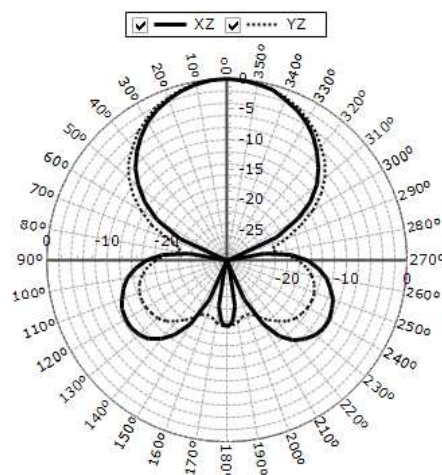


Рис.8. ДН на частоте 720 МГц

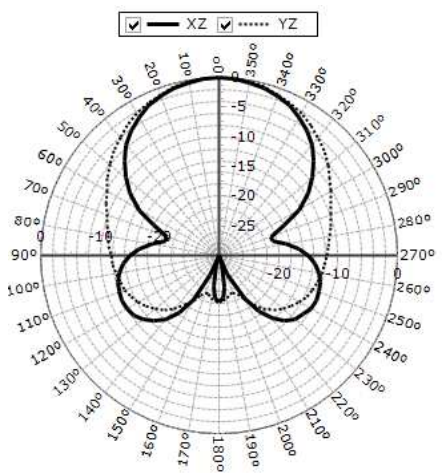


Рис.9. ДН на частоте 600 МГц

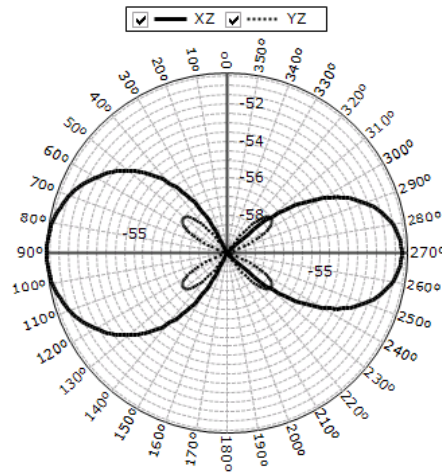


Рис.10. ДН по кросс-поляризации на частоте 600 МГц

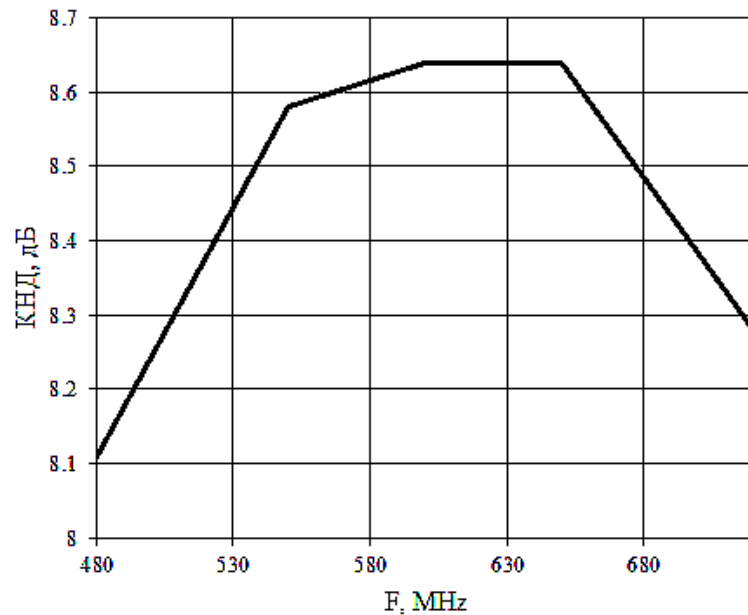


Рис.11. Зависимость КНД от частоты

Заключение

Исследование показало, что разработанная антенна широкополосна (относительная полоса частот антенны по уровню КСВ <2 составляет 40 %), имеет низкий уровень поля с кросс-поляризацией (уровень поля не превышает -40дБ), КНД не менее 8 дБ и может быть использована в качестве самостоятельных антенн либо в составе антенных решеток в системах радиолокации и радиосвязи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Канарейкин, Д.Б. Поляризация радиолокационных сигналов/ Д.Б. Канарейкин, Н.Ф. Павлов, В.А. Потехин. – М.: –Сов. радио. –1966. –439 с.
2. Mailloux Robert J. Phased Array Antenna Handbook/ Robert J. Mailloux. – Artech house. – 2005. P.515.
3. Юрцев О.А., Бобков Ю.Ю., Кеда В.В. Новая модификация рамочной антенны// Доклады БГУИР. - 2015, - №.6, - С. 30-35.
4. Кеда, В.В. Рамочная антенна с переключаемой поляризацией/ В.В.Кеда, Ю.Ю.Бобков, О.А.Юрцев // Физика и технические приложения волновых процессов: материалы XIII междунар. науч.-техн. конф., Казань, 21–25 сентября 2015 г. / Под общей редакцией В.А.Неганова и Г.А.Морозова.– Казань: ООО «Новое знание». – С.60
5. Кеда, В.В. Двухвходные рамочные антенны с низким уровнем поля с ортогональной поляризацией/ В.В. Кеда, И.С. Садовский, О.А. Юрцев// Радиолокация навигация связь: материалы XXI междунар. науч.-техн. конф., Воронеж, 19-21 апреля 2016 г.
6. Вычислительные методы в электродинамике// Под ред. Р. Митры. М. 1977. – С. 494.

ШИРОКОПОЛОСНАЯ С ШИРОКОУГОЛЬНЫМ СКАНИРОВАНИЕМ ЛИНЕЙНАЯ РЕШЕТКА С КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

Кеда В.В.

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
ew1bbe@mail.ru

Описана широкополосная линейная антенная решетка с круговой поляризацией и широкоугольным сканированием, состоящая из плоских спиральных излучателей. Метод исследования – численное моделирование. Приведены результаты расчёта характеристик и параметров методом интегральных уравнений в тонкопроволочном приближении. Исследованы закономерности сканирования на примере линейной антенной решетки для диапазона частот 120-180 МГц при сканировании в секторе углов $0...50^\circ$. Полученные в работе результаты могут быть использованы при разработке широкополосных антенных решеток.

Введение

Для излучения поля с круговой поляризацией в широкой полосе частот нашли применение спиральные антенны [1-4]. Применение таких излучателей в составе широкополосных фазированных антенных решеток в литературе почти не рассмотрено.

Цель работы – проверить возможность применения плоских спиральных антенн в составе широкополосных плоских антенных решёток с широкоугольным фазовым сканированием.

Для исследования характеристик антенны разработана математическая модель с использованием уравнения Поклингтона для тока в тонких проводниках [5]. Интегральное уравнение решается методом Галеркина при использовании в качестве базисных и весовых функций импульсных функций подобластей. На основе математической модели разработана программа численного моделирования, позволяющая рассчитывать характеристики и параметры отдельного излучателя и антенной решётки. Верификация математической модели проводилась путём сравнения результатов, полученных в разработанной программе с результатами, полученными в программе MMANA [6]. В отличие от программы MMANA разработанная программа имеет редактор, в котором возможно создание моделей с любым числом проводников в антенне.

Моделирование отдельного излучателя

Конструкция излучателя показана на рис.1,2. Излучатель представляет собой плоскую спиральную антенну, установленную перед рефлектором. Антенна рассчитана на питание фидером с волновым сопротивлением 100 Ом. В процессе оптимизации размеров антенны по минимуму КСВ в диапазоне частот 120-180 МГц были получены следующие размеры: $L_z=60$ мм, $St_s=80$ мм, количество витков спирали $N=5$, $L_r=1400$ мм, $D_z=375$ мм, диаметр проводников антенны 20 мм. На рис. 3-6 показаны зависимости КСВ и входного сопротивления от частоты, полученные в разработанной программе и программе MMANA. Из сравнения результатов, полученных в двух программах видно, что расхождения незначительны и не превышают погрешности эксперимента. Различия связаны с тем, что в указанных программах при решении интегрального уравнения использованы разные базисные и весовые функции. На Рис.7-9 показаны диаграммы направленности (ДН) антенны по полному полю в главных плоскостях на частотах 120, 150 и 180 МГц. На рис.10 показана зависимость КНД антенны от частоты.

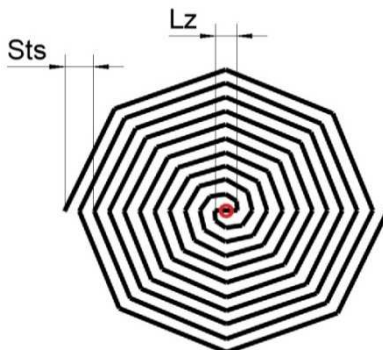


Рис. 1. Конструкция излучателя решетки

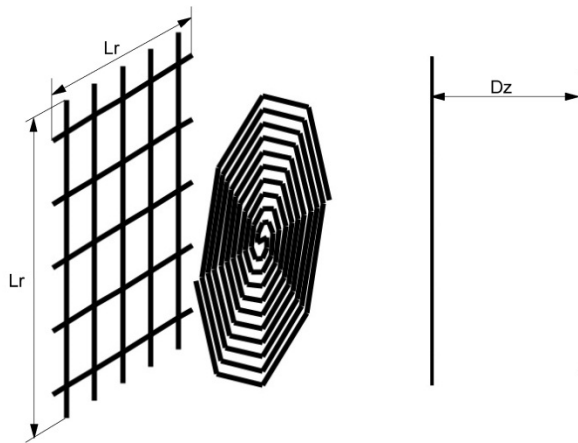


Рис. 2. Конструкция излучателя решетки

Из результатов моделирования видно что, диаграмма направленности, КНД и входное сопротивление излучателя слабо зависят от частоты, относительная полоса частот антенны по уровню $K_{CB} < 2$ составляет не менее 40 %. Это позволяет использовать описанный излучатель в составе широкополосных антенных решёток.

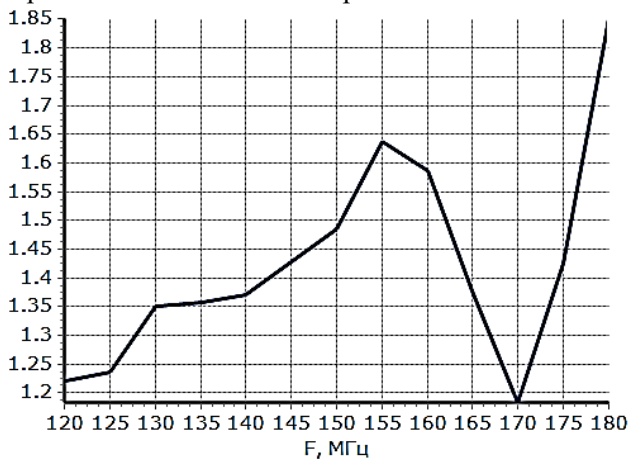


Рис.3. Зависимость КСВ от частоты полученная в разработанной программе

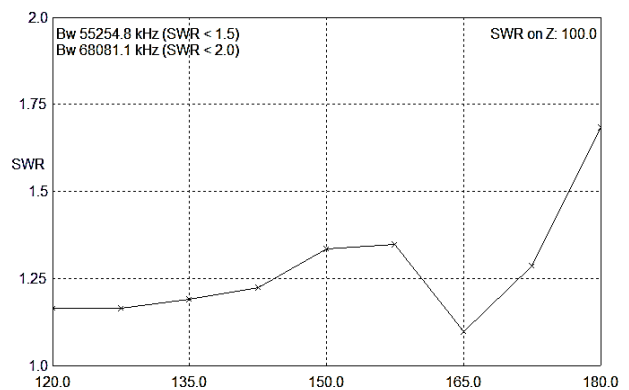


Рис.4. Зависимость КСВ от частоты полученная в программе MMANA

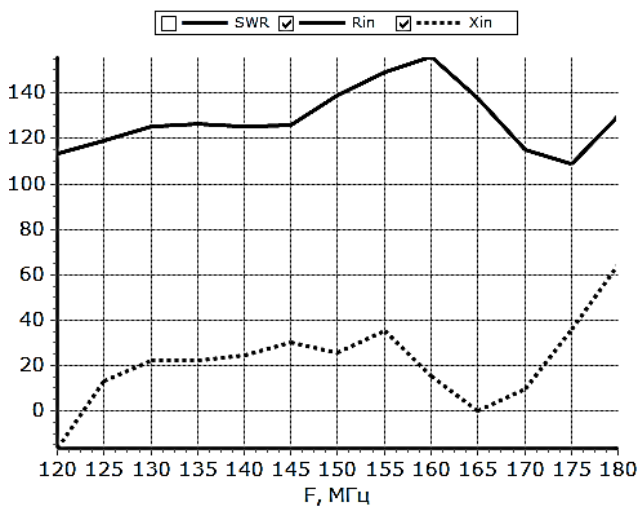


Рис.5. Зависимость входного сопротивления в разработанной программе

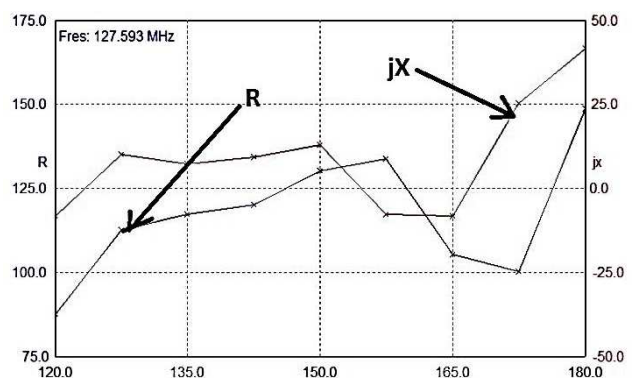


Рис.6. Зависимость входного сопротивления полученная в программе MMANA

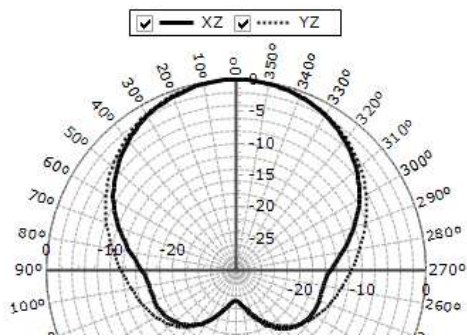


Рис.7. ДН излучателя по полному полю на F=120МГц

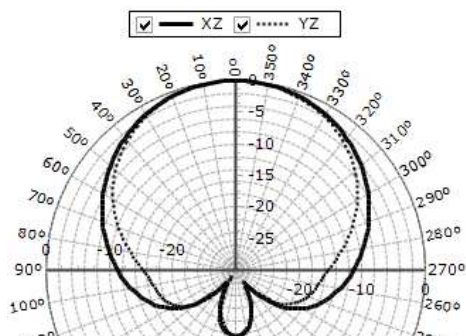


Рис.8. ДН излучателя по полному полю на F=150МГц

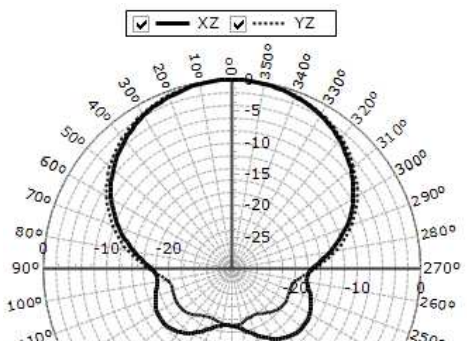


Рис.9. ДН излучателя по полному полю на F=180МГц

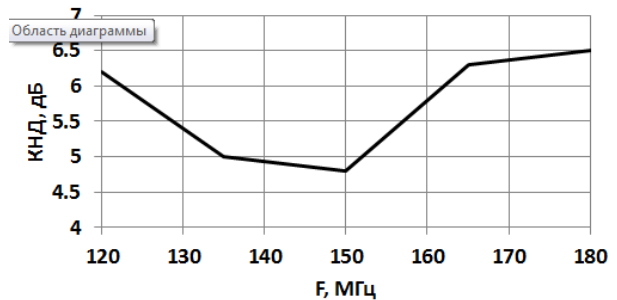


Рис.10. Зависимость КНД излучателя от частоты

Моделирование линейной антенной решетки

Возможность использования описанного выше излучателя (рис.1,2) в составе антенных решеток с широкоугольным сканированием проверена на примере линейной решетки из 10 излучателей, расположенных вдоль оси X с шагом 900 мм. В решётке реализована возможность фазового сканирования в секторе шириной 100 град. Амплитудное распределение возбуждения излучателей равномерное. Указанный шаг обеспечивает выполнение условия единственности главного лепестка диаграммы направленности на максимальной частоте 180 МГц при угле сканирования 50°.

На Рис.11-16 показаны диаграммы направленности решетки при углах сканирования 0 и 50 град. на частотах 120, 150 и 180 МГц. Параметры решетки (коэффициент направленного действия КНД, ширина главного лепестка диаграммы направленности по половинной мощности $2\Theta_{0.5}$, максимальный и средний КСВ в излучателях решетки ($КСВ_{max}$ и $КСВ_{cp}$)) при различных углах сканирования $\Theta_{скан}$ представлены в таблице 1.

Из результатов моделирования видно: характеристики и параметры антенны при фазовом сканировании в секторе шириной 100град. и относительной полосе частот, равной 40%, и остаются приемлимыми.

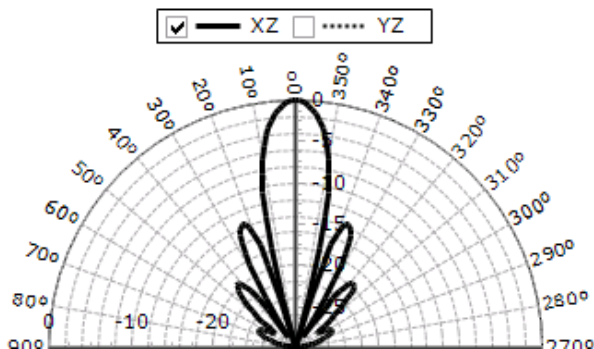


Рис.11. ДН решетки по полному полю на F=120МГц при угле сканирования 0°

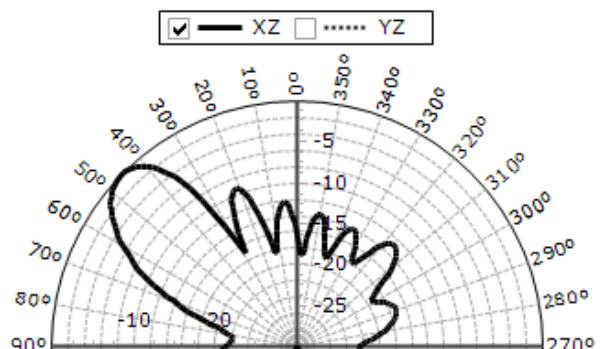


Рис.12. ДН решетки по полному полю на F=120МГц при угле сканирования 50°

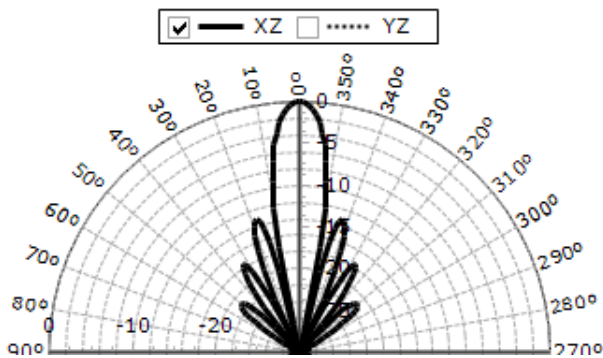


Рис.13. ДН решетки по полному полю на $F=150\text{МГц}$ при угле сканирования 0°

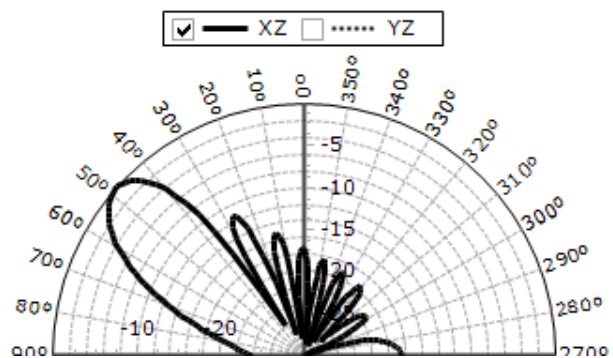


Рис.14. ДН решетки по полному полю на $F=150\text{МГц}$ при угле сканирования 50°

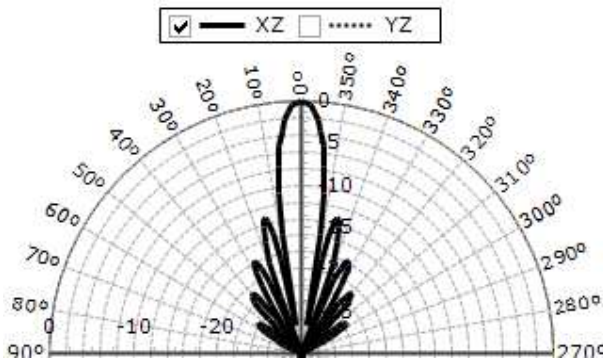


Рис.15. ДН решетки по полному полю на $F=180\text{МГц}$ при угле сканирования 0°

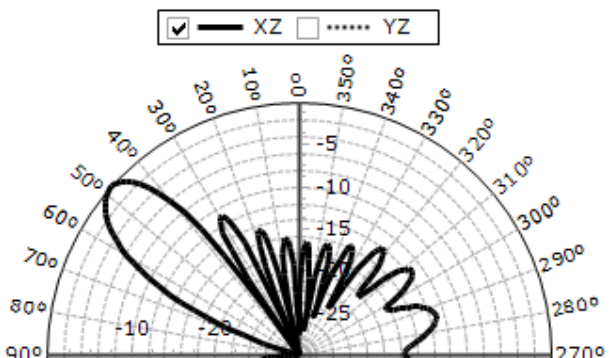


Рис.16. ДН решетки по полному полю на $F=180\text{МГц}$ при угле сканирования 50°

Таблица 1. Зависимость параметров решетки от угла сканирования и частоты

F, МГц	$\Theta_{\text{скан}} = 0$ град.				$\Theta_{\text{скан}} = 50$ град.			
	КНД, дБ	$2\Theta_{0.5}$	КСВ_{max}	КСВ_{cp}	КНД, дБ	$2\Theta_{0.5}$	КСВ_{max}	КСВ_{cp}
120	13.9	14	2	1.8	11.9	20	2.8	1.8
150	12.8	12	2.3	2.1	14	17	1.6	1.2
180	14.4	10	2.3	2.2	13.5	15	1.8	1.3

Заключение

Из результатов моделирования видно, что при использовании в качестве излучателя плоских спиральных антенн возможно построение антенных решеток с широкоугольным сканированием, параметры которых остаются стабильными в широкой полосе частот.

ЛИТЕРАТУРА

1. Constantine Balanis, 'Antenna Theory, Analysis and Design', 1982, John Wiley and Sons
2. John D., Volakis L., 'Antenna Engineering Handbook', fourth edition, The McGraw-Hill Companies, 2007.
3. Warren Stutzman and Gary Thiele, 'Antenna Theory and Design, 2nd. Ed.', 1998, John Wiley and Sons
4. Poisel, R. A., 'Antenna Systems and Electronic Warfare Applications', Norwood, MA: Artech House, 2012.
5. Вычислительные методы в электродинамике// Под ред. Р. Митры. М. 1977. – С. 494.
6. Гончаренко, И.В. Компьютерное моделирование антенн. Все о программе MMANA. — М.: ИП РадиоСофт, Журнал «Радио». 2002 — 80 с.

ИНТЕГРАЛ ФЕЙНМАНА, ФРАКТАЛЬНАЯ ПАРАДИГМА И НОВЫЙ ВЗГЛЯД НА АКУСТОЭЛЕКТРОНИКУ

Рассадин А. Э.¹, Потанов А. А.²

¹Нижегородское региональное отделение РНТОРЭС им. А. С. Попова
brat_ras@list.ru

²Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН
potanov@cplire.ru

Для пьезоэлектрического кристалла класса C_{6v} классическая задача о распространении перпендикулярно оси симметрии кристалла (ось z) объёмных волн вектора деформации и потенциала электрического поля рассмотрена новым способом, а именно, с помощью аппарата дробных производных волновое уравнение для z -компоненты вектора деформации сведено к уравнению Шрёдингера для двухкомпонентной величины. Благодаря тому, что матрица Грина этого уравнения может быть представлена интегралом Фейнмана, мы ввели новую квазичастицу акустоэлектроники, двигающуюся по фрактальным траекториям в четырёхмерном фазовом пространстве. Взаимосвязь этой новой квазичастицы с традиционными квазичастицами в этой системе — фононами и фотонами — также обсуждена.

В данном докладе развитый в статьях [1-3] метод проведения физической аналогии между задачами радиофизики и квантовой механики распространён на акустоэлектронику.

Для демонстрации этого метода рассмотрим систему уравнений, описывающую распространение связанных электрических и упругих волн в пьезоэлектрической среде [4, 5]:

$$\rho \cdot \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}, \quad \text{div} \vec{D} = 0, \quad \text{rot} \vec{E} = 0, \quad (1)$$

где тензор напряжений пьезоэлектрика есть [4, 5]:

$$\sigma_{ik} = \lambda_{iklm} \cdot u_{lm} + \beta_{l,ik} \cdot E_l, \quad (2)$$

а его вектор электрической индукции равен [4, 5] (D_{0i} — вектор пьезоэлектрической индукции):

$$D_i = D_{0i} + \varepsilon_{ik} \cdot E_k - 4 \cdot \pi \cdot \beta_{i,lm} \cdot u_{lm}. \quad (3)$$

Физические величины в формулах (2) и (3) являются линейными комбинациями компонент вектора электрического поля \vec{E} и тензора деформаций u_{lm} , коэффициенты пропорциональности в которых — тензор модулей упругости λ_{iklm} , тензор диэлектрической проницаемости ε_{ik} и тензор пьезоэлектрических модулей $\beta_{l,ik}$ [4, 5].

Для того, чтобы не загромождать суть дела излишними деталями, рассмотрим, как и в классической работе [6], пьезоэлектрический кристалл класса C_{6v} , то есть кристалл, обладающий осью симметрии 6-го порядка (ось z) с проходящей через неё плоскостью симметрии.

Как и в работе [6], будем искать вектор смещения в виде $\vec{u} = (0, 0, u(x, y, t))$, а для электрического поля положим $\vec{E} = -\text{grad} \varphi$ с потенциалом $\varphi = \varphi(x, y, t)$. Тогда из всего множества компонент тензоров пьезоэлектрика λ_{iklm} , ε_{ik} и $\beta_{l,ik}$ для записи уравнений движения (1) существенны только $\lambda_{xzxz} = \lambda_{yzyz} \equiv \lambda$, $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} \equiv \varepsilon$ и $\beta_{x,xz} = \beta_{y,yz} \equiv \beta$ [5, 6].

В этом случае отличные от нуля компоненты тензора (2) равны:

$$\sigma_{zx} = \frac{\partial}{\partial x} (-\beta \cdot \varphi + \lambda \cdot u), \quad \sigma_{zy} = \frac{\partial}{\partial y} (-\beta \cdot \varphi + \lambda \cdot u), \quad (4)$$

а вектор (3) есть:

$$\vec{D} = \left(-\frac{\partial}{\partial x} (\varepsilon \cdot \varphi + 4 \cdot \pi \cdot \beta \cdot u), -\frac{\partial}{\partial y} (\varepsilon \cdot \varphi + 4 \cdot \pi \cdot \beta \cdot u), D_0 \right), \quad (5)$$

где D_0 — постоянная пьезоэлектрическая индукция.

Далее, в отличие от работы [6], будем считать, что пьезоэлектрик занимает всё пространство, тогда, подставив формулы (4) и (5) в уравнения (1), найдём, что потенциал электрического поля во всём объёме кристалла полностью определяется z – компонентой вектора смещения:

$$\varphi = -\frac{4 \cdot \pi \cdot \beta}{\varepsilon} \cdot u, \quad (6)$$

которая, в свою очередь, удовлетворяет двумерному волновому уравнению:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = a^2 \cdot \Delta u, \quad (7)$$

где $a = \sqrt{\frac{1}{\rho} \cdot \left(\lambda + \frac{4 \cdot \pi \cdot \beta^2}{\varepsilon} \right)}$ — фазовая скорость этих волн, а $\Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ — двумерный оператор Лапласа.

Волновое уравнение (7) можно представить в виде системы двух уравнений первого порядка:

$$\frac{\partial \psi_1}{\partial t} = -a \cdot \sqrt{-\Delta} \cdot \psi_2, \quad \frac{\partial \psi_2}{\partial t} = a \cdot \sqrt{-\Delta} \cdot \psi_1, \quad (8)$$

где $\psi_1(x, y, t) \equiv u(x, y, t)$, а линейный оператор $\sqrt{-\Delta}$ действует на произвольную функцию $f(x, y)$ следующим образом [7]:

$$\sqrt{-\Delta} f(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(x, y) - f(x', y')}{[(x - x')^2 + (y - y')^2]^{3/2}} \cdot \frac{dx' \cdot dy'}{2 \cdot \pi}. \quad (9)$$

Оператор (9) имеет обратный оператор $(-\Delta)^{-1/2}$ [7]:

$$(-\Delta)^{-1/2} f(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(x', y')}{\sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2}} \cdot \frac{dx' \cdot dy'}{2 \cdot \pi}. \quad (10)$$

Таким образом, с помощью формулы (10) функция $\psi_2(x, y, t)$ может быть определена из первого уравнения системы (8) по производной $\frac{\partial u(x, y, t)}{\partial t}$.

Легко видеть, что систему уравнений (8) можно переписать как уравнение Шрёдингера (УШ) для вектора $\psi(x, y, t) = (\psi_1(x, y, t), \psi_2(x, y, t))^T$:

$$i \cdot \frac{\partial \psi}{\partial t} = a \cdot \sqrt{-\Delta} \cdot \sigma_y \cdot \psi, \quad (11)$$

где $\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$ — матрица Паули [4], с начальным условием:

$$\psi(x, y, 0) = \left(u(x, y, 0), -\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot a} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial u(x', y', 0)}{\partial t} \frac{dx' \cdot dy'}{\sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2}} \right)^T \quad (12)$$

(подразумевается, что для уравнения (7) поставлена задача Коши на всей плоскости (x, y)).

Решение уравнения (11) может быть выражено через его начальное состояние (12) следующим образом:

$$\psi(x, y, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma(x, y; x', y'; t) \cdot \psi(x', y', 0) \cdot dx' \cdot dy', \quad (13)$$

где

$$\Gamma(x, y; x', y'; t) = \langle x, y | \exp[-i \cdot a \cdot t \cdot \sqrt{-\Delta} \cdot \sigma_y] | x', y' \rangle \quad (14)$$

— матрица Грина (МГ) УШ (11).

Благодаря свойству инволютивности матрицы Паули операторно-матричную экспоненту в (14) можно существенно упростить, а именно [3]:

$$\exp(-i \cdot a \cdot t \cdot \sqrt{-\Delta} \cdot \sigma_y) = \frac{1 - \sigma_y}{2} \cdot \exp(i \cdot t \cdot a \cdot \sqrt{-\Delta}) + \frac{1 + \sigma_y}{2} \cdot \exp(-i \cdot t \cdot a \cdot \sqrt{-\Delta}). \quad (15)$$

Из формулы (15) следует, что МГ (14) равна:

$$\Gamma(x, y; x', y'; t) = \frac{1 - \sigma_y}{2} \cdot G^*(x', y'; x, y; t) + \frac{1 + \sigma_y}{2} \cdot G(x, y; x', y'; t), \quad (16)$$

где

$$G(x, y; x', y'; t) = \langle x, y | \exp(-i \cdot t \cdot a \cdot \sqrt{-\Delta}) | x', y' \rangle \quad (17)$$

— функция Грина (ФГ).

ФГ (17) с помощью известных процедур [8] можно представить интегралом Фейнмана:

$$G(x, y; x', y'; t) = \int_{Q_1(0)=x', Q_2(0)=y'}^{Q_1(t)=x, Q_2(t)=y} \exp[i \cdot S] \cdot \prod_{k=1}^2 \prod_{\tau} \frac{dP_k(\tau) \cdot dQ_k(\tau)}{2 \cdot \pi}, \quad (18)$$

с действием $S = \int_0^t [P_1(\tau) \cdot \dot{Q}_1(\tau) + P_2(\tau) \cdot \dot{Q}_2(\tau) - a \cdot \sqrt{P_1^2(\tau) + P_2^2(\tau)}] \cdot d\tau$.

Представление ФГ (17) континуальным интегралом (18) позволяет нам так же, как и в статьях [1-3], ввести квантовую квазичастицу, связанную с исходным волновым уравнением (7), как объект, движущийся в четырёхмерном фазовом пространстве (P_1, P_2, Q_1, Q_2) — несмотря на то, что это уравнение является чисто классическим. В честь выдающегося физика XX века Ричарда Фейнмана мы назвали эту квазичастицу «фейнманом». Фрактальная структура траекторий в четырёхмерном фазовом пространстве фейнманона этого типа совпадает фрактальной структурой траекторий фейнманона типа «гидрон», описанной в статье [2].

Нетрудно заметить, что МГ (16) является ядром унитарного оператора эволюции системы (11), поэтому норма вектора $\psi(x, y, t)$ не зависит от времени:

$$\|\psi\| \equiv \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^+(x, y, t) \cdot \psi(x, y, t) \cdot dx \cdot dy} = \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^+(x, y, 0) \cdot \psi(x, y, 0) \cdot dx \cdot dy}. \quad (19)$$

Равенство (19) означает, что для фейнманона можно ввести двухкомпонентную волновую функцию $\psi/\|\psi\|$, нормированную на единицу и подчиняющуюся УШ (11), причём её двухкомпонентность можно интерпретировать как следствие наличия у фейнманона некоего «изотопического спина», соответствующего вращениям волновой функции в пространстве «изотопического спина», а её нормированность на единицу можно трактовать как способность величины $\psi^+ \cdot \psi/\|\psi\|^2$ быть плотностью вероятности для фейнманона.

С другой стороны, хорошо известно [4], что введением операторов рождения $\hat{c}^+(\vec{p})$ и уничтожения $\hat{c}(\vec{p})$ фононов с импульсом $\vec{p} = (p_x, p_y)$, удовлетворяющих бозевским коммутационным соотношениям, классическому полю $u(x, y, t)$ ставится в соответствие квантованное поле:

$$\hat{u}(x, y, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [\hat{c}(\vec{p}, t) \cdot U_{\vec{p}}(x, y) + \hat{c}^+(\vec{p}, t) \cdot U_{\vec{p}}^*(x, y)] \cdot \frac{dp_x \cdot dp_y}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{2 \cdot a \cdot |\vec{p}|}}, \quad (20)$$

где $|\vec{p}| = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$,

$$U_{\vec{p}}(x, y) = \exp[i \cdot p_x \cdot x + i \cdot p_y \cdot y], \quad (21)$$

а

$$\hat{c}(\vec{p}, t) = \hat{c}(\vec{p}) \cdot \exp[-i \cdot a \cdot |\vec{p}| \cdot t] \quad \hat{c}^+(\vec{p}, t) = \hat{c}^+(\vec{p}) \cdot \exp[i \cdot a \cdot |\vec{p}| \cdot t] \quad (22)$$

— операторы уничтожения и рождения фононов в гейзенберговском представлении.

Далее, в силу формулы (6) для квантованного электрического поля имеем:

$$\hat{E}(x, y, t) = \frac{4 \cdot \pi \cdot \beta}{\varepsilon} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{p} \cdot [\hat{a}(\vec{p}, t) \cdot U_{\vec{p}}(x, y) + \hat{a}^+(\vec{p}, t) \cdot U_{\vec{p}}^*(x, y)] \cdot \frac{dp_x \cdot dp_y}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{2 \cdot a \cdot |\vec{p}|}}, \quad (23)$$

где для фотонов введены гейзенберговские операторы рождения $\hat{a}^+(\vec{p}, t) = -i \cdot \hat{c}^+(\vec{p}, t)$ и уничтожения $\hat{a}(\vec{p}, t) = i \cdot \hat{c}(\vec{p}, t)$. Таким образом, из сравнения формул (21) и (23) видно, что в рассматриваемой системе фононы и фотоны появляются и пропадают одновременно.

Для выяснения взаимоотношений фейнманона с фотонами и фононами рассмотрим представление плоской волны (21) интегралом Фейнмана, найденное в докладе [9]:

$$\frac{U_{\vec{p}}(x, y)}{-2 \cdot \pi \cdot i} = \int_{Q_1(-\pi/2)=p_x/p_0, Q_2(-\pi/2)=p_y/p_0}^{Q_1(0)=p_0 \cdot x, Q_2(0)=p_0 \cdot y} \exp[-i \cdot \tilde{S}] \cdot \prod_{k=1}^2 \prod_{\tau} \frac{dP_k(\tau) \cdot dQ_k(\tau)}{2 \cdot \pi}, \quad (24)$$

где $\tilde{S} = \int_{-\pi/2}^0 \sum_{k=1}^2 \left(P_k(\tau) \cdot \dot{Q}_k(\tau) - \frac{P_k^2(\tau) + Q_k^2(\tau)}{2} \right) \cdot d\tau$ — действие двумерного классического

гармонического осциллятора, а p_0 — произвольная положительная константа с размерностью импульса.

Рассмотрим теперь задание начального состояния фейнманона (12) через его волновую функцию $\tilde{\psi}(p_x, p_y, 0)$ в импульсном представлении:

$$\psi(x, y, 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\psi}(p_x, p_y, 0) \cdot U_{\vec{p}}(x, y) \cdot \frac{dp_x \cdot dp_y}{2 \cdot \pi} \quad (25)$$

и квантованное поле (20) в начальный момент времени:

$$\hat{u}(x, y, 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [\hat{c}(\vec{p}) \cdot U_{\vec{p}}(x, y) + \hat{c}^+(\vec{p}) \cdot U_{\vec{p}}^*(x, y)] \cdot \frac{dp_x \cdot dp_y}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{2 \cdot a \cdot |\vec{p}|}}. \quad (26)$$

Из сравнения формул (24), (25) и (26) видно, что на интервале времени $\tau \in [-\pi/2, 0]$ в интеграле Фейнмана (24) формируется некий протофейнманон, который при $t > 0$ трансформируется как в фейнманон, эволюционирующий во времени согласно формуле (13), так и в фононы, временная эволюция операторов рождения-уничтожения которых происходит согласно выражениям (22).

Для фейнманонов и фотонов в силу формулы (23) интерпретация взаимоотношений этих последних остаётся той же самой.

Наконец, подставляя квантованное поле (20) в локальный гамильтониан безмассового скалярного поля:

$$\hat{H} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\partial \hat{u}(x, y, t)}{\partial t} \right)^2 + \frac{a^2}{2} \cdot \left(\frac{\partial \hat{u}(x, y, t)}{\partial x} \right)^2 + \frac{a^2}{2} \cdot \left(\frac{\partial \hat{u}(x, y, t)}{\partial y} \right)^2 \right] \cdot dx \cdot dy, \quad (27)$$

получим:

$$\hat{H} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} a \cdot |\vec{p}| \cdot \hat{c}^+(\vec{p}) \cdot \hat{c}(\vec{p}) \cdot dp_x \cdot dp_y. \quad (28)$$

С другой стороны, подставив квантованное поле (20) в нелокальный гамильтониан:

$$\hat{H} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\partial \hat{u}(x, y, t)}{\partial t} \right)^2 + \frac{a^2}{2} \cdot (\sqrt{-\Delta} \cdot \hat{u}(x, y, t))^2 \right] \cdot dx \cdot dy, \quad (29)$$

мы опять придём в точности к гамильтониану (28): $\hat{H} = \hat{H}$, действующему в пространстве Фока.

Отсюда следует, что квантовая теория поля пьезоэлектриков по своей природе нелокальна, причём эта нелокальность тесно связана с фрактальностью, что служит дополнительной аргументацией в пользу справедливости фрактальной парадигмы современного естествознания, развиваемой одним из авторов этого доклада (А. А. Потаповым) [10].

Перспективой данного исследования является распространение описанных выше подходов на пьезоэлектрики, обладающие другими типами кристаллографических точечных групп симметрии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Потапов А.А., Рассадин А.Э. Интегралы Фейнмана как связующее звено между радиотехникой, фрактальной парадигмой и квантовой механикой // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2015. Т. 18. № 3. С. 81-88.
2. Potapov A.A., Rassadin A.E. Feynman Integrals, Fractal Paradigm and New Point of View on Hydroacoustics // Eurasian Physical Technical Journal. 2015. V. 12. № 1(23). – P. 3 – 13.
3. Потапов А.А., Рассадин А.Э., Сигов А.С. Интеграл Фейнмана, фрактальная парадигма и новый взгляд на ферромагнетизм // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. – 2015. Т. 15. № 1. С. 7-12.
4. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. — М.: Наука, 1998. – 688 с.: ил.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982. – 620 с.: ил. — (Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, т. VIII).
6. Гуляев Ю.В. Поверхностные электрорезонансные волны в упругих телах // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. Вып. 1. С. 63-65.
7. Учайкин В.В. Метод дробных производных. — Ульяновск: Артишок, 2008. – 512 с.: ил.
8. Смолянов О.Г., Шавгулидзе Е.Т. Континуальные интегралы. Изд. 2. — М.: URSS. 2015. – 336 с.: ил.
9. Потапов А.А., Рассадин А.Э. Фейнмановские интегралы, фрактальные радиосистемы, или понимаем ли мы, что такое радиотехника? // // Цифровая обработка сигналов и ее применение: сб. научн. трудов 17-й Международной конференции // - М.: 2015. - В 2 т., т.1. - С. 103 - 109.
10. Потапов А. А. Фрактальный метод и фрактальная парадигма в современном естествознании. — Воронеж: ИПЦ «Научная книга», 2012. – 108 с.: ил.

ПОРТАТИВНЫЙ ШИРОКОПОЛОСНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ МОДУЛЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ В СВЧ ДИАПАЗОНЕ

Уткин Б.В., Тарасов С.Е., Анишин М.Н., Газитов С.Р., Филатов А.В.

Томский государственный университет управления и радиоэлектроники

b.utkin@list.ru

Рассмотрен простой измеритель интегрального значения модуля коэффициента отражения в микроволновом диапазоне и широкой полосе частот с использованием шумового сигнала низкой интенсивности, принцип работы которого основан на модификации нулевого метода измерений. Применение данной модификации позволило повысить точность измерений и упростить конструкцию измерителя.

Во многих сферах исследовательской деятельности требуются знания о модуле коэффициента отражения в микроволновом диапазоне и широкой полосе частот [1, 2]. Например, для оценки толщины слоев кожи и жира тела человека и животных при неинвазивном восстановлении профиля глубинной температуры, при определении отражательных свойств искусственных и естественных покрытий и материалов различных конструкций, в ходе калибровки тепловых широкоапертурных излучателей для обеспечения единства измерений радиоярких температур космических и земных объектов и т.д.

В работе рассмотрен простой измеритель интегрального значения модуля коэффициента отражения в микроволновом диапазоне и широкой полосе частот с использованием шумового сигнала низкой интенсивности, принцип работы которого основан на одной из модификаций нулевого метода измерений [3]. Применение данного принципа позволило, с одной стороны, повысить точность измерений, с другой - значительно упростить конструкцию измерителя и реализовать его в виде переносного, портативного прибора.

Измеритель реализован в устройстве, представленном на рис. 1. В состав устройства входит антенна (А), входной блок, радиометрический приемник (РП) и микроконтроллер. В свою очередь входной высокочастотный блок состоит из направленного ответвителя (НО), переключателей (Π_1) и (Π_2), генератора шума (ГШ), источника тока (ИТ). Для реализации модификации метода нулевых измерений, в оконечной части измерительного тракта установлен фильтр высоких частот (ФВЧ) и определяющий полярность компаратор (К).

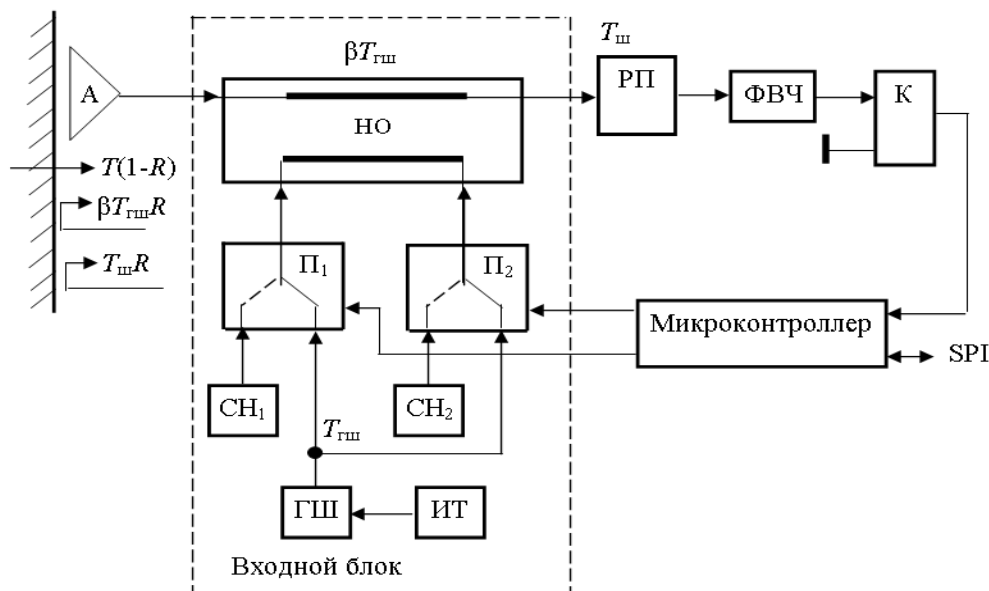


Рис. 1. Функциональная схема измерителя модуля коэффициента отражения.

Электромагнитное излучение, формируемое в толще объекта и характеризуемое эффективной шумовой температурой T , поступает на границу объекта. В месте приложения антенны часть этого излучения, равная TR , отражается обратно в объект, где R – коэффициент отражения по мощности. Другая часть, равная $T(1 - R)$, поступает в антенну и соответственно является входным сигналом.

Во входном блоке измерителя, в результате коммутаций в переключателях Π_1 и Π_2 под управлением микроконтроллера, синхронно выполняются два вида импульсных модуляций: амплитудная и широтная. Это приводит к тому, что на выходе блока имеют место три уровня шумовых сигналов, последовательно поступающие на вход приемника (рис. 2).

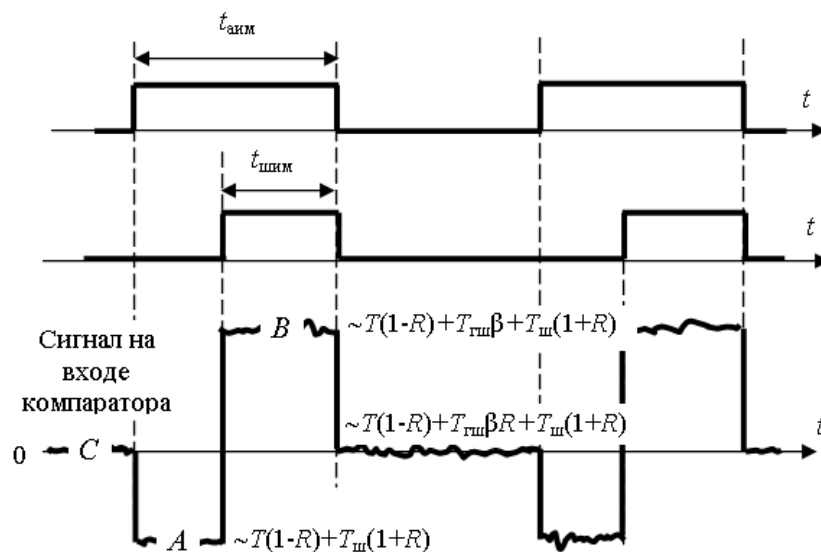


Рис. 2. Временные диаграммы работы измерителя модуля коэффициента отражения.

Первый сигнал формируется при подключении к основному каналу ответвителя согласованных нагрузок $СН_1$ и $СН_2$. В этом случае сигнал генератора шума не поступает в антенный тракт и на входе радиометрического приемника действует сигнал A , равный $T(1 - R) + T_{ш}(1 + R)$, где $T_{ш}$ – собственные шумы измерителя, приведенные к входу приемника.

Второй сигнал формируется при поступлении сигнала генератора шума $T_{гш}$ в направленный ответвитель через переключатель Π_2 . Так как ответвитель противонаправленный, сигнал B равен:

$$T(1 - R) + \beta T_{гш} + T_{ш}(1 + R), \quad (1)$$

где β – коэффициент связи линий передачи в направленном ответвителе.

Для формирования третьего сигнала сигнал генератора шума поступает в ответвитель через переключатель Π_1 . Тогда $C = T(1 - R) + \beta T_{гш}R + T_{ш}(1 + R)$.

Для минимизации влияния интерференции собственных шумов измерителя на входе радиометрического приемника (собственного шума и этого же шума отраженного от границы антенны с объектом) необходимо выполнить некоторые требования. В [4] описаны способы, значительно снижающие взаимную корреляцию этих двух составляющих (применение однонаправленных устройств - вентиляй, увеличение эффективной длины волноведущих линий).

Модифицированный метод базируется на авторегулировании нулевого баланса, который в измерителе устанавливается изменением длительности широтно-импульсного сигнала. В случае установленного нулевого баланса длительность широтно-импульсного сигнала определяется следующей формулой [4]:

$$t_{шим} = (C - A) t_{амм} / (B - A). \quad (2)$$

После подстановки значений сигналов в (2) и простых преобразований получаем линейную зависимость между определяемым коэффициентом отражения R и длительностью широтно-импульсного сигнала:

$$R = t_{шим} / t_{амм}. \quad (3)$$

Из (3) следует, что в формулу не входит сигнал $T_{гш}$ генератора шума. Следовательно, его дрейф и низкочастотные флуктуации не влияют на точность измерений.

С применением рассмотренного принципа был разработан измеритель модуля коэффициента отражения в полосе приема электромагнитных сигналов 200 МГц при центральной частоте 5 ГГц. Входной микроволновый тракт измерителя выполнен по микрополосковой технологии. Во входном блоке измерителя применены переключатели типа SPDT не отражательного типа на микросхемах

НМС270S8G с находящимися внутри согласованными нагрузками. Полупроводниковый генератор шума марки NC506/12 исполнен в бескорпусном варианте. Прецизионный источник тока для питания генератора шума изготовлен по стандартной схеме на операционном усилителе OP1177AR с возможностью регулировки тока в пределах от 0 до 2 мА. В радиометрическом приемнике применены высокочастотные усилители и секция квадратичного детектирования фирмы MiniCircuits. Измеритель функционирует под управлением микроконтроллера серии SAM7S32. Цепи гальванической развязки выполнены с применением микросхемы ADuM1301

В ходе экспериментальных испытаний с применением эталонных поверхностей с заданными отражательными свойствами получена передаточная характеристика радиометрического измерителя. Интегральная погрешность нелинейности составила 0.03, дифференциальная – 0.07 в абсолютных единицах модуля коэффициента отражения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Маречек С.В., Поляков В.М. Влияние структуры биоткани на результаты СВЧ- термометрических измерений // Успехи современной радиоэлектроники. – 2001. - №11. – С. 21-30.
2. Маречек С.В., Поляков В.М. Возможности оценки приповерхностной структуры биологической ткани по измерению коэффициента отражения на отдельных частотах СВЧ-диапазона // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. – 2005. - №11-12. – С. 4-11.
3. Филатов А.В. Сверхвысокочастотный радиометр с последетекторной широтно-импульсной модуляцией // Приборы и техника эксперимента. - 2002. - №1. - С. 80.
4. Филатов А.В. Приемный блок нулевого модифицированного микроволнового радиометра для исследования объектов в ближней зоне антенны // Приборы и техника эксперимента. -2015. - №1. - С. 82.

АЛГОРИТМ СИНТЕЗА АМПЛИТУДНО-ФАЗОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В АНТЕННОЙ РЕШЕТКЕ С ИЗЛУЧАТЕЛЯМИ, РАСПОЛОЖЕННЫМИ НА ЛИНИИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ

Габриэлян Д.Д., Демченко В.И., Федоров Дан. С., Федоров Ден. С.

Ростовский научно-исследовательский институт радиосвязи,

Федеральный научно-производственный центр

d.gabrieljan2011@yandex.ru

В докладе рассматривается синтез амплитудно-фазового распределения в антенных решетках с излучателями, расположенными на линии произвольной формы. Исследуются закономерности, связывающие параметры антенных решеток и характеристики диаграммы направленности.

Введение

Широкое использование в радиотехнических системах антенн, установленных на малоразмерных объектах, обуславливает устойчивый интерес к вопросам теории и практики антенных решеток (АР), связанным с обеспечением максимально возможных направленных свойств антенны при указанных ограничениях. Частным случаем таких антенн являются антенны, излучатели которых размещаются на линии произвольной формы. Изучение указанных вопросов связано с исследованием закономерностей между геометрическими параметрами АР и характеристикой направленности. Проведение такого анализа основывается, прежде всего, на решении задачи амплитудно-фазового синтеза в антенной решетке по заданной диаграмме направленности (ДН). Следует отметить, что в настоящее время наиболее подробно рассмотрены вопросы синтеза амплитудно-фазового распределения (АФР) и исследованы закономерности, связывающие параметры антенны и ее характеристики направленности, для линейных, кольцевых и цилиндрических АР [1-3]. Разработанные в [1-3] методы могут быть применены к анализу АР с произвольно расположенными излучателями, однако требуют использования сложных итерационных алгоритмов для поиска решения.

Цель доклада – разработка и анализ применимости алгоритма синтеза АФР по заданной ДН для антенных решеток с излучателями, расположенными на линии произвольной формы.

Решаемые задачи.

1. Представление заданной ДН для решения задачи синтеза АФР в антенной решетке с излучателями, расположенными на линии произвольной формы.
2. Разработка алгоритма синтеза АФР по заданной ДН в АР с излучателями, расположенными на линии произвольной формы.
3. Анализ применимости разработанного алгоритма и взаимосвязи параметров АР с характеристиками формируемой ДН.

Представление заданной ДН для решения задачи синтеза АФР в АР с излучателями, расположенными на линии произвольной формы

Основным требованием к заданной ДН является условие ее физической реализуемости или наиболее близкого соответствия к такой ДН. В этом случае для представления заданной ДН могут использоваться ДН линейных или кольцевых АР, характеристики которых (ширина главного максимума по уровню половинной мощности, закон изменения уровня боковых лепестков и т.д.) наиболее полно соответствуют заданным требованиям к характеристикам направленности синтезируемой АР. Это связано с тем, что для линейных и кольцевых АР взаимосвязь между характеристиками направленности и параметрами АР хорошо изучена [3], что позволяет задавать физически реализуемую комплексную характеристику направленности. Последнее упрощает решение задачи синтеза амплитудно-фазового распределения. Таким образом, заданная ДН представляется в комплексной форме с использованием, например, соотношения:

$$F_0(\varphi) = \sum_{n=1}^N A_n \exp(-ikx_n \sin \varphi), \quad (1)$$

где A_n – комплексная амплитуда тока в n -м излучателе; k – волновое число; $x_n^{(0)}$ – координата n -го излучателя в линейной АР; угол φ отсчитывается от нормали к линейной АР.

В случае использования кольцевой АР для формирования заданной ДН используется соотношение:

$$F_0(\varphi) = \sum_{n=1}^N \exp(-ikR \cos(\varphi - \varphi_n)) \cdot \{\Delta + [1 - \Delta] \cdot \cos((\varphi_0 - \varphi)/2)\}^p, \quad (2)$$

где R – радиус кольцевой АР; φ_n – угловая координата n -го излучателя в составе кольцевой АР; Δ и p – параметры, определяющие заданную ДН; φ_0 – направление главного максимума ДН. В частности, уровень заднего лепестка ДН равен Δ^p .

Алгоритм синтеза АФР по заданной ДН в АР с излучателями, расположенными на линии произвольной формы

Представим синтезируемую ДН с помощью следующего выражения:

$$F_{\text{синт}}(\varphi) = \sum_{n=1}^{N_1} B_n \mu \exp[-ik(x_n \sin \varphi + y_n \cos \varphi)], \quad (3)$$

где B_n – комплексные амплитуды токов синтезируемого АФР; x_n, y_n – координата n -го излучателя в составе рассматриваемой АР.

Для определения комплексных амплитуд B_n потребуем $F_0(\varphi_l) = F_{\text{синт}}(\varphi_l)$ в L направлениях. Получаемая при этом система уравнений имеет вид:

$$\mathbf{M} \cdot \mathbf{B} = \mathbf{F}_0, \quad (4)$$

где \mathbf{M} – матрица (размерности $L \times N_1$) системы уравнений, элементами которой являются ДН излучателей с учетом их расположения в составе синтезируемой АР; \mathbf{B} – вектор-столбец размерности N_1 , составленный из искомым комплексных амплитуд синтезируемого АФР; \mathbf{F}_0 – вектор-столбец размерности L , элементы которого представляют значения заданной ДН в L направлениях.

При выполнении условия $L \geq N_1$ получаемое решение системы (4), поскольку ранг матрицы \mathbf{M} равен N_1 , может быть найдено в виде [4]:

$$\mathbf{B} = \mathbf{M}^+ \mathbf{F}_0, \quad (5)$$

где \mathbf{M}^+ – псевдообратная матрица для матрицы \mathbf{M} , определяемая следующим образом [4]:

$$\mathbf{M}^+ = (\mathbf{M}^* \mathbf{M})^{-1} \mathbf{M}^*, \quad (6)$$

где \mathbf{M}^* – матрица, транспонированная и комплексно-сопряженная по отношению к \mathbf{M} .

Указанное решение будет давать наилучшее приближение в соответствии с методом наименьших квадратов, т.е. минимальное среднеквадратическое отклонение заданной и синтезируемой ДН. Полученное решение может не удовлетворять требованию гладкости. В этом случае возможно проведение процедуры регуляризации [5], при проведении которой псевдообратная матрица представляется следующим образом:

$$\mathbf{M}^+ = (\alpha \mathbf{E} + \mathbf{M}^* \mathbf{M})^{-1} \mathbf{M}^*, \quad (7)$$

где α – параметр регуляризации, выбираемый из условия компромисса между точностью синтеза ДН и гладкостью получаемого АФР.

На первом этапе исследований рассмотрим взаимосвязь между параметрами кольцевой АР и возможностью уменьшения уровня боковых лепестков при заданной ширине главного максимума ДН.

Результаты исследований приведены на рис. 1 и 2. Заданная ДН формировалась 8-элементной кольцевой АР радиусом $0,7\lambda$ (λ – длина волны) с параметрами $\Delta = 0,125$, $p = 1$ (рис. 1) и $\Delta = 0,125$, $p = 2$ (рис. 2). Синтез проводился для $N_1 = 8$, $N_1 = 16$, $N_1 = 20$ и $N_1 = 24$ элементов кольцевых АР (рисунки с индексами a , b , v и z) при соответствующем увеличении радиуса R_1 кольцевой АР. Сплошными линиями на данных рисунках показана заданная ДН, штриховыми – формируемая при синтезированном АФР. Выбор указанных значений Δ и p обеспечивает уровень заднего лепестка минус 10 дБ и минус 20 дБ в первом и втором случаях соответственно.

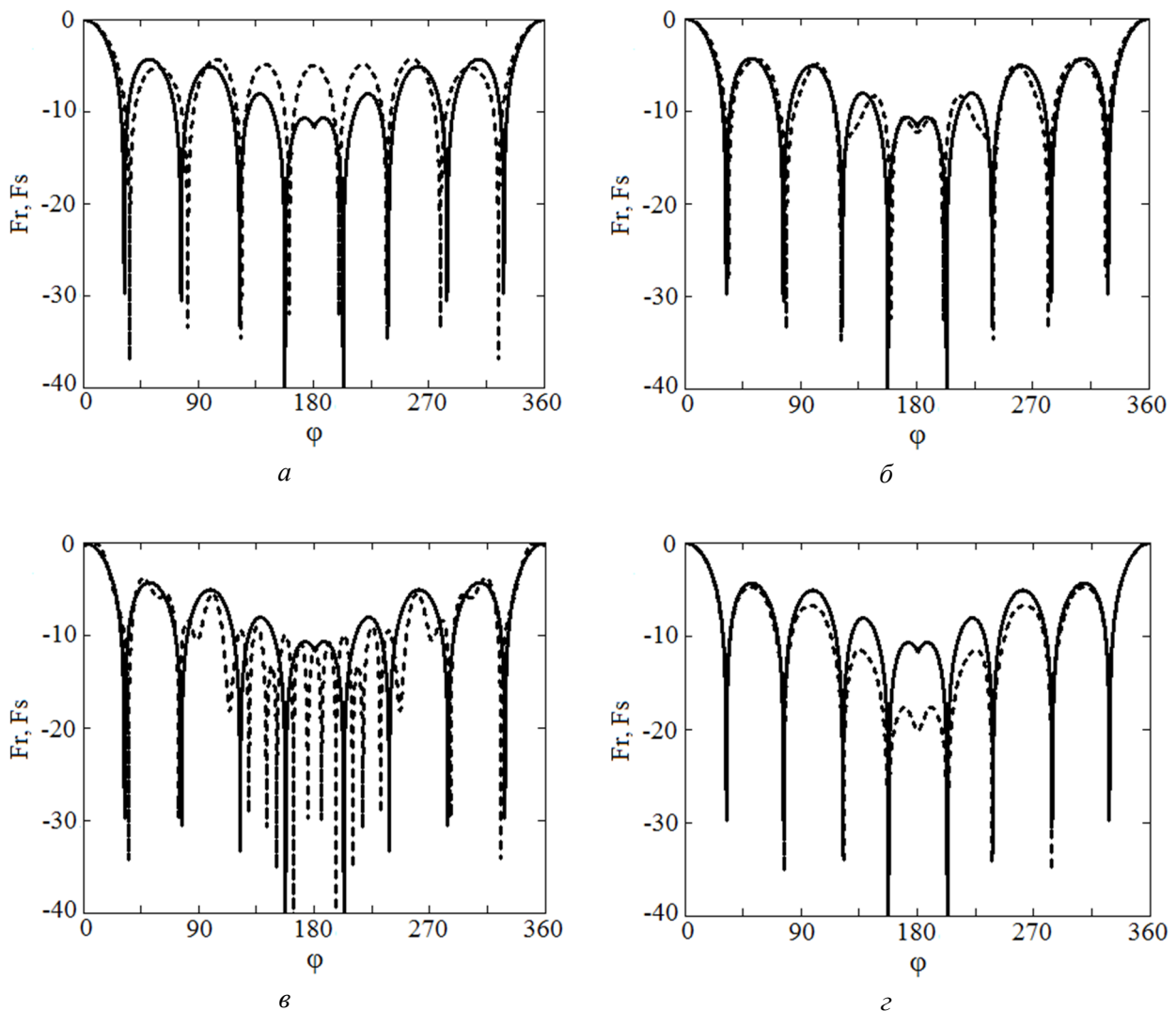


Рис. 1. ДН кольцевой АР для параметров $\Delta = 0,125$, $p = 1$:
заданная – сплошная линия, формируемая – штриховая линия

Результаты, приведенные на рис. 1, показывают, что при $N_1 = 20$ обеспечивается требуемый уровень заднего лепестка при сохранении ширины главного максимума ДН. Однако структура боковых и заднего лепестков не совпадает с заданной. При дальнейшем увеличении числа излучателей и соответственно радиуса кольцевой АР структура и уровень первых боковых лепестков совпадает с заданной, а уровень заднего лепестка на 6-7 дБ ниже, чем в заданной ДН.

При необходимости синтеза ДН с той же шириной главного максимума и более низким уровнем заднего лепестка (минус 20 дБ) число излучателей в кольцевой АР должно быть увеличено до 24. При этом, как показано на рис. 2, обеспечивается практически полное совпадение заданной и формируемой ДН.

Для анализа возможности синтеза заданной ДН при произвольном расположении излучателей рассматривалась 24-элементная АР, геометрия которой приведена на рис. 3. Линия получена путем смещения положений излучателей кольцевой АР независимо по обеим координатам. Величины смещений определяются нормальным законом распределения с нулевым математическим ожиданием и дисперсией $0,3R_1$. Амплитудно-фазовое распределение, при котором формируемая ДН практически не изменяется по отношению к ДН кольцевой АР, приведена на рис. 4.

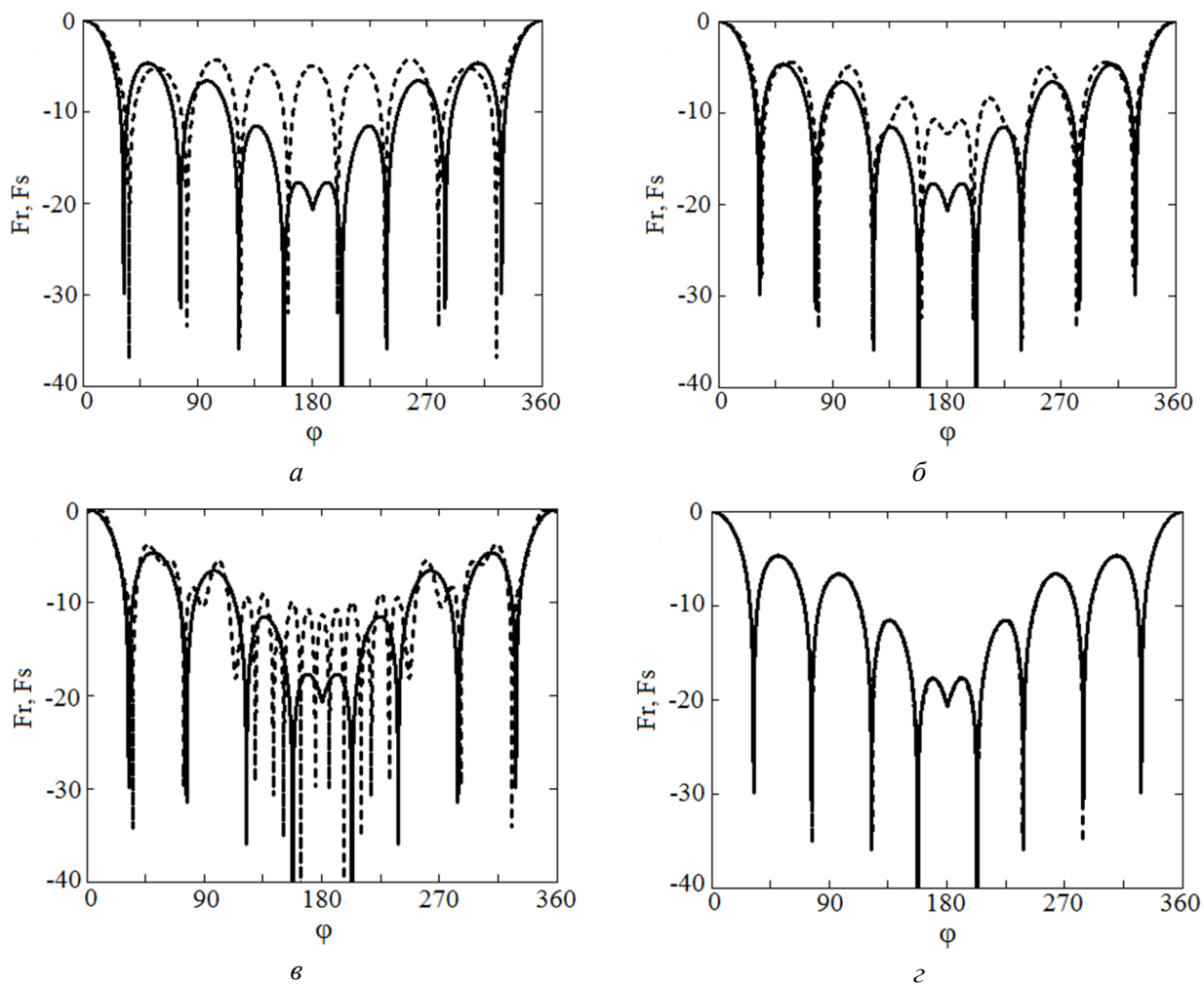


Рис. 2. ДН кольцевой АР для параметров $\Delta = 0,125$, $p = 2$:
заданная - сплошная линия, формируемая – штриховая линия

Символами \blacksquare приведено АФР кольцевой АР, символами \bullet - АФР для АР с геометрией, приведенной на рис. 3.

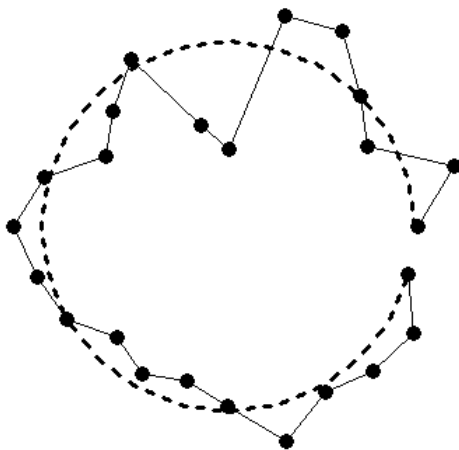


Рис. 3. Геометрия расположения излучателей в АР

Представленные на рис. 4 результаты показывают, что изменение геометрии АР приводит не только к изменению фазового распределения, но и значительному изменению распределения модулей токов в излучателях.

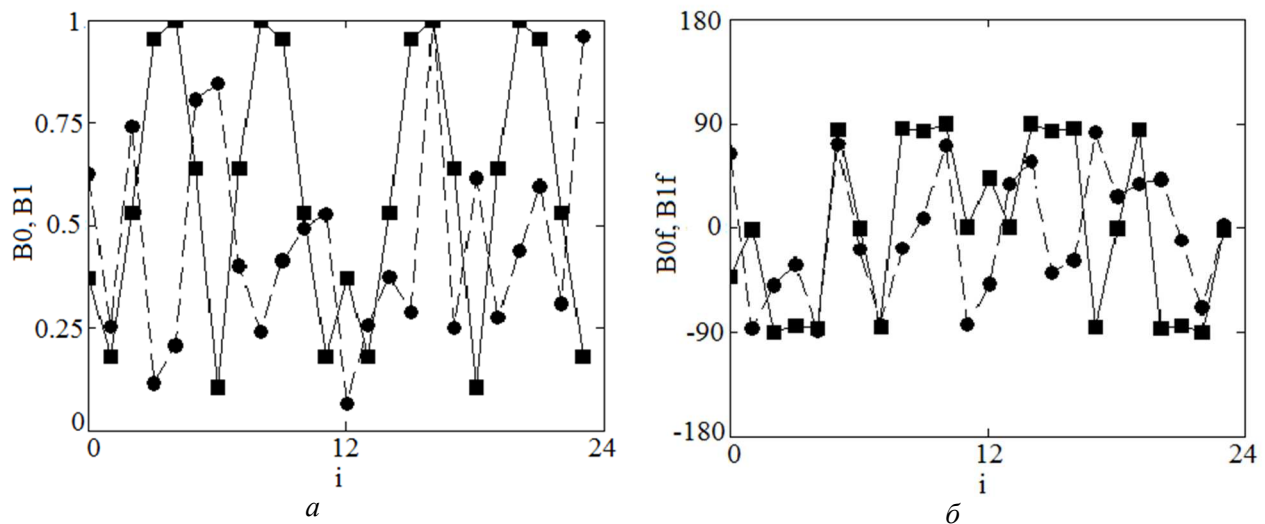


Рис.4. Распределение модулей (*a*) и фаз (*б*) токов в антенной решетке

Приведенные на рис. 1-4 результаты показывают возможность использования предложенного алгоритма как к синтезу АФР по заданной ДН в кольцевых АР, так и в АР с расположением излучателей на произвольной линии.

Заключение

1. В качестве заданной диаграммы направленности выбирается физически реализуемая диаграмма направленности линейной или кольцевой антенной решетки, взаимосвязь параметров которой с характеристиками направленности хорошо изучена и может быть представлена в комплексной форме.

2. Предложенный алгоритм амплитудно-фазового синтеза для антенной решетки с излучателями на линии произвольной формы, основанный на определении заданной ДН с использованием кольцевой АР и решении переопределенной системы уравнений относительно неизвестных комплексных амплитуд токов, позволяет добиться формирования диаграммы направленности с заданными параметрами ширины главного лепестка и закона изменения уровня боковых лепестков.

3. Использование предложенного алгоритма позволяет исследовать взаимосвязь параметров антенной решетки (число и координаты расположения излучателей) с характеристиками направленности формируемой диаграммы направленности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бахрах Л.Д., Кременецкий С.Д. Синтез излучающих систем. Теория и методы. – М.: Сов. радио, 1974.
2. Зелкин Е.Г., Соколов В.Г. Методы синтеза антенн: Фазированные антенные решетки и антенны с непрерывным раскрытием. – М.: Сов. радио, 1980, 296 с.
3. Устройства СВЧ и антенны. Проектирование фазированных антенных решеток: Учеб. пособие для вузов / Д.И. Воскресенский, В.И. Степаненко, В.С. Филиппов и др. Под ред Д.И. Воскресенского. 3-е изд. доп. и перераб. – М.: Радиотехника, 2003. – 632 с.
4. Гантмахер Ф.Р. Теория матриц. – 4-е изд. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. – 352 с.
5. Поповкин В.И. Метод регуляризации Тихонова и теория синтеза антенн. В кн. Проблемы математической физики и вычислительной математики. – М.: Наука, 1977. С. 264-271.

СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЙ ИНТЕГРАЛЬНЫЙ ПРИЁМНИК: СОВРЕМЕННЫЕ ДОСТИЖЕНИЯ И НОВЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ

***Н.В. Кинев¹, П.Н. Дмитриев¹, Л.В. Филиппенко¹, О.С. Киселев¹, К.В. Калашиников¹, Е.Г. Домрачева²,
Е. Собакинская², В.Л. Вакс², Н.В. Wang³ и В.П. Кошелец¹***

*¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
nickolay@hitech.cplire.ru*

²Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

³Nanjing University, Nanjing, China

Сверхпроводниковый интегральный приёмник (СИП) ТГц диапазона волн разработан в Институте радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН и за последние несколько лет нашёл массу практических и научных применений. В работе представлены последние достижения по разработке и применению СИП. В настоящий момент СИП работает в диапазоне 400-750 ГГц, обладает спектральным разрешением порядка 0,1 МГц и наилучшей шумовой температурой около 120 К, что составляет лишь несколько квантовых пределов. За последние годы приёмник нашёл своё применение в лабораторном высокочувствительном анализе газовых смесей, в исследовании спектральных характеристик излучения твердотельных сверхпроводниковых генераторов на основе высокотемпературных сверхпроводников $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$, а также продемонстрировал возможность использования для шумовой спектроскопии высокого разрешения.

Введение

В течение последних 10 лет в рамках международного проекта TELIS (Terahertz Limb Sounder) по исследованию атмосферы совместно с Институтом космических исследований Нидерландов (Space Institute for Space Research, Groningen, Netherlands) был разработан высокочувствительный супергетеродинный сверхпроводниковый приёмник на основе туннельных переходов типа «сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник» (СИС) [1]. На настоящий момент проект TELIS успешно завершён, в рамках проекта были проведены три успешных запуска прибора на полигоне Esrange в Швеции и один на полигоне Timmins в Канаде, во время которых собрано большое количество научной информации, в т.ч. спектры излучения наиболее важных атмосферных газов (ClO, HCl, изотопы H₂O, NO₂, O₃, BrO и др.) в диапазоне высот 20 - 35 км [2-4].

Концепция СИП и достигнутые характеристики

Ключевая идея интегрального приёмника состоит в том, что на одной микросхеме интегрированы все ключевые элементы супергетеродинного ТГц приёмника: гетеродин на основе распределённого джозефсоновского СИС-перехода, интегрированный с планарной дипольной антенной СИС-смеситель, обладающий квантовым уровнем шумов, а также дополнительный гармонический СИС-смеситель для стабилизации излучения гетеродина при помощи внешней системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) в цепи обратной связи [5-6]. Упрощённая блок-схема СИП представлена на рис. 1. Генератор гетеродина и СИС-смесители выполнены на основе высококачественных трёхслойных структур Nb/AlO_x/Nb либо Nb/AlN/NbN с толщиной барьера ~1 нм и плотностью критического тока до 10 кА/см². Центральная микросхема размером 4 мм х 4 мм х 0,5 мм изготовлена на подложке из кремния методами магнетронного напыления и электронно-лучевой литографии, характерные размеры СИС-смесителя составляют порядка 0,8 х 0,8 мкм². Микросхема СИП устанавливается на плоской поверхности кремниевой эллиптической собирающей линзы для фокусировки входного излучения на дипольной квазиоптической антенне. Для охлаждения микросхемы приёмника и НЕМТ-усилителей на основе транзисторов на электронах высокой подвижности (англ. *HEMT*, от «*high electron mobility transistor*») используется заливной криостат с жидким гелием, рабочая температура прибора с учётом тепловыделения и внешнего притока тепла составляет порядка 4,5 К. Опционально для охлаждения используется система замкнутого цикла на основе криогенного рефрижератора, охлаждающая до близкого значения рабочей температуры.

Выходной сигнал интегрального приёмника на промежуточной частоте (ПЧ) лежит в диапазоне 4 - 8 ГГц, который определяется характеристиками ПЧ-тракта, в частности, диапазоном усиления НЕМТ-усилителей. В качестве оконечного прибора в лабораторных условиях используется коммерческий полупроводниковый спектроанализатор, который анализирует выходной сигнал ПЧ. Для

стабилизации гетеродина (частотной и фазовой) используется петля обратной связи с системой ФАПЧ, которая использует выходной сигнал ПЧ гармонического смесителя в диапазоне 0-1 ГГц. В качестве опорного сигнала для гармонического смесителя используется сигнал внешнего синтезатора на частоте 19-21 ГГц, при этом номер смешиваемой гармоники лежит в диапазоне 20-35.

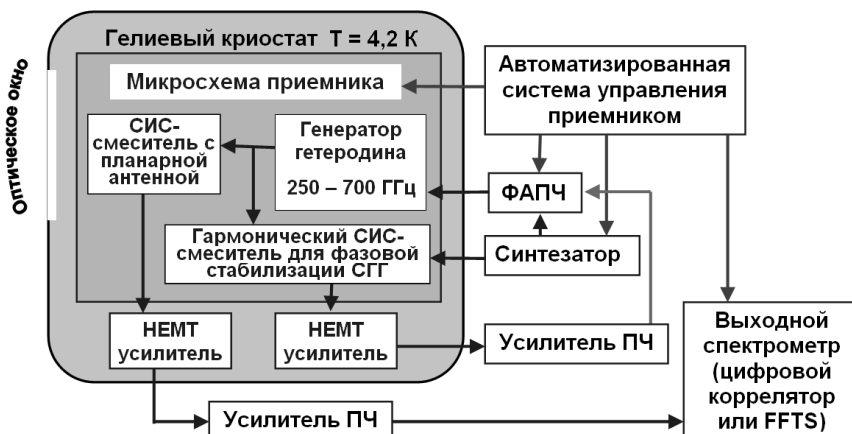


Рис. 1. Блок-схема сверхпроводящего интегрального приёмника.

Чувствительность СИП определяется путём измерения его эквивалентной шумовой температуры при помощи стандартной лабораторной методики измерения величины Y -factor – отношения мощности сигналов промежуточной частоты в режиме подачи на детектор «теплой» и «холодной» нагрузок, 300 К и 77 К соответственно. Зависимость шумовой температуры, измеренной в режиме DSB (англ. *double sideband*, двухполосный режим приёма), представлена на рис. 2, наилучшее значение составляет около 120 К на частотах 497 ГГц и 601 ГГц [3].

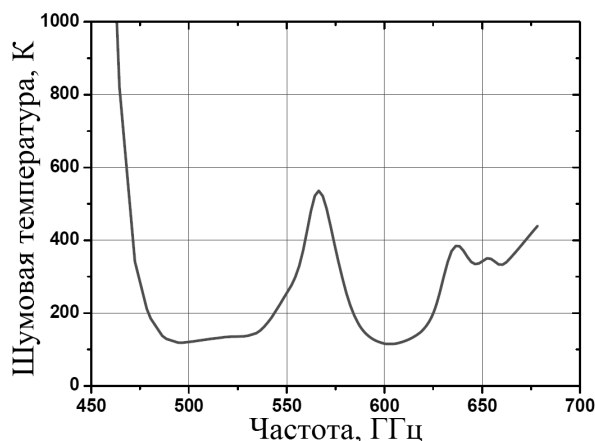


Рис.2. Зависимость шумовой температуры СИП от рабочей частоты, измеренной в режиме DSB при помощи лабораторной методики измерения величины Y -factor в диапазоне ПЧ 4-8 ГГц [3].

Спектральное разрешение СИП оценивалось при помощи исследования линий излучения внешнего ТГц генератора на основе лампы обратной волны (ЛОВ) с умножителем на квантовых полупроводниковых сверхрешётках (КПСР) с собственной шириной линии порядка 50 кГц и независимой системой ФАПЧ; наименьший шаг задания частоты ЛОВ составляет 40 кГц. На рис. 3 представлена серия измеренных линий излучения ЛОВ с шагом в 80 кГц на частоте вблизи 600 ГГц. Из рисунка видно, что любые две соседние линии достаточно хорошо различимы как отдельные линии, таким образом, спектральное разрешение СИП при исследовании данных линий составляет порядка 0,1 МГц. Следует отметить, что полученное спектральное разрешение определяется автономной шириной линии исследуемого источника, следовательно, при исследовании более узких линий спектральное разрешение составит ещё меньшую величину.

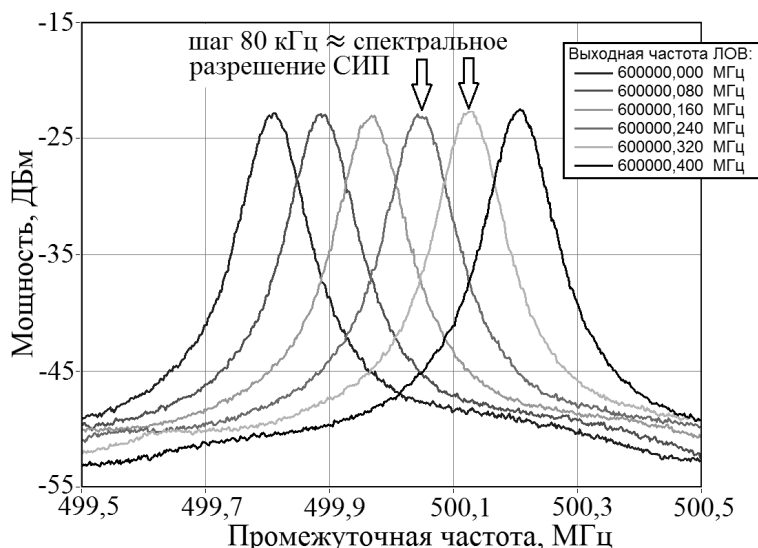


Рис. 3. Спектры шести линий направленного ТГц источника на основе ЛОВ, записанных с шагом частоте 80 кГц и демонстрирующих спектральное разрешение СИП, крайние линии отстоят друг от друга по частоте на 400 кГц. Измерение спектров производилось в диапазоне ПЧ 0-1 ГГц.

Лабораторная спектроскопия газовых смесей

Приёмник изначально разрабатывался как прибор для спектроскопии атмосферных газов, следовательно, идеологически он пригоден для исследования газов и в лабораторных условиях. Принципиальное отличие методов измерения в атмосфере и в лаборатории состоит в наличии активного ТГц источника: в случае с атмосферой непосредственный ТГц источник отсутствует, а линии излучения газов измеряются на фоне слабого («холодного») излучения неба; в лаборатории измеряются линии поглощения на фоне излучения мощного направленного ТГц источника. Так, на основе СИП был разработан спектрометр для исследования газовых смесей [7], принципиальная схема которого приведена на рис. 4. Для повышения чувствительности спектрометра и точности измерений используется система частотной модуляции ЛОВ частотой 0,2-1,5 МГц и девиацией частоты до 5 МГц. Выходной сигнал ПЧ СИС-смесителя 4-8 ГГц понижается до диапазона 0 - 1 ГГц при помощи полупроводникового смесителя и внешнего опорного синтезатора ~5,5 ГГц и поступает на детектор СВЧ излучения. Сигнал на детекторе считывается измерительной платой компьютера, которая производит измерение и накопление сигнала. Более детально принцип регистрации линий поглощения при помощи СИП и ТГц источника с системой частотной модуляции описан в работе [8].

В качестве тестовых образцов газовых смесей использованы как вещества в газообразном состоянии в баллонах под давлением, так и жидкости при атмосферном давлении, помещаемые в пробирку. Часть веществ находились в чистом состоянии, часть – в виде смесей: например, формалин, являющийся раствором формальдегида, метанола и воды, при этом был зарегистрирован каждый компонент смеси. Образец газа (смеси) напускается в измерительную ячейку и откачивается до значений давления в широком диапазоне от ~1 мБар до 10^{-5} мБар при помощи откачного стенда с турбомолекулярным насосом. В результате проведённых исследований были успешно зарегистрированы линии поглощения более чем десяти веществ, имеющих линии поглощения в диапазоне 450-700 ГГц: H_2O , H_2O_2 , CO , NO , NH_3 , H_2CO , OCS , CH_3OH , CH_3CHO , CH_3COCH_3 , $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$, $\text{C}_2\text{H}_5\text{OS}_2\text{H}_5$. Измерения проводились в широком диапазоне давлений газов при неизменной относительной концентрации веществ. На рис.5 приведён пример зарегистрированных линий поглощения двух веществ – перекиси водорода и ацетальдегида – при двух значениях давления – высоком и предельно различимом.

Таким образом, была продемонстрирована возможность эффективной идентификации наличия газов в тестовой смеси. Прибор для анализа газов и газовых смесей методом спектроскопии в ТГц диапазоне может быть востребован для целого ряда применений, например, медицинская диагностика выдыхаемого воздуха, обнаружение взрывчатых и ядовитых веществ, мониторинг сложных технологических процессов на производстве.

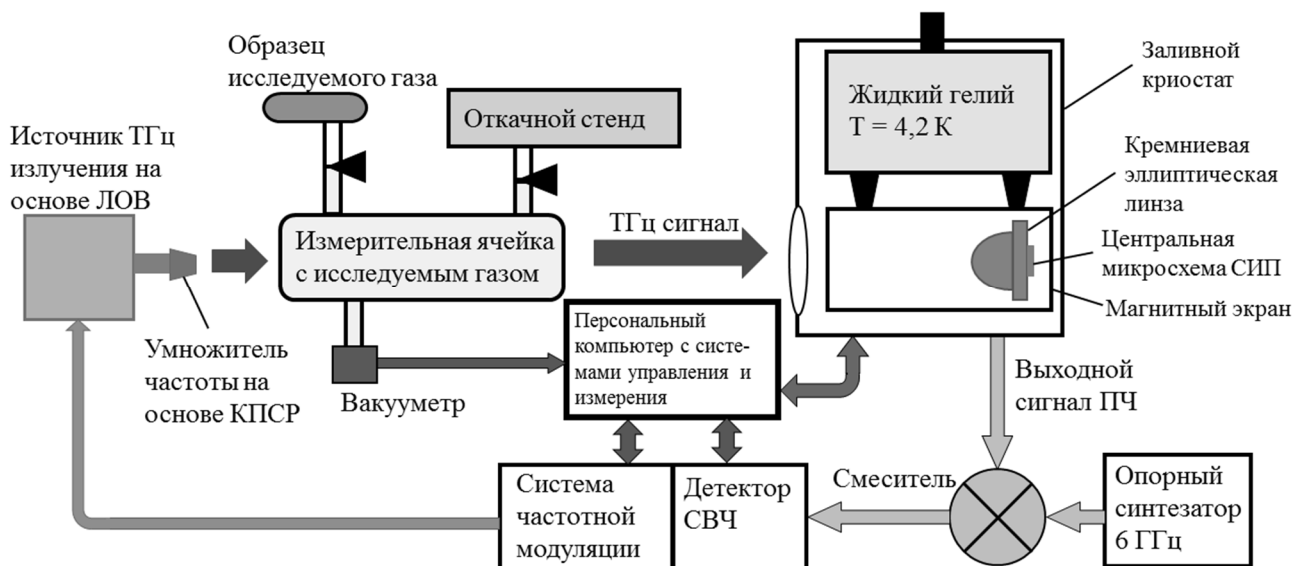


Рис. 4. Принципиальная схема лабораторного спектрометра для исследования линий поглощения газовых смесей в ТГц диапазоне на основе СИП.

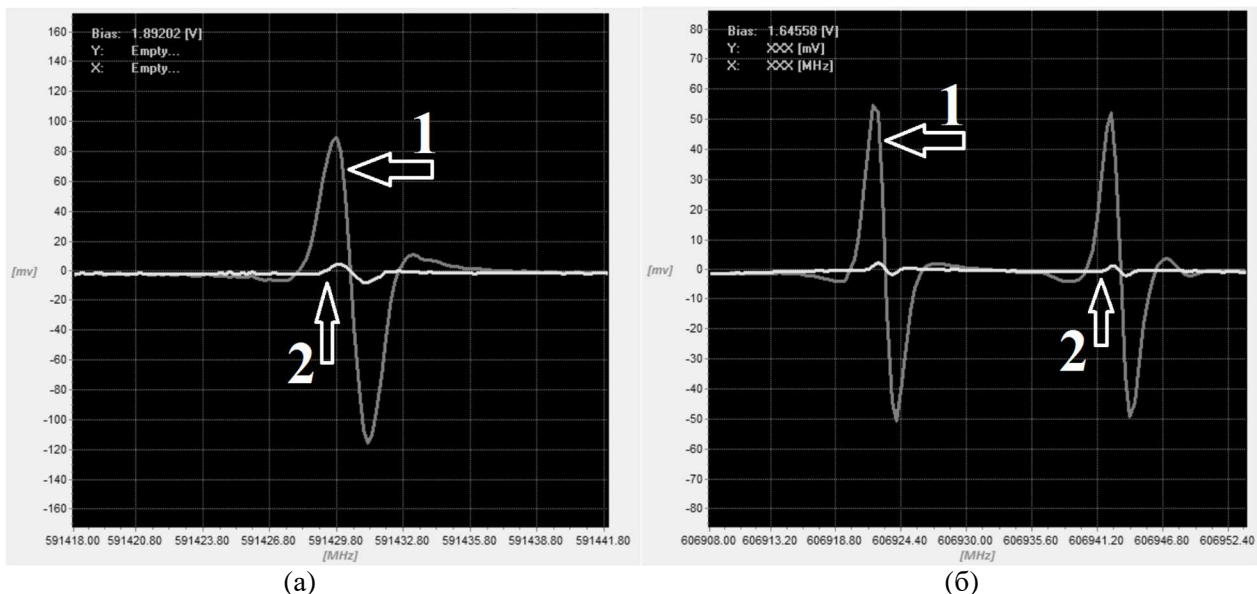


Рис. 5. Зарегистрированные линии поглощения веществ: (а) перекись водорода H_2O_2 на частоте 591,43062 ТГц при давлениях 0,12 мБар (кривая 1) и 0,01 мБар (кривая 2); (б) ацетальдегид CH_3CHO на частотах 606,9219737 ТГц и 606,9421216 ТГц при давлениях 0,1 мБар (кривая 1) и $\sim 1 \cdot 10^{-5}$ мБар (кривая 2).

Исследование ТГц излучения структур на основе $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$

При помощи СИП впервые были исследованы спектральные характеристики излучения генераторов на основе высокотемпературного сверхпроводникового купрата $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (BSCCO) с точностью, на порядки превышающей спектральное разрешение широко используемых Фурье-спектрометров. Монокристалл BSCCO в виде меза-структуры (англ. «mesa» - стопка, плоская гора) толщиной порядка 1,5 мкм представляет собой массив из последовательно соединенных джозефсоновских переходов количеством $N \approx 1000$. Впервые показано, что форма линии излучения BSCCO-генераторов является лоренцевой. Исследованы различные режимы генерации таких структур, ширина линии в зависимости от режимов работы составила величину от ~ 10 МГц до нескольких ГГц, что практически эквивалентно широкополосному шуму. Экспериментальная установка и результаты исследований более детально представлены в работах [9-10].

С использованием BSCCO-генератора и СИП был поставлен эксперимент по измерению линии поглощения мощной линии аммиака. Экспериментальная установка схожа с установкой на рис.4, однако, вместо узкополосного направленного источника на основе ЛОВ использован достаточно широкополосный BSCCO-генератор. Таким образом, была продемонстрирована возможность использования широкополосных источников шума для спектроскопии молекул газов [11].

Заключение

Сверхпроводниковый интегральный приёмник на основе СИС-переходов является высокочувствительным прибором с высоким разрешением, что позволило ему найти массу практических применений. Прибор обладает широким рабочим диапазоном частот – от 450 до 700 ГГц, шумовой температурой на уровне нескольких квантовых пределов hf/k (120 К на частоте 600 ГГц), спектральным разрешением лучше 0,1 МГц. На сегодняшний день интегральный приёмник успешно применён для спектроскопии газов атмосферы Земли (проект TELIS), для лабораторной спектроскопии газовых смесей с использованием направленного ТГц источника, для исследований спектральных характеристик ТГц генераторов на основе меза-структур BSCCO, для шумовой спектроскопии.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (проект № 14-02-91335 ННИО_а).

ЛИТЕРАТУРА

- V.P. Koshelets, S.V. Shitov, A.B. Ermakov, O.V. Koryukin, L.V. Filippenko, A. V. Khudchenko, M. Yu. Torgashin, P. Yagoubov, R. Hoogeveen, O.M. Pylypenko, "Superconducting Integrated Receiver for TELIS". // IEEE Trans. on Appl. Supercond, vol. 15, pp. 960-963. 2005.
1. A. de Lange, M. Birk, G. de Lange, F. Friedl-Vallon, O. Kiselev, V. Koshelets, G. Maucher, H. Oelhaf, A. Selig, P. Vogt, G. Wagner, and J. Landgraf. "HCl and ClO in activated Arctic air; first retrieved vertical profiles from TELIS submillimetre limb spectra". // Atmos. Meas. Tech., 5, 487-500. 2012.
 2. G.de Lange, D. Boersma, J. Dercksen, P. Dmitriev, A.B. Ermakov, L.V. Filippenko, H. Golstein, Ruud W.M. Hoogeveen, L. de Jong, A.V. Khudchenko, N.V. Kinev, O.S. Kiselev, B. van Kuik, A. de Lange, J. van Rantwijk, A.S. Sobolev, M.Yu. Torgashin, Ed de Vries, P.A. Yagoubov, and V.P. Koshelets. "Development and Characterization of the Superconducting Integrated Receiver Channel of the TELIS Atmospheric Sounder". // Supercond. Sci. Technol. vol. 23, No 4, 045016. 2010.
 3. Киселев О.С., Кошелец В.П. "Сверхпроводниковый интегральный приемник в составе инструмента TELIS – описание и результаты исследования атмосферы в субтерагерцовом диапазоне". // Сборник докладов на III Всероссийской микроволновой конференции (25-27 ноября 2015г., Москва), стр. 78-79. 2015.
 4. V. P. Koshelets, S. V. Shitov, L. V. Filippenko, A. M. Baryshev, W. Luinge, H. Golstein, H. van de Stadt, J.-R. Gao, T. de Graauw, "An Integrated 500 GHz Receiver with Superconducting Local Oscillator". // IEEE Trans. on Appl. Supercond. vol. 7, pp. 2905–2908. 1997.
 5. V.P. Koshelets, S.V. Shitov, "Integrated Superconducting Receivers". // Superconductor Science and Technology, vol. 13, pp. R53-R69. 2000.
 6. N.V. Kinev, L.V. Filippenko, K.V. Kalashnikov, O.S. Kiselev, V.L. Vaks, E.G. Domracheva and V.P. Koshelets. "Superconducting integrated terahertz receiver for spectral analysis of gas compounds". // Journal of Physics: Conference Series, Vol. 741, No 1, 012169. 2016.
 7. В.Л. Вакс, В.Ю. Балакирев, А.Н. Панин, С.И. Приползин, В.П. Кошелец, О.С. Киселев. Разработка физических принципов построения и реализации спектрометра диапазона 500–700 ГГц со сверхпроводниковым интегральным приемником. // Физика твердого тела, том 52, вып. 11, с. 2100-2103.
 8. M. Li, J. Yuan, N. Kinev, J. Li, B. Gross, S. Guenon, A. Ishii, K. Hirata, T. Hatano, D. Koelle, R. Kleiner, V.P. Koshelets, H.B. Wang, P. Wu, "Linewidth dependence of coherent terahertz emission from Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ intrinsic Josephson junction stacks in the hot-spot regime" // Phys. Rev. B 86, 060505. 2012.
 9. Н.В. Кинев, Л.В. Филиппенко, М.Ю. Ли, Д. Юань, Х.Б. Ван и В.П. Кошелец. «Спектральные характеристики генератора терагерцового излучения на основе меза-структуры Bi₂Sr₂CaCu₂O₈+δ» // Известия ВУЗов. Радиофизика. Том LVI, №8-9, стр. 647-656. 2013.
 10. Sobakinskaya E.A., Pankratov A.L., Vaks V.L. Dynamics of a quantum two-level system under the action of phase-diffusion field // Physics Letters A, v. 376, p. 265 – 269, 2012.

ВЫЧИСЛЕНИЕ МНОЖИТЕЛЯ ОСЛАБЛЕНИЯ НАД МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ, ПОКРЫТОЙ СЛОЕМ ЛЬДА

Ахияров В.В.^{1,2}

¹ Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,

² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
vakhlyarov@gmail.com

В работе представлены результаты расчетов множителя ослабления над двухслойной поверхностью лед-море, полученные по дифракционной формуле В.А.Фока. Приведены зависимости модуля и фазы поверхностного импеданса двухслойной структуры от длины волны и толщины льда. Исследованы условия, при которых напряженность поля над поверхностью с сильно-индуктивным импедансом может превышать напряженность поля над идеально-проводящей поверхностью.

Задача о вычислении множителя ослабления электромагнитных волн, излучаемых точечным источником вблизи сферической границы раздела, является ключевой при исследовании распространения радиоволн вблизи земной поверхности. Если считать, что земная поверхность однородна по глубине, то задача вычисления множителя ослабления сводится к суммированию ряда в дифракционной формуле В.А.Фока [1]:

$$V = e^{\frac{j\pi}{4}} 2\sqrt{\pi x} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{e^{jxt_s}}{t_s - q^2} \frac{w(t_s - y_1)}{w(t_s)} \frac{w(t_s - y_2)}{w(t_s)}, \quad (1)$$

где $w(t) = \sqrt{\pi} (Bi(t) + j Ai(t))$ – функция Эйри в нотации В.А.Фока, y_1 и y_2 – безразмерные высоты источника и точки наблюдения, x – приведенное расстояние по дуге земного шара. Параметр q зависит от длины волны и электрических свойств земли (поверхностного импеданса), значения t_s являются корнями дифференциального уравнения:

$$w'(t) - qw(t) = 0, \quad (2)$$

которое решается численно с использованием программ компьютерной математики.

Ряд (1) сходится быстро и равномерно в области тени и медленно в освещенной области, результаты расчетов по формуле В.А. Фока приведены в [2, 3].

Распространение радиоволн над двухслойной структурой лед-море приводит к задаче определения множителя ослабления над неоднородной по глубине земной поверхностью. Формула В.А.Фока и в этом случае должна оставаться справедливой при условии правильного вычисления поверхностного импеданса, который является параметром, необходимым для расчетов по формуле (1). Отметим, что в диапазоне длинных и средних волн поверхностный импеданс структуры лед-море является сильно-индуктивным, однако это не влияет на алгоритм численного решения уравнения (2).

Для вычисления поверхностного импеданса воспользуемся выражением [4]:

$$Z \cong K_i \frac{K_w + K_i th(u_i h_i)}{K_i + K_w th(u_i h_i)}, \quad (3)$$

где

$$K_i = \frac{u_i}{\sigma_i + j\epsilon_i \omega}, \quad u_i = \sqrt{\gamma_i^2 + k^2}, \quad K_w = \frac{u_w}{\sigma_w + j\epsilon_w \omega}, \quad u_w = \sqrt{\gamma_w^2 + k^2},$$

$$\gamma_i^2 = j\mu_0\omega(\sigma_i + j\varepsilon_i\omega), \quad \gamma_w^2 = j\mu_0\omega(\sigma_w + j\varepsilon_w\omega).$$

В представленных формулах использованы следующие обозначения: $k = 2\pi/\lambda$, ω – круговая частота электромагнитной волны, μ_0 – магнитная постоянная, h – толщина льда, σ – электропроводность, ε – абсолютная диэлектрическая проницаемость, индексы «w» «i» относятся к воде и льду соответственно.

Будем считать, что источник и точка наблюдения находятся на подстилающей поверхности ($y_1 = y_2 = 0$), также отметим, что формула В.А.Фока была получена для случая $\exp(-j\omega t)$, а выражение (3) соответствует гармонической зависимости $\exp(j\omega t)$, поэтому сильно-индуктивному импедансу будет соответствовать условие $\pi/4 < \arg(Z) < \pi/2$. Таким образом, формулу (1) следует представить в виде [4]:

$$V = \sqrt{\frac{\pi x}{i}} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{e^{-jxt_s}}{t_s - q^2}, \quad (4)$$

где $q = -j \frac{\sqrt[3]{ka/2} Z}{120\pi}$, а при вычислении корней t_s необходимо учесть, что в функции Эйри меняется

знак второго слагаемого: $w(t) = \sqrt{\pi}(Bi(t) - jAi(t))$.

Для радиоволн средневолнового и длинноволнового диапазонов земная поверхность является хорошо проводящей, поэтому при вычислении множителя ослабления нормировка в (4) производится не к полю свободного пространства, как в формуле (1), а к полю над идеально проводящей поверхностью.

На рис.1 и рис.2 представлены результаты расчетов множителя ослабления, полученные для длин волн $\lambda = 1000$ м и $\lambda = 100$ м при различных значениях толщины льда. Исходные данные для расчетов выбраны в соответствии с данными работы [5]: $\varepsilon_w/\varepsilon_0 = 80$, $\sigma_w = 3$ См/м, $\varepsilon_i/\varepsilon_0 = 6$, $\sigma_i = 10^{-5}$ См/м. Видно, что для длины волны $\lambda = 1000$ м на трассе протяженностью $d = 1000$ км множитель ослабления превышает соответствующие значения для однородной трассы. При этом множитель ослабления (и соответственно, напряженность поля) растет с увеличением толщины льда и в точке максимума при $h_i = 5$ м в два раза превышает значение, соответствующее распространению над идеально проводящей поверхностью.

Совершенно иная картина наблюдается при $\lambda = 100$ м: на трассе протяженностью $d = 100$ км множитель ослабления превышает соответствующие значения для однородной трассы только при $h_i = 0,2$ м, а для более реалистичного значения $h_i = 2$ м он становится существенно меньше ослабления над морской водой.

Для того, чтобы понять условия, при которых возможно эффективное распространение электромагнитных волн над двухслойной структурой лед-море, рассмотрим зависимости модуля и фазы нормированного поверхностного импеданса $|Z|/120\pi$ от длины волны и толщины льда, представленные на рис.3 и рис.4.

Традиционно считается, что превышение напряженности поля над двухслойной структурой лед-море соответствующих значений над идеально проводящей поверхностью происходит при смещении фазы поверхностного импеданса в сильно-индуктивную область [5]. Однако, анализ представленных результатов свидетельствует о том, что этого недостаточно. При толщине льда $h_i = 5$ м в диапазоне длин волн 100...1000 м фаза поверхностного импеданса меняется незначительно, $\arg(Z) \sim 85^\circ$ (рис.3.б), а величина $|Z|/120\pi$ изменяется примерно на порядок (рис.3.а). Поэтому несмотря на то, что импеданс является сильно-индуктивным, при уменьшении длины волны напряженность поля будет быстро снижаться из-за увеличения модуля поверхностного импеданса. С другой стороны, при

$\lambda = 100 \text{ м}$ и толщине льда $h_i = 0,25 \text{ м}$ значение $|Z|/120\pi$ ближе всего к модулю нормированного импеданса морской воды (рис.3.а), а фаза достигает максимального значения $\arg(Z) \sim 67^\circ$ (рис.3.б). Поэтому в этом случае должны наблюдаться максимальные значения напряженности поля. Результаты, представленные на рис.4, свидетельствуют о том, что с увеличением толщины льда фаза поверхностного импеданса смещается в сильно-индуктивную область, однако при этом возрастает и его модуль. В то же время, при прочих равных условиях, величина $|Z|/120\pi$ уменьшается с ростом длины волны, что соответствует снижению потерь в двухслойной среде лед-море.

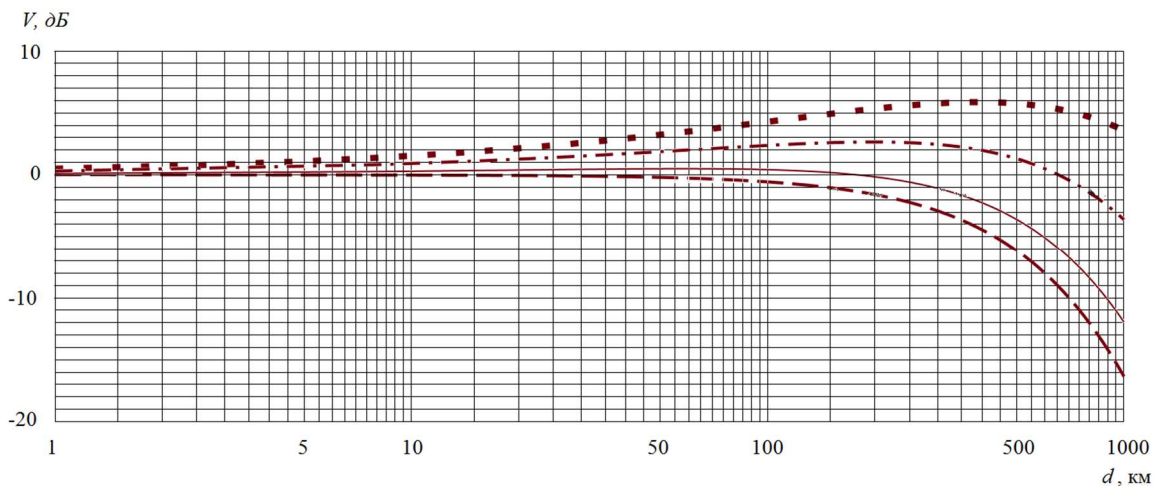


Рис.1. Множитель ослабления при $\lambda = 1000 \text{ м}$ и различной толщине льда.

Штриховая линия – $h_i = 0$, сплошная линия – $h_i = 1 \text{ м}$,
штрих-пунктир – $h_i = 3 \text{ м}$, пунктир – $h_i = 5 \text{ м}$

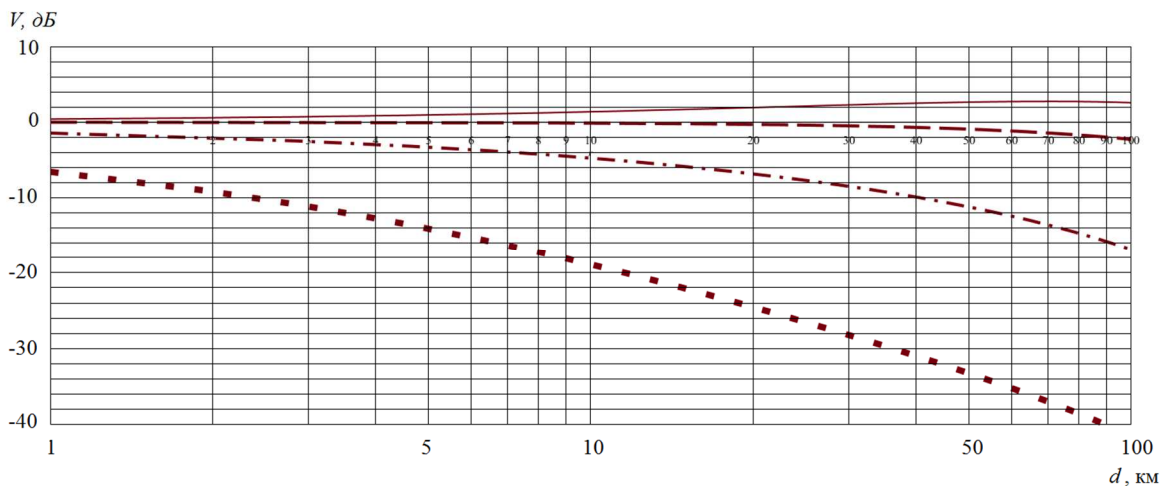


Рис.2. Множитель ослабления при $\lambda = 100 \text{ м}$ и различной толщине льда.

Штриховая линия – $h_i = 0$, сплошная линия – $h_i = 0,2 \text{ м}$,
штрих-пунктир – $h_i = 0,5 \text{ м}$, пунктир – $h_i = 2 \text{ м}$

Необходимо отметить, что в литературе, посвященной рассматриваемому вопросу (см. например, [4, 6, 7]), при вычислении множителя ослабления на малых дальностях используется формула для плоской земли [8], которая не учитывает дифракцию на выпуклости земного шара, поэтому результаты,

полученные путем прямого суммирования ряда (4), представляются более реалистичным решением рассматриваемой задачи.

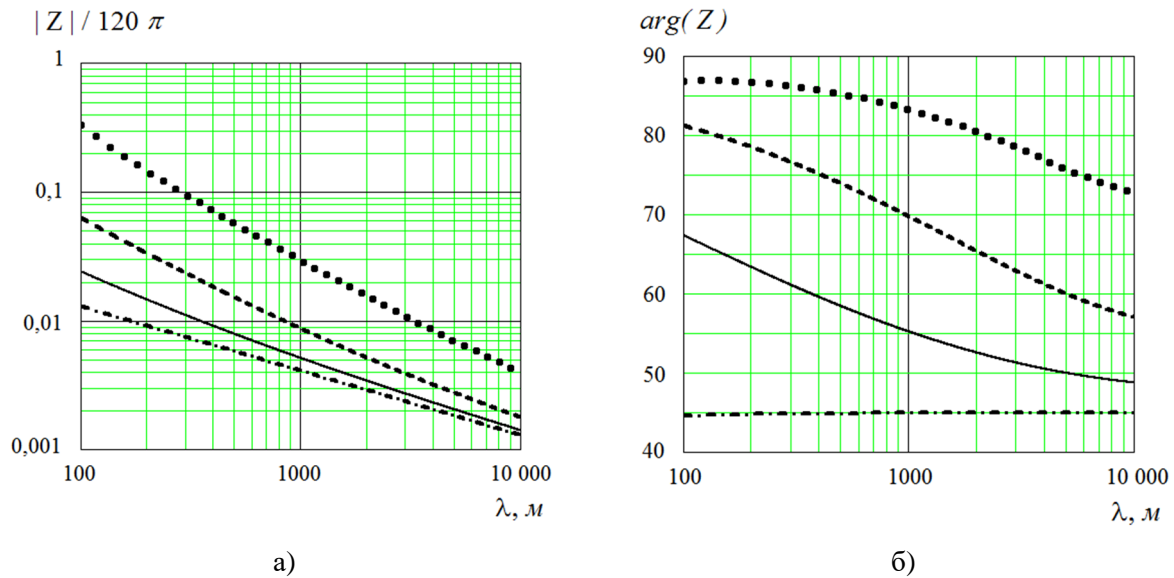


Рис.3. зависимость модуля (а) и фазы (б) поверхностного импеданса от длины волны при различной толщине льда. Штрих-пунктир – $h_i = 0$ м, сплошная линия – $h_i = 0,25$ м, штриховая линия – $h_i = 1$ м, пунктир – $h_i = 5$ м

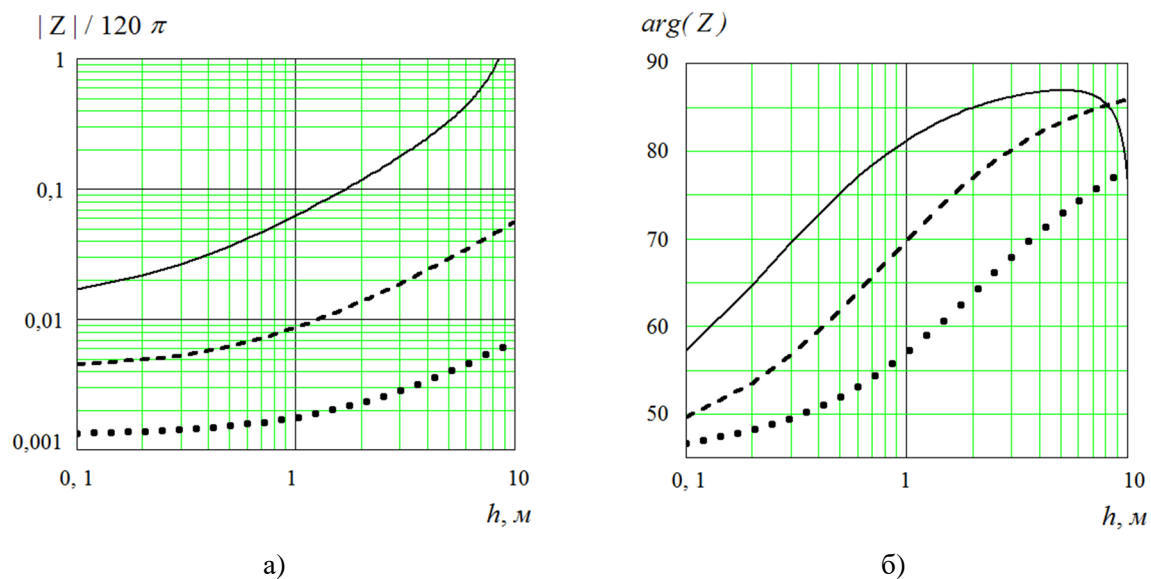


Рис.4. зависимость модуля (а) и фазы (б) поверхностного импеданса от толщины льда при различной длине волны. Сплошная линия – $\lambda = 100$ м, штриховая линия – $\lambda = 1000$ м, пунктир – $\lambda = 10000$ м

На рис.5 представлены результаты расчетов множителя ослабления, полученные при длине волны $\lambda = 30$ м для сильно-индуктивной трассы с параметрами $|Z|/120\pi = 0,2$ и $\arg(Z) = 87^\circ$. Видно, что расчеты для плоской земли дают существенно более «оптимистичный» прогноз по сравнению с формулой (4). Также отметим, что при использовании модели плоской земли наблюдаются осцилляции в дистанционной зависимости множителя ослабления с достаточно глубокими провалами, в то время как кривая, полученная по формуле В.А. Фока, монотонно убывает с расстоянием. Как правило, наличие

таких осцилляций объясняется интерференцией поверхностной и пространственной волн. Однако теоретически [9] и экспериментально [6, 7] было показано, что поверхностная волна, возбуждаемая источником с малой вертикальной апертурой, дает вклад в амплитуду поля на расстояниях, не превышающих нескольких десятков длин волн от источника. Поэтому наблюдаемые на рис.5 осцилляции объяснить достаточно сложно. В то же время аналогичные расчеты, выполненные для однородной по глубине трассы, приводят к одинаковому результату при изменении дальности от 1 км до 10 км.

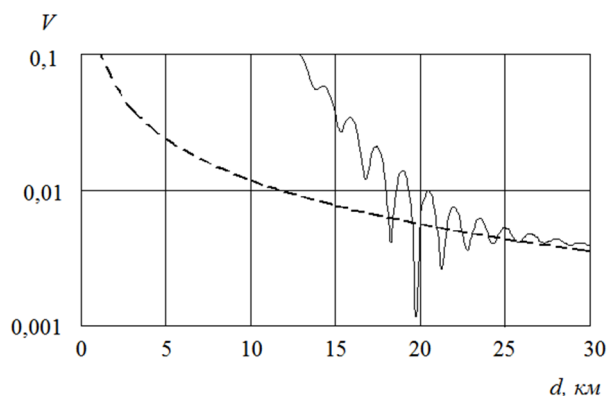


Рис.5. Сравнение результатов, полученных для плоской земли (сплошная линия) и по формуле В.А. Фока (штриховая линия)

В заключение автор выражает глубокую признательность М.Г. Дембелову за предоставленные результаты расчетов для модели плоской Земли и конструктивное обсуждение рассмотренной проблемы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фок В.А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. – М.: Советское радио, 1970.
2. Ахияров В.В. Дифракция метровых и дециметровых радиоволн над земной поверхностью // Электромагнитные волны и электронные системы. 2006. №9. С.28-33.
3. Ахияров В.В. Распространение и рассеяние радиоволн // Успехи современной радиоэлектроники. 2008. №12. С.3-25.
4. Hill D.A., Wait J.R., HF Ground wave propagation over sea ice for a spherical earth model // IEEE Transaction on antennas and propagation, vol. 29, no. 3, pp.525-527, May, 1981.
5. Башкуев Ю.Б., Дембелов М.Г., Ангархаева Л.Х., Нагуслева И.Б., Хаптанов В.Б., Буянова Д.Г. ДВ-СВ высокоширотные радиолнии связи: оценка дальности действия на поверхностной электромагнитной волне // VIII Всероссийская научно-техническая конференция «Радиолокация и радиосвязь»: труды конф., – ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 2014. С.200-204.
6. Башкуев Ю.Б., Хаптанов В.Б., Дембелов М.Г. Экспериментальное доказательство существования поверхностной электромагнитной волны // Письма в ЖТФ. 2010. т. 36. вып.3. С. 88-95.
7. Башкуев Ю.Б., Хаптанов В.Б., Дембелов М.Г., Нагуслева И.Б. Поверхностные ЭМ волны в естественных условиях. Результаты эксперимента // III Всероссийская конференция «Радиолокация и радиосвязь»: труды конф., – ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 2009. С.661-675.
8. Макаров Г.И., Новиков В.В., Рыбачек С.Т. Распространение электромагнитных волн над земной поверхностью. – М. Наука, 1991.
9. Кистович Ю.В. О возможности наблюдения поверхностных волн Ценнека в излучении источника с малой вертикальной апертурой // Журнал технической физики. 1989. т.59. вып.4. С.16-21.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ НА ЧЕРНОМ КЛИНЕ МЕТОДОМ ОТРАЖЕНИЙ

Ахияров В.В.^{1,2}

¹ Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,

² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

yakhiyarov@gmail.com

В работе представлено аналитическое решение задачи дифракции на черном клине методом параболического уравнения, которое можно рассматривать как «первичное дифракционное поле». Рассмотрена модель Зоммерфельда для черного экрана, соответствующая последовательному переходу первичного дифракционного поля между листами римановой поверхности, число которых полагается бесконечным. Показано, что электродинамические модели черного клина можно рассматривать как различные реализации метода отражений.

Решение задачи дифракции на черном клине позволяет оценить предельную возможность уменьшения поля, рассеянного любым изломом поверхности, за счет использования идеально поглощающего покрытия. Для черного клина, как и для любого черного тела, свойство идеального поглощения не может быть определено при помощи граничных условий, следовательно, в данном случае можно говорить лишь об электродинамической модели, которая наилучшим образом воспроизводит это свойство. В работе [1] были рассмотрены модели Кирхгофа, Котлера, Войта и Макдональда, в данной работе задача дифракции на черном клине решается методом отражений.

Будем считать, что плоская волна освещает верхнюю грань клина (см. рис.1), φ_0 – угол падения, φ – угол рассеяния, α – внешний угол клина (значение $\alpha = 2\pi$ приводит к задаче дифракции на черном экране). Требуется определить амплитуду дифракционного поля в точке с координатами (r, φ) .

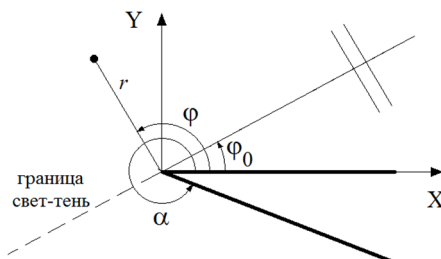


Рис.1. Падение плоской волны на «черный» клин

Если представить дифракционное поле в виде

$$u^d(r, \varphi) = U(r, \varphi)e^{jkr}, \quad (1)$$

то задачу дифракции плоской волны на черном клине можно сформулировать для уравнения параболического типа в цилиндрических координатах [2]:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} + 2jkr^2 \frac{\partial U}{\partial r} + jkrU = 0. \quad (2)$$

Уравнение (2) имеет решение:

$$V(\tau) = e^{-j\tau^2} \frac{e^{-j\pi/4}}{\sqrt{\pi}} \int_{\tau}^{\infty} \text{sgn} \tau e^{jq^2} dq, \quad (3)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, $\tau = \sqrt{kr/2}\psi$, угол $\psi = \varphi - \varphi_0 - \pi$ отсчитывается от границы свет-тень, верхний предел интеграла равен « $+\infty$ » при $\psi > 0$ и « $-\infty$ » при $\psi < 0$.

При выполнении условия $|\tau| \gg 1$ асимптотическое вычисление интеграла (3) приводит к следующему выражению:

$$u^d(r, \psi) = \frac{1}{\psi} \frac{e^{j(kr+\pi/4)}}{\sqrt{2\pi kr}}. \quad (4)$$

Формулу (4) можно рассматривать как математическое описание «первичного дифракционного поля», которое определяется только углом дифракции ψ и не зависит от угла при вершине клина.

Рассмотрим дифракцию на черном экране по модели Зоммерфельда [3]. Будем считать, что область $0 < \varphi < 2\pi$ является одним листом бесконечно-листной римановой поверхности $-\infty < \varphi < +\infty$ и представим, что падающая волна «теряется» в бесконечном числе ее листов. В такой постановке решение задачи дифракции на черном экране определяется интегралом [4]:

$$u^d(r, \psi) = j \int_{\pi/2-j\infty}^{-\pi/2+j\infty} \frac{e^{jkr \cos \xi}}{\pi^2 - (\psi + \xi + \pi)^2} d\xi. \quad (5)$$

Вдали от границы свет-тень вычисление (5) приводит к следующему выражению для дифракционного поля [4]:

$$u^d(r, \psi) = \left(\frac{1}{\psi} - \frac{1}{\psi + 2\pi} \right) \frac{e^{j(kr+\pi/4)}}{\sqrt{2\pi kr}}, \quad (6)$$

которое соответствует решению задачи дифракции методом ПУ на двух дополнительных друг относительно друга экранах.

На рис.2 приведены результаты решения задачи дифракции на черном экране, полученные при $\varphi_0 = \pi/3$ и $kr = 10$ по формулам (4) и (6), а также в приближении Кирхгофа:

$$u^d(r, \psi) = \frac{1}{2} \operatorname{ctg}(\psi/2) \frac{e^{j\left(kr+\frac{\pi}{4}\right)}}{\sqrt{2\pi kr}} \quad (7)$$

и методом Войта [1]:

$$u^d(r, \psi) = \frac{1}{2 \sin(\psi/2)} \frac{e^{j(kr+\pi/4)}}{\sqrt{2\pi kr}}. \quad (8)$$

Представленные результаты свидетельствуют о том, что в области тени решение по Зоммерфельду лучше всего соответствует теории Кирхгофа, а в освещенной области эта модель ближе всего к расчетам по методу Войта. Также отметим, что по теории Кирхгофа дифракционное поле в направлении обратного рассеяния равно нулю.

Далее, следуя работе [4], воспользуемся разложением функции $\operatorname{ctg}(\psi/2)$ в формуле (7) и получим:

$$u^d(r, \psi) = \left[\frac{1}{\psi} + \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\psi - 2\pi m} + \frac{1}{\psi + 2\pi m} \right) \right] \frac{e^{j(kr+\pi/4)}}{\sqrt{2\pi kr}}. \quad (9)$$

Суммируемые члены $1/(\psi - 2\pi n)$ и $1/(\psi + 2\pi n)$ соответствуют последовательному переходу между листами Римановой поверхности и «уточняют» первичное дифракционное поле в приближении Кирхгофа.

Совершенно аналогично можно подставить разложение функции $1/\sin(\psi/2)$ в формулу (8) и получить следующее выражение для модели Войта:

$$u^d(r, \psi) = \left[\frac{1}{\psi} + \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\psi - 4\pi m} + \frac{1}{\psi + 4\pi m} \right) - \frac{1}{\psi + 2\pi} - \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\psi + 2\pi - 4\pi m} + \frac{1}{\psi + 2\pi + 4\pi m} \right) \right] \frac{e^{j(kr + \pi/4)}}{\sqrt{2\pi kr}}. \quad (10)$$

Слагаемые $1/\psi$ и $1/(\psi + 2\pi)$ определяют первичное поле в задаче дифракции на двух дополнительных экранах (см. формулу (6)), а суммы соответствуют бесконечному набору листов римановой поверхности, связанной с соответствующим экраном.

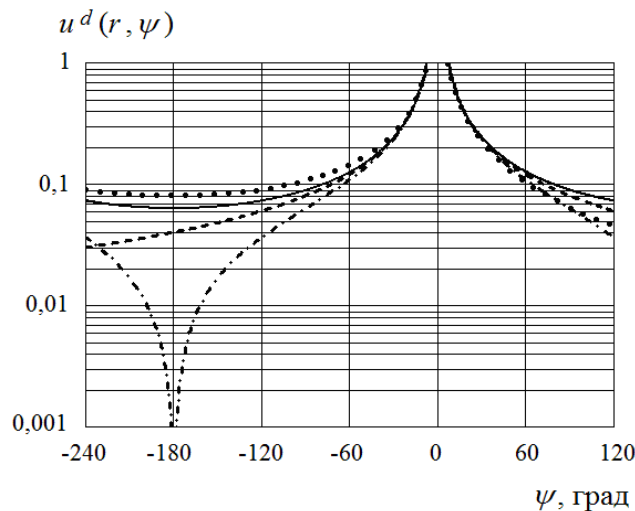


Рис.2. Дифракция на черном экране. Сплошная линия – модель Войта, штриховая линия – решение ПУ, пунктир – модель Зоммерфельда, штрих-пунктир – теория Кирхгофа

Выражения (9) и (10) являются математическим описанием метода отражений, который был развит Г.Д. Малюжиным [5]. Формально последовательный переход между листами римановой поверхности является аналитическим продолжением искомой функции в «нефизическую» область. С другой стороны, использование операторов отражения для краевых задач Неймана и Дирихле позволяет оставаться в физической области $0 < \varphi < 2\pi$. Поэтому рассмотренный подход Г.Д. Малюжина назван «продолжением в смысле отражения», которое для задачи Неймана является четным, а для задачи Дирихле – нечетным. Метод отражений позволяет понять физический смысл черного экрана в модели Войта: слагаемые с индексом « m » в формуле (10) можно рассматривать как результат последовательных отражений поля, пришедшего из нефизической области с « m »-го риманова листа, при этом для задачи Неймана слагаемые берутся со знаком «+», а для задачи Дирихле – со знаком «-». Если операторы отражения равны нулю, то от выражения (10), соответствующего модели Войта, приходим к модели Зоммерфельда (6).

Рассмотренный на примере черного экрана метод отражений очевидным образом обобщается на случай черного клина. Для модели Кирхгофа воспользуемся теорией Макдоналда [1] и коэффициентами П.Я. Уфимцева f^0 и g^0 , которые определяют угловое распределение поля в приближении физической оптики:

$$\begin{aligned}
 u^d(r, \psi) &= \frac{1}{2} (f_0 + g_0) \frac{e^{j(kr+\pi/4)}}{\sqrt{2\pi kr}} = \frac{1}{2} \frac{\sin(\varphi_0) - \sin(\varphi)}{\cos(\varphi_0) + \cos(\varphi)} \frac{e^{j(kr+\pi/4)}}{\sqrt{2\pi kr}} = \\
 &= -\frac{1}{2} \operatorname{tg}\left(\frac{\varphi - \varphi_0}{2}\right) \frac{e^{j(kr+\pi/4)}}{\sqrt{2\pi kr}} = \frac{1}{2} \operatorname{ctg}(\psi/2) \frac{e^{j(kr+\pi/4)}}{\sqrt{2\pi kr}}
 \end{aligned}
 \tag{11}$$

т.е. приходим к той же формуле (7) и разложению (9), что и для черного клина.

Обобщение метода отражений на случай черного клина дает следующее выражение для модели Войта [2]:

$$\begin{aligned}
 u^d(r, \psi) &= \left[\frac{1}{\psi} + \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\psi - 2\alpha m} + \frac{1}{\psi + 2\alpha m} \right) - \right. \\
 &\left. - \frac{1}{\psi + 2\pi} - \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\psi + 2\pi - 2\alpha m} + \frac{1}{\psi + 2\pi + 2\alpha m} \right) \right] \frac{e^{j(kr+\pi/4)}}{\sqrt{2\pi kr}}.
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

где α - внешний угол при вершине клина (см. рис.1).

На рис.3 приведены результаты расчетов полного поля, полученные в результате решения задачи дифракции на черном клине при $\alpha = 3\pi/2$, $\varphi_0 = \pi/3$ и $kr = 10$ (для вычисления дифракционного поля использовались равномерные по углу асимптотические формулы). Представленные результаты позволяют сделать следующие выводы: в области тени метод ПУ и решение Зоммерфельда соответствуют теории Кирхгофа, в освещенной области решение ПУ и модель Зоммерфельда близки к расчетам по методу Войта.

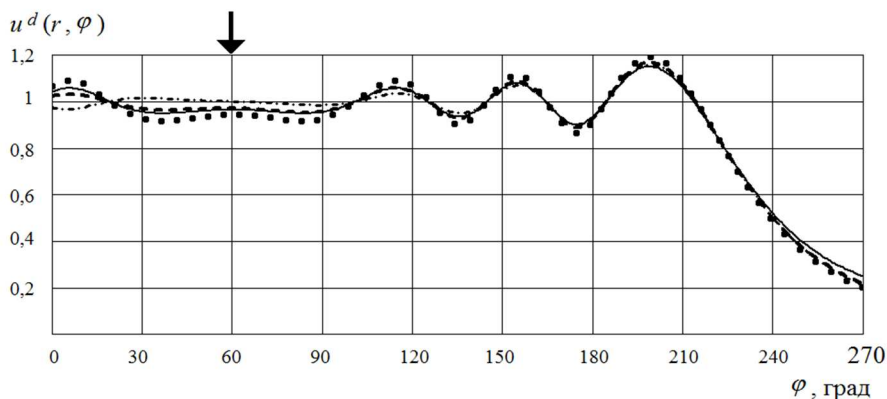


Рис.3. Результаты расчетов полного поля. Сплошная линия – модель Войта, штриховая линия – решение ПУ, пунктир – модель Зоммерфельда, штрих-пунктир – теория Кирхгофа

ЛИТЕРАТУРА

1. Захарьев Л.Н., Леманский А.А. Рассеяние волн «черными» телами. М. «Сов. радио». 1972. 288 с.
2. Уфимцев П.Я. Теря дифракционных краевых волн в электродинамике // пер. с англ. – М. БИНОМ. Лаборатория знаний. 2007.
3. Зоммерфельд А. Оптика. М.: Издательство иностранной литературы, 1953.
4. Ufimtsev P. Ya. Primary Shadow Radiation and Classical Models of Black Bodies // Electromagnetics, vol.16, no. 3, pp.91-112, 1996.
5. Малюжинец Г.Д. Обобщение метода отражений в теории дифракции. ЦНИИ «Румб». 1981.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ МЕТОДОМ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ

Ахияров В.В.^{1,2}, Фрейман А.Г.¹

¹ Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,

² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

vakhiyarov@gmail.com

В работе представлены результаты расчетов ближнего поля линейной антенной решетки методом параболического уравнения. Приведены формулы для расчета диаграммы направленности решетки из открытых концов волноводов при возбуждении волной основного типа. Показано влияние взаимной связи между элементами на форму диаграммы направленности.

В работах [1, 2] было показано, что метод параболического уравнения (ПУ) можно с успехом использовать для решения скалярных задач излучения и дифракции на объектах большого электрического размера. Далее в [3, 4] были приведены результаты расчетов для линзовых антенн из неоднородного диэлектрика, в [5] рассмотренный подход был обобщен на случай линзы из метаматериала.

В данной работе метод параболического уравнения используется для расчета ближнего поля линейной антенной решетки с учетом начального амплитудно-фазового распределения на апертуре. Амплитуда поля в ближней зоне линейной решетки $u(x, z)$ определяется в результате решения ПУ [6]:

$$\frac{\partial u_f(x, z)}{\partial x} = -jk_0(1-Q)u_f(x, z), \quad (1)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$,

$$Q = \sqrt{\frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + 1}.$$

Алгоритм численного решения ПУ (1) основан на вычислении интеграла свертки по поперечной координате, все необходимые формулы можно найти в [1, 2, 3]. Геометрия задачи показана на рис.1, в качестве излучателей рассматриваются открытые концы прямоугольных волноводов $a \times b = 10 \times 23$ мм которые возбуждаются волной основного типа H_{10} .

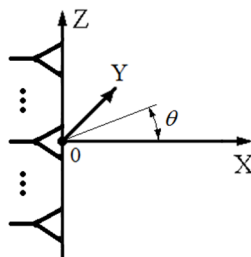


Рис.1. Линейная решетка

Рассмотрим два варианта линейной антенной решетки из пятнадцати элементов с периодом $d = 2a$ (рис.2.а) и $d = 2b$ (рис.2.б). Смежные излучатели имеют общую металлическую стенку, возбуждение решеток является синфазным и равноамплитудным. Наличие металлической стенки (электрической связи между излучателями) учитывается в начальном распределении амплитуды поля $u(0, z)$, которое необходимо для решения ПУ. На рис.3 приведены результаты расчетов ближнего поля, полученные на расстоянии $x = 25$ см от апертуры при $\lambda = 3$ см для антенных решеток, представленных на рис.2. Видно,

что решение скалярной задачи методом ПУ очень хорошо соответствуют строгому решению с использованием программы САПР СВЧ-устройств.

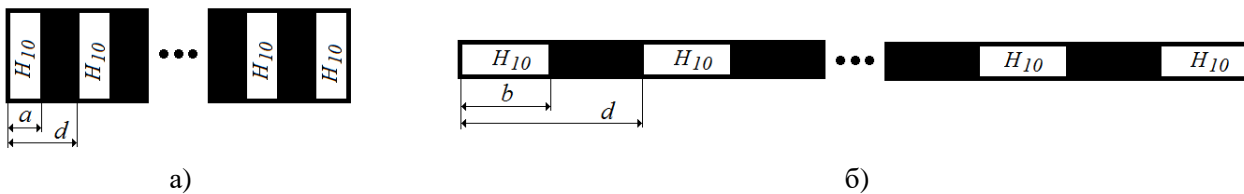


Рис.2. Линейные антенные решетки из открытых концов волноводов с периодом $d = 20$ мм (а) и $d = 46$ мм (б)

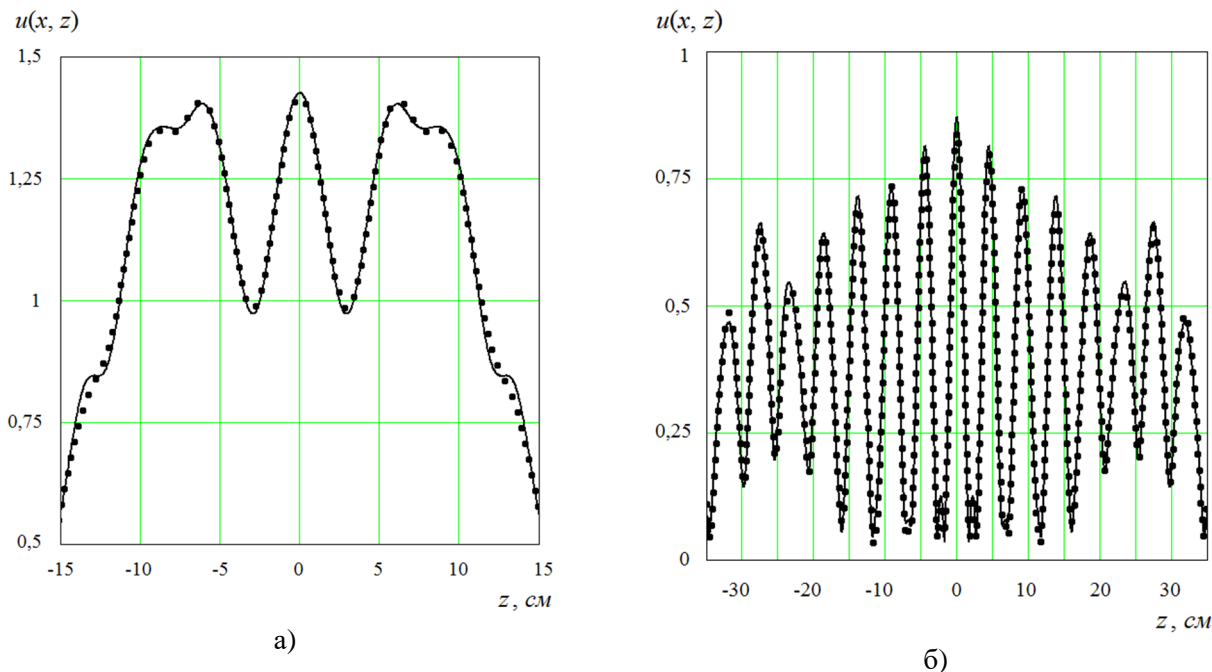


Рис.3. Амплитуда ближнего поля на расстоянии $x = 250$ мм от АР из пятнадцати элементов с периодом $d = 2a$ (а) и $d = 2b$ (б). Сплошная линия – решение ПУ, пунктир – расчеты методом моментов

Основными параметрами антенной решетки являются коэффициент направленного действия (КНД), диаграмма направленности (ДН) и уровень боковых лепестков (УБЛ). Для определения данных параметров воспользуемся формулами [7]:

- решетка с периодом $d = 2a$ (рис.2.а):

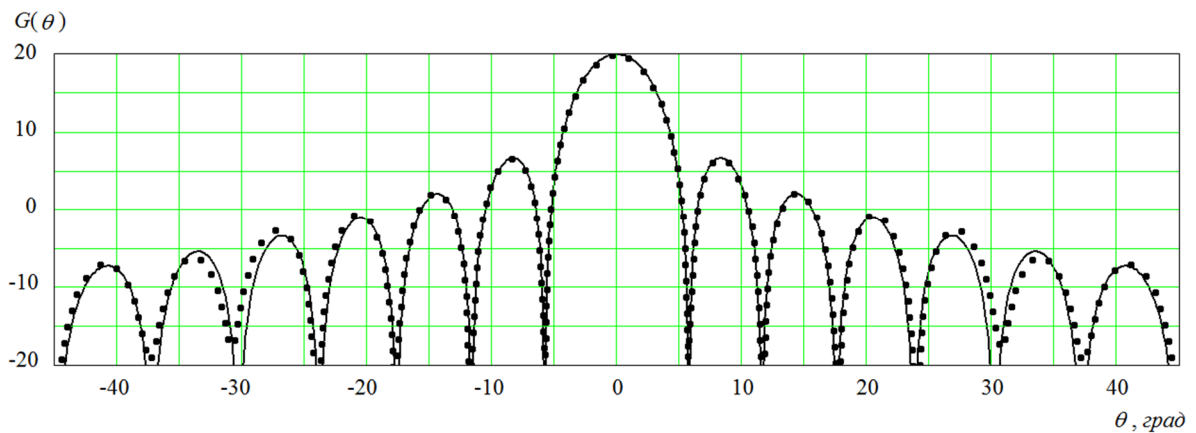
$$G(\theta) = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \int_{-Z_{\max}}^{Z_{\max}} u(x', z) e^{-jkz \sin(\theta)} dz \right|^2}{M N l \int_{-b/2}^{b/2} \cos\left(\frac{\pi y}{4b}\right)^2 dy}, \quad (2.a)$$

- решетка с периодом $d = 2b$ (рис.2.б):

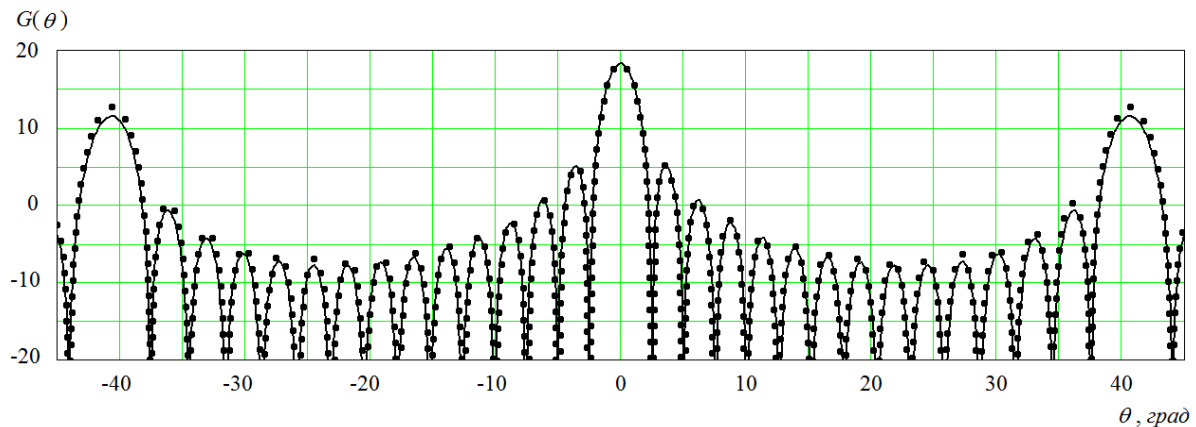
$$G(\theta) = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| 2 \cos(\theta) \int_{-Z_{\max}}^{Z_{\max}} u(x', z) e^{-jkz \sin(\theta)} dz \right|^2}{M N l a}, \quad (2.6)$$

где M – число максимумов (главного и побочных) в пределах ширины ДН одиночного излучателя, N – число элементов в решетке, l – коэффициент заполнения решетки излучателями ($l = a/d$ для решетки на рис.2.а и $l = b/d$ для решетки на рис.2.б)), распределение поля $u(x', z)$ определяется в результате решения ПУ (1). Отметим, что значение x' можно выбрать любым из области расчетов ($x' = 0$ соответствует распределению поля на апертуре).

На рис.3 показаны диаграммы направленности рассматриваемых антенных решеток. Видно, что результаты расчетов по формулам (2.а, б) очень хорошо соответствуют строгому электродинамическому моделированию. Также отметим, что для решетки, представленной на рис.2.б, КНД уменьшается на 2 дБ по сравнению с решеткой на рис.2.а вследствие появления побочных максимумов.



а)



б)

Рис.4. Диаграмма направленности линейной антенной решетки с периодом $d = 2a$ (а) и $d = 2b$ (б). Сплошная линия – решение ПУ, пунктир – расчеты методом моментов.

Совершенно аналогично можно учесть влияние начального фазового распределения на амплитуду поля в ближней и дальней зоне. Для исследования взаимного влияния элементов антенной решетки воспользуемся геометрией задачи, которая была рассмотрена в [8]: волноводы имеют квадратное сечение $a \times b = 0,6305\lambda \times 0,6305\lambda$, период решетки $d = 0,6729\lambda$, число элементов $N = 15$. Как и в

предыдущем случае, волноводы возбуждаются волной основного типа H_{10} , стрелкой на рис.5 показано направление вектора \mathbf{E} . В результате строгого электродинамического моделирования методом моментов было установлено, что фазы третьего и тринадцатого элементов получили дополнительный сдвиг на $\pi/2$ (см. рис.5). На рис.6 представлены результаты расчетов амплитуды ближнего поля в прямоугольной области $51,2 \text{ см} \times 12,8 \text{ см}$ при $\theta = 0^0$ (рис.6.а) и $\theta = 30^0$ (рис.6.б), полученные методом ПУ с учетом фазового сдвига при длине волны $\lambda = 3 \text{ см}$. Видно, что изменение фазы на $\pi/2$ всего в двух элементах решетки существенно влияет на амплитудное распределение поля в ближней зоне.

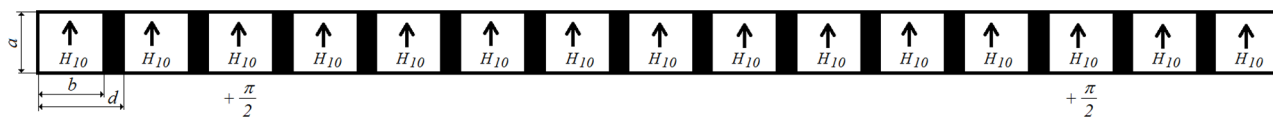


Рис.5. Линейная антенная решетка из открытых концов квадратных волноводов, смежные излучатели имеют общую металлическую стенку

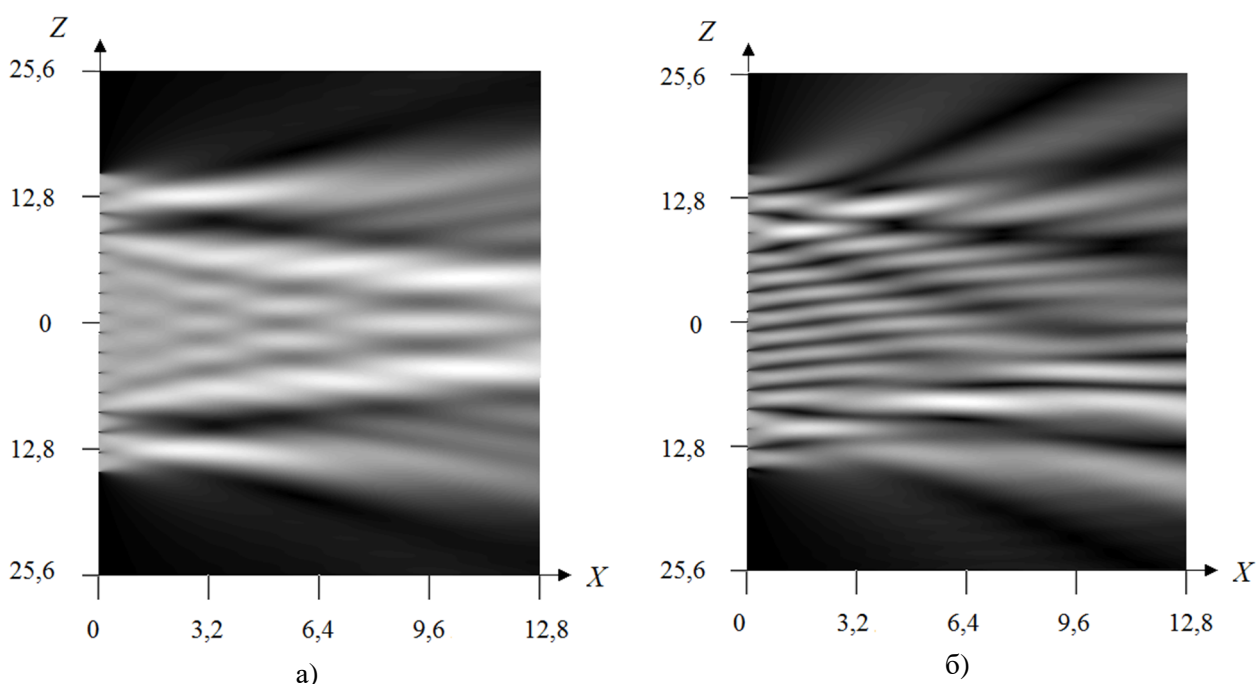


Рис.6. Амплитуда ближнего поля антенной решетки при $\theta = 0^0$ (а) и $\theta = 30^0$ (б)

При анализе антенных решеток требуется учесть влияние взаимной связи излучателей на форму диаграммы направленности, УБЛ, снижение КНД и возможность «ослепления». На рис.7 представлены результаты расчетов диаграммы направленности, полученные в результате интегрирования ближнего поля решетки из квадратных волноводов (см. рис.5) при $\theta = 0^0$ и $\theta = 30^0$. Как и в предыдущем случае (см. рис. 4.а, б), результаты расчетов по формулам (2.а, б) очень хорошо соответствуют строгому электродинамическому моделированию. Видно, что поворот фазы на $\pi/2$ всего в двух элементах решетки приводит к существенному отклонению формы ДН от функции вида $\sin x/x$, которая соответствует синфазному и равноамплитудному распределению поля по раскрытию. Также отметим, что при $\theta = 30^0$ наблюдается существенное (примерно на 4,3 дБ) падение КНД, что можно рассматривать как эффект частичного «ослепления».

Основным достоинством рассмотренного алгоритма является его вычислительная эффективность и это дает возможность выполнить аналогичные расчеты для решетки, состоящей из большого числа элементов. Результаты решения скалярной дифракционной задачи позволяют определить коэффициент направленного действия, диаграмму направленности (в том числе и при отклонении луча), а также уровень боковых лепестков линейной решетки из открытых концов волноводов.

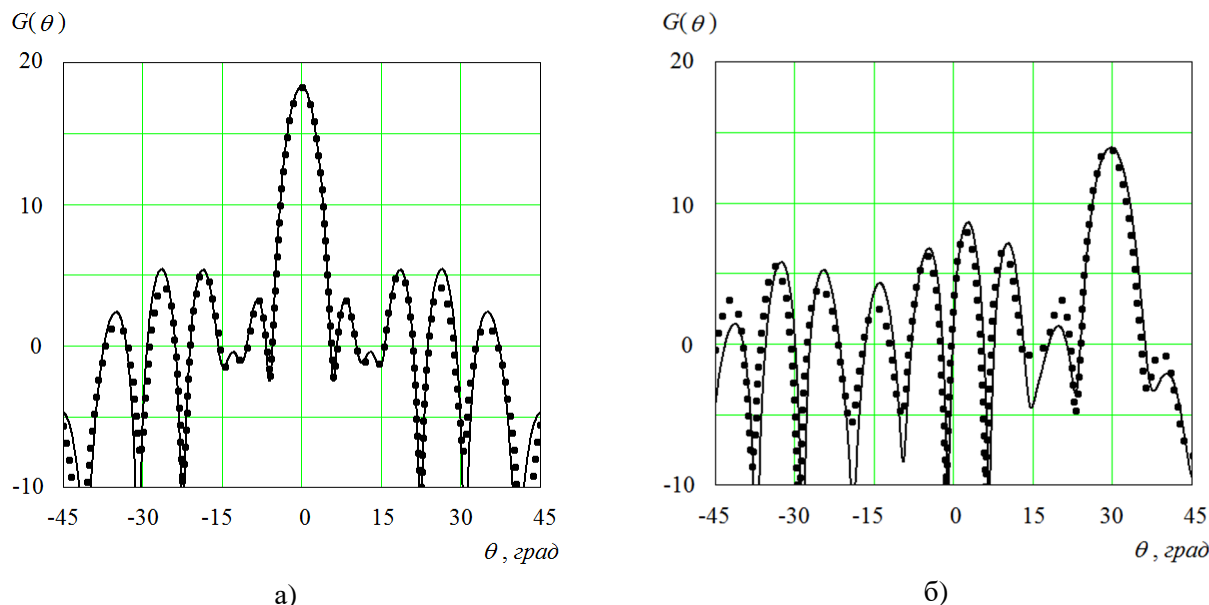


Рис.7. Диаграмма направленности антенной решетки из пятнадцати волноводов квадратного сечения при $\theta = 0^{\circ}$ (а) и $\theta = 30^{\circ}$ (б). Сплошная линия – расчеты по формуле (2.а), пунктир – результаты по методу моментов

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахияров В.В. Решение задач дифракции методом параболического уравнения // Электромагнитные волны и электронные системы. 2012. №11. С.24-30.
2. Ахияров В.В. Результаты решения скалярных задач излучения и дифракции методом параболического уравнения // Электромагнитные волны и электронные системы. 2014. №2. С.12-18.
3. Ахияров В.В., Калошин В.А., Никитин Е. Исследование широкополосных планарных линз Люнебурга // Журнал радиоэлектроники. 2014. №1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan14/18/text.pdf> (дата обращения: 20.10.2016 г).
4. Ахияров В.В. Исследование линзовых антенн из неоднородного диэлектрика методом параболического уравнения // Журнал радиоэлектроники. 2015. № 12. <http://jre.cplire.ru/jre/dec15/13/text.pdf> (дата обращения: 20.10.2016 г).
5. Ахияров В.В., Першин П.В. Результаты исследования плоской линзы из метаматериала методом параболического уравнения // XXII международная научно-техническая конференция «Радиолокация, навигация, связь»: труды конф., – Воронеж, 2016. с. 802-807.
6. Ахияров В.В. Метод параболического уравнения в теории дифракции // Успехи современной радиоэлектроники. 2010. №9. С. 72-80.
7. Ахияров В.В., Першин П.В., Фрейман А.Г. Расчет диаграммы направленности линейной фазированной антенной решетки в приближении Кирхгофа // XXII международная научно-техническая конференция «Радиолокация, навигация, связь»: труды конф., – Воронеж, 2016. с. 824-829.
8. Амитей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток М.: «Мир», 1974.

СПОСОБЫ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ПОДАВЛЕНИЯ ПОМЕХ НА ЧАСТОТЕ ЗЕРКАЛЬНОГО КАНАЛА ПРИЁМА АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

Лысенко С.Н., Мануилов Б. Д., Падий А. Ю.
 ФГУП «Ростовский-на-Дону НИИ Радиосвязи»
a.padiy@list.ru

Показано, что в случаях, когда недостаточно аппаратно-реализуемых способов (с помощью частотных фильтров, квадратурных смесителей в каналах АФАР) подавления помехи, действующей на частоте зеркального канала приёма, можно применить пространственное подавление этой помехи, используя способы, в основе которых лежит функционал, являющийся отношением эрмитовых форм и имеющий смысл отношения мощности сигнала, поступающего по основному каналу, к сумме мощностей шума и помех, принимаемых по основному и зеркальному каналам приёма АФАР. При реализации способов комплексные амплитуды токов в элементах АФАР, обеспечивающие формирование на частоте зеркального канала провалов в диаграмме направленности в направлениях источников помех, находятся аналитически, если направления на источники помех известны.

Введение

Помехоустойчивость радиотехнических систем на основе активных фазированных антенных решеток (АФАР) во многом определяется параметрами приёмных каналов (ПрК). Для достижения максимального динамического диапазона, высокой чувствительности и избирательности используется супергетеродинная схема построения ПрК.

Основным недостатком схемы является возникновение частоты зеркального канала (ЗК) приёма, ослабление которой затруднено в системах, работающих на низких промежуточных частотах (ПЧ).

Существующие способы ослабления частоты ЗК не обеспечивают решение задачи в полной мере. Двойное преобразование неприменимо для многоэлементных систем, ввиду сложности реализации схемы распределения сигнала гетеродина, массогабаритных ограничений, высокой стоимости и энергопотребления, а также проблемы теплоотвода. Схема с однократным преобразованием обеспечивает подавление частоты ЗК на 40-45 дБ, что недостаточно для некоторых систем.

Известны ([1-5]) способы пространственного подавления помех на основе нахождения комплексных амплитуд токов в элементах АФАР, обеспечивающих максимизацию отношения мощности сигнала к сумме мощностей шума и помех (ОСПШ). При известных направлениях на источники помех эти способы обеспечивают подавление помех, действующих в основном частотном канале (ОК) приёма. Однако, они не позволяют решить проблему ослабления частоты ЗК.

Цель работы: снижение уровня помех, проникающих в канал ПЧ по ЗК приёма.

Решаемые задачи:

1. Разработка способов пространственного подавления частоты ЗК приёма с помощью АР.
2. Оценка эффективности разработанных способов на примере линейных АФАР.
3. Оценка возможности применения разработанных способов к многоэлементным АФАР с прямоугольной границей раскрытия.

Способы пространственного подавления частоты ЗК

Постановка задачи: Найти вектор комплексных амплитуд токов в излучателях АФАР, функционирующей в полосе частот $\Delta\omega$, максимизирующий отношение ОСПШ в условиях воздействия помех на частотах ЗК $\Delta\omega_{ЗК}$.

Представим диаграмму направленности (ДН) АФАР на частоте ω_i выражением

$$F(\Theta, \omega_i) = \sum_{n=1}^N f_n(\Theta, \omega_i) J_n = \langle f(\theta, \varpi_i) | \cdot | J \rangle, \quad (1)$$

где $f_n(\Theta, \omega_i)$ - ДН элемента в составе N -элементной АФАР на частоте ω_i , J_n - комплексная амплитуда тока в n -м элементе АФАР, $\langle \cdot |$ и $| \cdot \rangle$ - обозначение вектора-строки и вектора-столбца.

Пользуясь терминологией [3], рассмотрим два адаптированных для пространственного подавления ЗК способа синтеза ДН - синтез ДН по полю и синтез ДН по мощности.

Способ пространственного подавления ЗК путём синтеза ДН АФАР по полю. Представим функционал, характеризующий ОСПШ на входе ПрК, в следующем виде (рассматривается двумерный вариант):

$$q^{\Pi} = \frac{\left| \int_{\omega_H}^{\omega_B} F(\Theta_0, \omega) d\omega \right|^2}{\frac{1}{2\pi} \int_{\omega_H}^{\omega_B} \int_0^{\pi} |F(\Theta, \omega)|^2 \cdot T(\Theta, \omega) d\Theta d\omega + \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_{ЗК}}^{\omega_{ВЗК}} \int_0^{\pi} |F(\Theta, \omega)|^2 T_{ЗК}(\Theta, \omega) d\Theta d\omega}. \quad (2)$$

В (2) числитель представляет собой квадрат суммы амплитуд спектральных составляющих сигнала в полосе частот $\Delta\omega = \omega_B - \omega_H$, принимаемых с направления Θ_0 , а знаменатель - суммарную мощность шумов и помех в диапазонах частот ОК $\Delta\omega$ и ЗК $\Delta\omega_{ЗК} = \omega_{ВЗК} - \omega_{НЗК}$ по всему пространству действительных углов; ω_H и ω_B , $\omega_{НЗК}$ и $\omega_{ВЗК}$ крайние частоты диапазонов, $T(\Theta, \omega)$ и $T_{ЗК}(\Theta, \omega)$ - функции распределения шумов и помех в полосах ОК и ЗК.

Преобразуем числитель (2) путем подстановки в него (1) с учетом $\Theta = \Theta_0$ к виду

$$\left| \int_{\omega_H}^{\omega_B} F(\Theta_0, \omega) d\omega \right|^2 = |J\rangle^* [A^{\Pi}] \cdot |J\rangle, \quad (3)$$

Здесь $[A^{\Pi}]$ - эрмитова матрица порядка N , элементы которой описываются выражением

$$a_{mn}^{\Pi} = \left\{ \int_{\omega_H}^{\omega_B} f_m(\Theta_0, \omega)^* d\omega \right\} \left\{ \int_{\omega_H}^{\omega_B} f_n(\Theta_0, \omega) d\omega \right\}, \quad (4)$$

* - знак эрмитова сопряжения матрицы или комплексного сопряжения скалярной величины. Аналогично преобразуем знаменатель

$$\frac{1}{2\pi} \int_{\omega_H}^{\omega_B} \int_0^{\pi} \left| \sum_{n=1}^N f_n(\Theta, \omega) J_n \right|^2 T(\Theta, \omega) d\Theta d\omega + \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_{НЗК}}^{\omega_{ВЗК}} \int_0^{\pi} \left| \sum_{n=1}^N f_n(\Theta, \omega) J_n \right|^2 T_{ЗК}(\Theta, \omega) d\Theta d\omega = |J\rangle^* [B] \cdot |J\rangle, \quad (5)$$

где $[B]$ - эрмитова матрица N -го порядка с элементами

$$b_{mn} = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_H}^{\omega_B} \int_0^{\pi} f_m^*(\Theta, \omega) f_n(\Theta, \omega) T(\Theta, \omega) d\Theta d\omega + \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_{НЗК}}^{\omega_{ВЗК}} \int_0^{\pi} f_m^*(\Theta, \omega) f_n(\Theta, \omega) T_{ЗК}(\Theta, \omega) d\Theta d\omega. \quad (6)$$

Функционал (2) с учетом (3) и (5) представим отношением эрмитовых форм

$$q^{\Pi}(J) = \frac{|J\rangle^* [A^{\Pi}] \cdot |J\rangle}{|J\rangle^* [B] \cdot |J\rangle}, \quad (7)$$

которым соответствует пучок форм

$$|J\rangle^* [A^{\Pi}] \cdot |J\rangle - q^{\Pi} |J\rangle^* [B] \cdot |J\rangle. \quad (8)$$

Ввиду того, что $[A^{\Pi}]$ -матрица первого ранга, оптимальный вектор $|J^{\Pi}\rangle$ определяется как частный случай теоремы об экстремальных свойствах характеристических чисел пучка эрмитовых форм [1]:

$$|J^{\Pi}\rangle = [B]^{-1} |f^{\Pi*}\rangle, \quad (9)$$

где $|f^{\Pi}\rangle$ - вектор-столбец N -го порядка с элементами

$$f_n^{\Pi}(\Theta_0) = \int_{\omega_H}^{\omega_B} f_n(\Theta_0, \omega) d\omega. \quad (10)$$

При этом максимум функционала (2) и, что то же (7), определяется выражением

$$q^{\Pi} = \left| \left\langle f^{\Pi} \right\rangle^T [B]^{-1} \left| f^{\Pi*} \right\rangle \right|, \quad (11)$$

в котором Т -знак транспонирования.

Способ пространственного подавления ЗК путём синтеза ДН АФАР по мощности. Для данного способа числитель энергетического функционала, характеризующий мощность сигнала, принимаемого с направления Θ_0 , имеет следующий вид

$$\int_{\omega_H}^{\omega_B} |F(\Theta_0, \omega)|^2 d\omega. \quad (12)$$

Преобразуем (12) к виду

$$\int_{\omega_H}^{\omega_B} \left| \sum_{n=1}^N f_n(\Theta_0, \omega) J_n \right|^2 d\omega = |J\rangle^* [A^M] \cdot |J\rangle. \quad (13)$$

здесь $[A^M]$ - эрмитова матрица N -го порядка с элементами

$$a_{mn}^M = \int_{\omega_H}^{\omega_B} f_m^*(\Theta_0, \omega) f_n(\Theta_0, \omega) d\omega. \quad (14)$$

Представим энергетический функционал для способа синтеза ДН по мощности отношением эрмитовых форм, с учетом того, что знаменатель для данного способа аналогичен знаменателю (2)

$$q^M(J) = \frac{|J\rangle^* [A^M] \cdot |J\rangle}{|J\rangle^* [B] \cdot |J\rangle}. \quad (15)$$

Отношению эрмитовых форм (15) соответствует аналогичный (8) пучок форм.

Продифференцировав полученный пучок эрмитовых форм по $|J\rangle^*$ и приравняв полученное выражение к нулю, определим вектор комплексных амплитуд токов, максимизирующий (15)

$$[B]^{-1} [A^M] \cdot |J\rangle = q^M |J\rangle. \quad (16)$$

В соответствии с (16) максимум (15) равен максимальному собственному числу матрицы $[B]^{-1} [A^M]$, максимум обеспечивается собственным вектором $|J^M\rangle$, соответствующим этому собственному числу.

Сравнительная оценка эффективности способов пространственного ослабления частоты ЗК

Оценку эффективности способов проиллюстрируем на примере 100-элементной АФАР, с расстоянием между излучателями $0.5\lambda_B$, где λ_B - длина волны на частоте ω_B . Распределение амплитуд – косинусоидальное с пьедесталом 0.3. Главный максимум ДН ориентирован в направлении $\Theta_0=70^\circ$. Средняя частота ЗК выше средней частоты ОК на 8%, а полоса рабочих частот составляет 1%. Будем считать, что на частотах ОК помех нет, а для учёта шумов приёмной системы примем $T(\Theta, \omega)=1$. На частоте ЗК помеха с интенсивностью P действует с направлений $73.5^\circ \leq \Theta_{3K}^n \leq 73.7^\circ$.

Для определения вектора $|J\rangle$ комплексных амплитуд токов в элементах АФАР необходимо вычислить с учётом конкретной помеховой обстановки элементы матрицы $[B]$, порядок которой равен числу излучателей. Как видно из (6), при этом приходится выполнять интегрирование по области определения ДН. Для повышения оперативности можно априорно вычислить элементы b_{mn} , положив $T_{3K}(\Theta, \omega)=1$, а получив информацию о помехах, вычислить соответствующие добавки.

На рис. 1а представлены исходная (не оптимизированная) ДН ОК и ДН, формируемые двумя способами на средней частоте ЗК при $P = 10^5$. Вертикальными штриховыми линиями на рисунках обозначена область действия помехи. Для уменьшения деформации главного луча была введена не показанная на рисунке фиктивная помеха, действующая с направления, зеркального по обобщённой координате реальной помехе относительно направления максимума ДН ЗК. Видно, что в направлении действия помехи в ДН ЗК формируется глубокий (ниже -60 дБ) провал, что понижает уровень помех, принимаемых по ЗК примерно на 30 дБ. Глубина провала увеличивается при увеличении интенсивности P помехи. Формируемая при этом на частоте ОК ДН приведена на рис. 1б. В ней тоже формируется провал (не в направлении помехи).

Анализ рисунков позволяет заключить, что оба предложенных способа в данном случае приводят к одним и тем же результатам. Предпочтительным является способ, основанный на синтезе по полю, в этом случае искомые комплексные амплитуды токов находятся аналитически (7).

Предложенные способы пригодны для применения в различных типах активных АР, в которых имеется возможность управления не только фазами, но и амплитудами токов в элементах решетки. Речь идёт не только о решетках с комплексным (амплитудно-фазовым) управлением, но в первую очередь о решетках цифровых.

Применение разработанных способов к многоэлементным АФАР с прямоугольной границей раскрыва

На рис. 2 приведена схема эллиптической АФАР с прямоугольной сеткой размещения элементов. Её 1036 изотропных излучателей возбуждены равномерно и образуют 20 строк и 96 столбцов. Шаг решетки $0.5\lambda_B$. С целью сокращения вычислительных и временных ресурсов при определении

комплексных весовых коэффициентов для элементов решетки применён известный (см., например [5]) приём разделения АФАР на неидентичные подрешетки. Элементы АФАР сгруппированы в подрешетки с размерами $B_x=6$ и $B_y=4$. При этом подрешетки образуют $A_x=16$ столбцов и $A_y=5$ строк. Нумерация подрешеток также приведена на рис. 2. Общее количество подрешеток $M=80$. Тем самым размерность матрицы $[B]$ и соответствующих векторов уменьшена более чем на порядок, что как минимум на два порядка уменьшает время, необходимое для определения корректирующих токов.

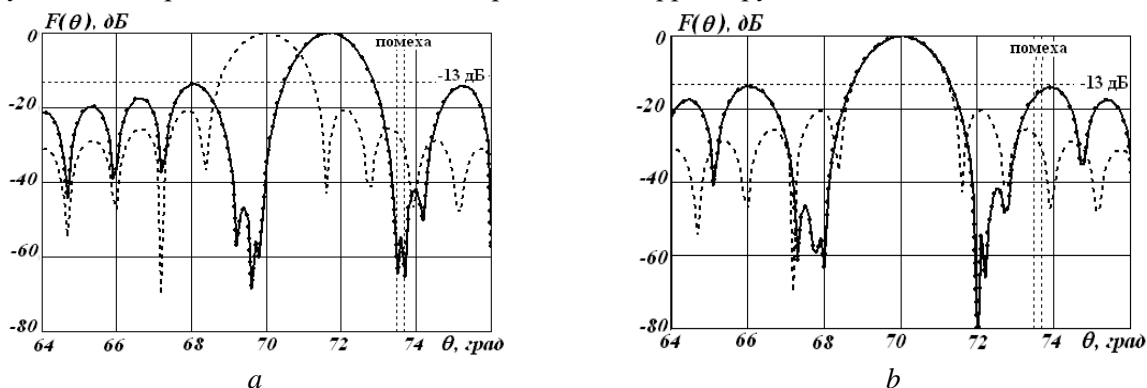


Рис.1. ДН линейной АФАР, на средних частотах ЗК (a) и ОК(b). Синтез по полю–непрерывная линия, по мощности–пунктир. Исходная ДН на средней частоте ОК-штриховая линия.

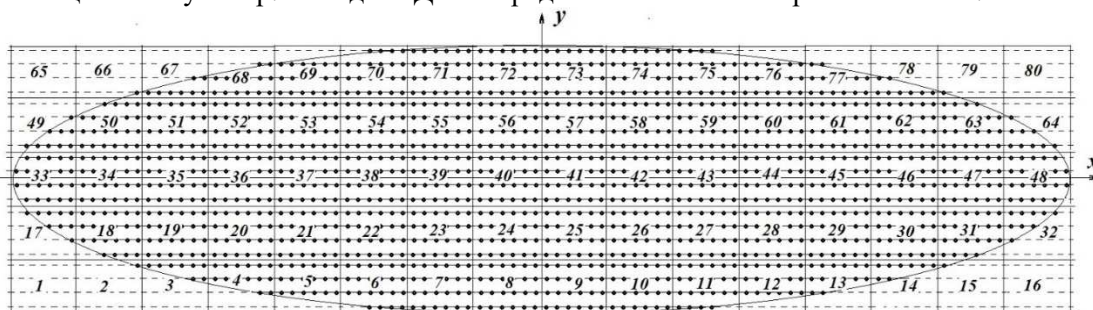


Рис. 2. Разбиение эллиптического раскрыва на подрешетки

На рис. 3 приведены азимутальные (в плоскости xOz) сечения полученных с использованием трёхмерной модификации функционала (10) объёмных ДН на частотах ЗК и ОК при отклонении основного луча от нормали на 10° ($\Theta_0=80^\circ$) для случая одновременного воздействия помех на частотах ОК и ЗК, с направлений¹ $77.75^\circ \leq \Theta_{OK}^{\Pi} \leq 78^\circ$ и $82.625^\circ \leq \Theta_{ЗК}^{\Pi} \leq 82.875^\circ$. Помехи ориентированы в направлениях первого бокового лепестка для ДН на частоте ОК и ЗК. Интенсивность P помехи принималась равной 10^5 . Для нахождения токов использовалось выражение (7).

Из рис. 3а следует, что в направлении действия помехи в ДН ЗК формируется провал глубиной порядка -45 дБ, что ослабляет помеху, принимаемую по ЗК примерно на 25-30 дБ. Подобный же провал формируется и в ДН ОК (рис. 3б).

Здесь, как и на рис. 1, приняты меры по стабилизации положения основной ДН, для чего каждой помехе введена зеркально симметрично относительно максимума своей ДН фиктивная помеха.

Приведённые выше результаты получены в предположении, что мощность внутренних шумов во всех каналах АФАР одинакова. Однако собственные шумы каналов зависят от коэффициента усиления (КУ) МШУ и в общем случае они различны. Учесть их различие можно в том случае, если в процессе управления ДН не требуется изменять КУ МШУ, т.е. в цифровых АР. В этом случае для каждого канала АФАР надо ввести функции

$$D_n(\Theta, \omega) = f_n(\Theta, \omega) \sqrt{T_n(\Theta, \omega)}, \tag{18}$$

$$\text{и } D_n^{ЗК}(\Theta, \omega) = f_n(\Theta, \omega) \sqrt{T_n^{ЗК}(\Theta, \omega)}, \tag{19}$$

а элементы матрицы $[B]$ искать в виде

¹ Угол отсчитывался с шагом одна восьмая градуса.

$$b_{mn} = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_H}^{\omega_B} \int_0^\pi D_m^*(\Theta, \omega) D_n(\Theta, \omega) d\Theta d\omega + \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_{\text{ЗК}}}^{\omega_{\text{ОК}}} \int_0^\pi D_m^{\text{ЗК}*}(\Theta, \omega) D_n^{\text{ЗК}}(\Theta, \omega) d\Theta d\omega. \quad (20)$$

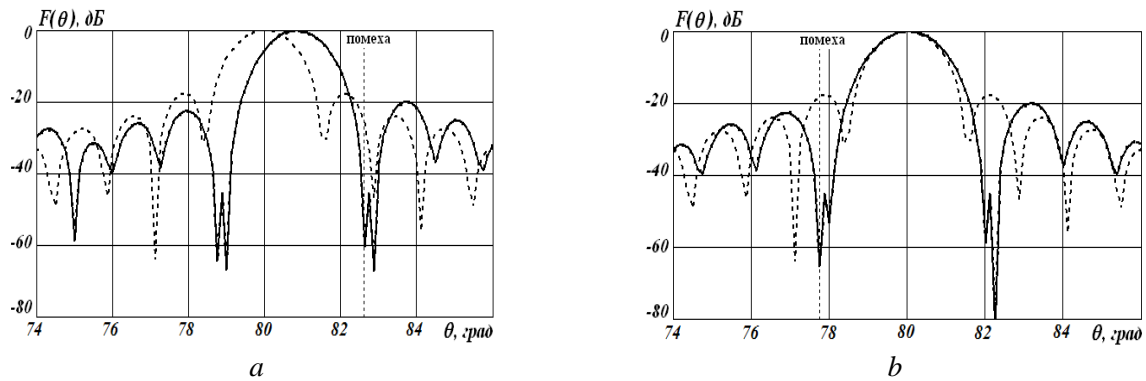


Рис. 3. Азимутальные сечения ДН эллиптического раскрыва на средних частотах ЗК (а) и ОК (b) при одновременном действии помех на частотах ЗК и ОК. Обозначения на рис.1.

При этом для основного и зеркального каналов приёма

$$T_n(\Theta, \omega) = \begin{cases} P & \text{в направлении действия помехи,} \\ p_n & \text{в остальных направлениях} \end{cases}, \quad (21)$$

$$T_n^{\text{ЗК}}(\Theta, \omega) = \begin{cases} P^{\text{ЗК}} & \text{в направлении действия помехи,} \\ p_n & \text{в остальных направлениях} \end{cases}. \quad (22)$$

Здесь P и $P^{\text{ЗК}}$ – мощности внешних шумов и помех, принимаемых на частотах ОК и ЗК приёма, p_n – мощность внутренних шумов n -го канала АФАР, нормированная к средней мощности шумов всех каналов.

Выводы. Результаты моделирования показали, что разработанные способы пространственного подавления помехи, действующей на частоте ЗК приёма, обеспечивают формирование глубоких провалов в ДН АФАР на этой частоте, что снижает уровень помех, принимаемых на частоте ЗК.

Оценка эффективности разработанных способов, выполненная на примере 100 элементной линейной АФАР, показала, что оба способа обеспечили пространственное ослабление помехи на частоте ЗК на 40 дБ. Однако в случае узкополосных систем предпочтителен способ, основанный на синтезе по полю, так как он позволяет находить вектор корректирующих токов аналитически.

Пространственное ослабление помех, действующих на частоте ЗК приёма для многоэлементных АФАР с прямоугольной границей раскрыва обеспечивается путём разбиения раскрыва на неидентичные (одинаковые по габаритам, но различные по заполнению) подрешетки. Для эллиптической АФАР, содержащей 1036 излучателей, получено пространственное ослабление помехи на частоте ЗК на 30 дБ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cheng D.K. Optimization techniques for antenna arrays // IEEE Proc.1971, v.59, №12, pp.1664–1674.
2. Патент № 2314610 РФ. Способ энергетической оптимизации фазированной антенной решетки / Башлы П.Н., Мануилов Б.Д. // Открытия, изобретения. Б.И. №1, 2008.
3. Башлы П.Н., Мануилов Б.Д., Помысов А.С., Шерстобитов А.И. Параметрический синтез широкополосных антенных решеток в условиях воздействия помех. – Успехи современной радиоэлектроники, 2011, №9, с. 46–50.
4. Башлы П.Н., Мануилов Б.Д. Новые приложения теоремы об экстремальных свойствах характеристических чисел пучка эрмитовых форм в задачах оптимизации многофункциональных антенных решеток // Радиотехника и электроника, 2009, т.54, №3, с. 318–329.
5. Мануилов Б.Д., Падий А.Ю. Метод амплитудно-фазовой оптимизации антенных решеток с прямоугольной границей раскрыва// Труды международной научной конференции «Излучение и рассеяние электромагнитных волн» ИРЭМВ-2015, Дивноморское, 28 июня-3 июля 2015, стр. 205-209.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РАЗРАБОТКИ УПРАВЛЯЕМЫХ СВЧ-ГЕНЕРАТОРОВ ХАОТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ НА ОСНОВЕ СВЧ-ДИОДОВ

Семерник И.В.¹, Демьяненко А.В.¹

¹ Южный федеральный университет, г. Таганрог,
ivsemernik@sfedu.ru, demalex@inbox.ru

В работе обсуждаются способы перевода детерминированной автоколебательной СВЧ-системы в режим генерации хаотических колебаний. Проведено сравнительное исследование методов хаотизации: путём воздействия на динамическую систему внешним гармоническим сигналом и добавления инерционной обратной связи. В качестве экспериментального макета выбран СВЧ-генератор на лавинно-пролётном диоде типа 1А704В. Предлагаются способы управления основными параметрами генерируемого СВЧ хаотического колебания.

Введение

Хаотические сигналы СВЧ диапазона в настоящее время вызывают достаточно большой интерес в широкой области задач прикладной радиотехники: СШП беспроводных системах связи и передачи информации [1], средствах высокоточной ближней радиолокации и радиовидения [1, 2], в задачах радиопротиводействия и радиоподавления [3].

Источники хаотических колебаний в настоящее время разрабатываются на основе различных активных элементов, в том числе биполярных и полевых транзисторах [4-6], при этом достаточно подробно исследованы вопросы управления параметрами генерируемого хаотического колебания в подобных генераторах [4]. Однако, в диапазоне частот выше 10 ГГц создание высокоэффективных транзисторных генераторов хаоса весьма затруднительно [7]. В то же время для создания источников хаотических колебаний в диапазоне частот до нескольких сотен гигагерц может использоваться такой тип активных элементов, как СВЧ-диоды с отрицательным сопротивлением, в том числе лавинно-пролётные диоды (ЛПД), используемые в настоящее время при разработке СВЧ-приборов работающих в диапазоне частот до 500 ГГц [8]. При этом вопросы управления характеристиками генерируемого хаотического сигнала в источниках на основе диодных СВЧ-генераторов практически не рассмотрены [9].

Для создания источника хаотических колебаний на основе детерминированного генератора на ЛПД (ГЛПД) необходимо искусственно перевести его в режим динамического хаоса. Известно несколько способов перевода генераторов в режим динамического хаоса: изменение колебательной системы генератора [10] для того, чтобы в системе могли возбуждаться колебания как минимум на двух некратных частотах, воздействие на детерминированный генератор гармоническим внешним сигналом [11, 12], модуляция СВЧ-генератора низкочастотным источником шума [12], а также введение в систему инерционной обратной связи [13]. Последний способ возможно реализовать в СВЧ диапазоне путём введения в выходную передающую линию генератора определённой неоднородности, от которой будет происходить отражение собственного сигнала генератора с некоторым коэффициентом отражения и отражённый сигнал будет возвращаться в систему с определённой задержкой. Преимущество этого способа состоит в том, что нет необходимости вносить изменения в конструкцию колебательной системы СВЧ-генератора, т.е. может быть использован автогенератор стандартной конструкции.

Целью настоящей работы является исследование и сравнение методов перевода генератора в хаотический режим: с помощью внешнего гармонического сигнала (обозначим его как первый метод) и инерционной обратной связи (обозначим его как второй метод) на основе автогенератора на ЛПД сантиметрового диапазона длин волн, а также исследование способов управления параметрами выходного хаотического колебания.

Описание исследуемого макета СВЧ-генератора

В качестве экспериментального макета использован СВЧ генератор широко известной конструкции [8, 14], выполненный на основе стандартного волновода Х диапазона сечением 23x10 мм. Колебательная система двухрезонаторная: в резонаторы включены однотипные генераторный ЛПД и ЛПД в допробойном режиме питания, исполняющий роль варактора. При проведении экспериментальных исследований смещение на варактор не подавалось. В исследуемом генераторе установлен ЛПД типа

1A704В, предназначенный для работы в диапазоне частот 8,3-10 ГГц, однако допустимо также его применение в диапазоне частот 6-8,3 ГГц. Рабочий ток диода составляет 15 – 50 мА. В исследуемом автогенераторе был реализован устойчивый автоколебательный режим, при котором спектр выходного сигнала имеет основную гармоническую составляющую с частотой 6,36 ГГц и вторую гармонику с частотой 12,72 ГГц, уровень выходной мощности при этом соответствует справочным данным для данного типа диода.

Конструкция исследуемого СВЧ генератора приведена на рис.1, на котором использованы следующие обозначения: 1 – генераторный ЛПД, 2 – варактор (в данной работе не использовался), 3 – штырь регулировки связи с нагрузкой, 4 – штырь регулировки связи между резонаторами, 5-8 – штыри настройки резонаторов ЛПД и варактора. В исследуемом автогенераторе реализован устойчивый режим детерминированной генерации, при котором спектр выходного сигнала имеет основную гармонику на частоте 12,72 ГГц с выходной мощностью 585 мкВт, субгармонику на частоте 6,36 ГГц с мощностью 0,05 мкВт и гармоническую составляющую с частотой 19,08 ГГц с мощностью $6,5 \cdot 10^{-3}$ мкВт. В настоящей работе использовался ЛПД типа 1A704В, предназначенный для работы в диапазоне частот 8,3 – 10 ГГц, рабочий ток не более 50 мА, обратное рабочее напряжение не более 60 В. Спектральный состав генерируемого сигнала в хаотическом режиме работы ГЛПД для двух рассматриваемых методов хаотизации представлен на рис.2.

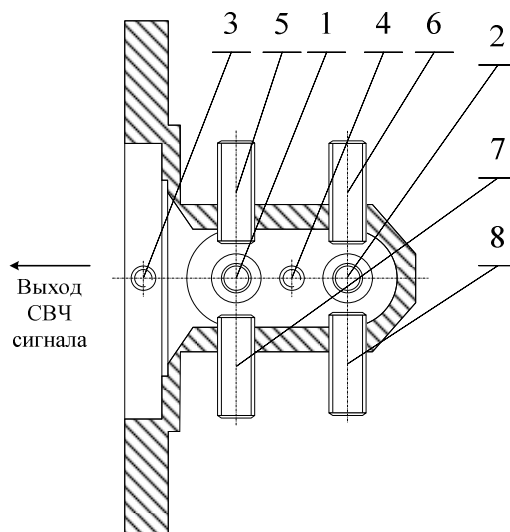


Рис.1. Конструкция исследуемого генератора

Для реализации метода хаотизации ГЛПД с помощью внешнего гармонического сигнала, последний подавался на вход генератора через ферритовый циркулятор. В качестве неоднородности выходной передающей линии во втором методе хаотизации использован короткозамкнутый шлейф, выполненный на основе волновода стандартного сечения 23x10 мм. Короткозамкнутый шлейф включён в выходную линию генератора с помощью волноводного симметричного Y-тройника в плоскости Н. Необходимо отметить, что при перестройке короткозамкнутого шлейфа происходит изменение, как модуля коэффициента отражения, так и задержки отражённого сигнала. Для анализа спектрального состава генерируемого сигнала использован анализатор спектра Agilent E4407В, предназначенный для работы в диапазоне частот от 100 Гц до 26,5 ГГц. Для устранения влияния измерительного оборудования на динамику работы исследуемого генератора в выходную передающую линию включен ферритовый вентиль ФВВ2-109.

Результаты экспериментального исследования

Спектральный состав генерируемого сигнала в хаотическом режиме работы ГЛПД для двух рассматриваемых методов хаотизации представлен на рис.2.

Перевод ГЛПД в режим динамического хаоса с помощью первого способа осуществлялся путем воздействия внешним гармоническим сигналом с частотой 7,44 ГГц при токе питания ЛПД 54 мА, что незначительно превышает максимально допустимый рабочий ток диода, и мощности внешнего сигнала 20 мВт.

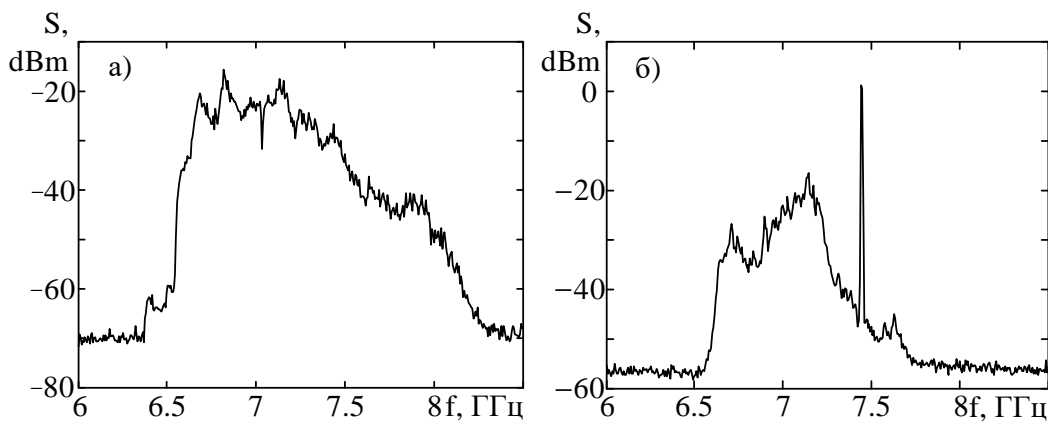


Рис.2. Спектр выходного сигнала исследуемого генератора.

Нетрудно видеть, что в случае перевода автогенератора в хаотический режим с помощью инерционной обратной связи спектр мощности хаотического колебания имеет гораздо более гладкую огибающую (см. рис.2а) по сравнению со случаем перевода системы путём воздействия внешним гармоническим сигналом (см. рис.2б). Спектр мощности хаотического колебания при использовании второго метода существенно шире: более 1,5 ГГц по уровню -50 дБм против 920 МГц при использовании первого метода. Необходимо также отметить, что при переводе генератора в хаотический режим с помощью внешнего сигнала, спектр выходного колебания содержит гармоническую составляющую с частотой, равной частоте внешнего воздействия (рис.2б), расположенную на краю шумового спектра с амплитудой, существенно превышающей уровень спектральных составляющих хаотического спектра. Уровень спектральных составляющих примерно одинаков в обоих случаях и ограничен характеристиками применяемого СВЧ генераторного диода. Резкий спад спектральных составляющих в низкочастотной области спектра является следствием сильного затухания сигналов с частотами меньшими критической частоты прямоугольного волновода 23x10мм.

Было проведено экспериментальное исследование влияния уровня мощности и частоты внешнего гармонического сигнала, а также тока питания ЛПД на параметры генерируемого хаотического колебания при первом способе хаотизации СВЧ-генератора, которое показало, что переход ГЛПД в режим динамического хаоса происходит только при токе питания диода превышающем максимально допустимый рабочий ток диода, вследствие чего возрастала температура ЛПД. Очевидно, что подобный режим работы генератора способен привести к выходу из строя активного элемента даже при наличии достаточного охлаждения. Изменение частоты и мощности внешнего сигнала приводило к увеличению неравномерности спектра мощности и дальнейшему переходу генератора в режим многочастотной генерации. При этом хаотическая генерация имела место при нескольких значениях частоты сигнала внешнего воздействия. При мощности менее 300 мкВт внешний гармонический сигнал практически не оказывал влияния на динамику ГЛПД. Изменения ширины и уменьшения неравномерности спектра мощности генерируемого хаотического колебания путем изменения параметров внешнего сигнала или настройки органов регулировки ГЛПД при первом способе хаотизации СВЧ-генератора добиться не удалось.

Было проведено исследование влияния тока питания диода на динамические режимы ГЛПД и параметры генерируемого сигнала. Длина короткозамкнутого шлейфа установлена равной 0 мм. Пусковой ток генератора составил 21 мА. При этом выходной сигнал генератора представляет собой гармоническое колебание с частотой 6,5 ГГц и мощностью -57,6 дБмВт. Увеличение тока питания диода приводит к появлению в спектре выходного сигнала второй и третьей гармоник основного колебания. Дальнейшее увеличение тока питания ЛПД приводит к большему обогащению спектра генерируемого колебания. При токе питания ЛПД 26 мА выходной сигнал генератора представляет собой многочастотное колебание, в спектре которого содержится несколько отдельных гармонических составляющих, а при наблюдении временной реализации сигнала на осциллографе наблюдается чёткая периодичность сигнала, несмотря на то, что колебание имеет весьма сложный вид.

Увеличение тока питания ЛПД до 38 мА приводит к переходу системы в режим динамического хаоса (рис.2). Исследуемый генератор переходит в хаотический режим через перемежаемость, что

согласуется с результатами численного анализа [15]. Переход генератора в режим динамического хаоса отчётливо виден как по изменению спектра мощности, так и по изменению корреляционной функции выходного сигнала ГЛПД. Повышение тока питания ЛПД приводит к увеличению выходной мощности, уменьшению неравномерности и расширению спектра мощности хаотического колебания: при $I_0 = 38$ мА ширина спектра мощности достигает 950 МГц по уровню -60 дБмВт, в то время как при $I_0 = 48$ мА – 1600 МГц (рис.2а). Интервал корреляции хаотического колебания при токе питания ЛПД $I_0 = 48$ мА составляет около 1,5 нс. При этом форма огибающей корреляционной функции близка к одномодальному виду (рис.3).

Длина короткозамкнутого шлейфа, включенного в выходную передающую линию генератора, оказывает значительное влияние на гладкость огибающей спектра мощности генерируемого хаотического колебания. При этом имеет место оптимальное значение длины короткозамкнутого шлейфа, при котором наблюдается наиболее гладкая огибающая спектра хаотического колебания. Длина короткозамкнутого шлейфа оказывает влияние также на время корреляции хаотического колебания и на уровень боковых лепестков корреляционной функции. При длине короткозамкнутого шлейфа 18 мм наблюдается наиболее гладкая огибающая спектра мощности и, как следствие, наименьшее время корреляции – около 1 нс.

На рис.4 представлена зависимость ширины спектра мощности генерируемого хаотического колебания по уровню -60 дБмВт от длины КЗ шлейфа. Из рис.4 видно, что путём изменения длины короткозамкнутого шлейфа возможно осуществлять перестройку ширины спектра хаотического сигнала в широких пределах – от менее 1 ГГц до 1,65 ГГц.

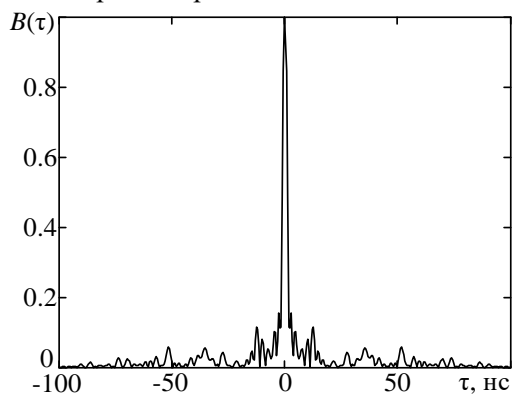


Рис.3. Нормированная корреляционная функция хаотического колебания

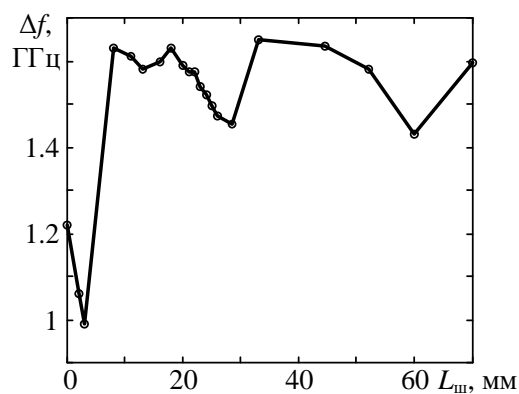


Рис.4. Зависимости ширины спектра мощности хаотического колебания от длины КЗ шлейфа

Путём изменения величины дополнительной задержки, вносимой фазовращателем, возможно осуществлять управление динамическими режимами ГЛПД, стимулировать переход генератора в многочастотный или хаотический режимы работы. Ширина спектра мощности при этом практически не изменяется. Однако, изменение дополнительной задержки, вносимой фазовращателем оказывает существенные влияние на корреляционные и статистические свойства генерируемого хаотического колебания.

Заключение

Таким образом, в данной работе рассмотрены способы перевода СВЧ-генератора на ЛПД в режим динамического хаоса. Показано, что введение инерционной обратной связи (путем внесения неоднородности в выходную передающую линию генератора) является более эффективным и перспективным способом хаотизации, позволяющим также осуществлять управление параметрами генерируемого хаотического колебания. Эффективное управление параметрами генерируемого хаотического колебания возможно осуществлять путём изменения тока питания ЛПД, либо частотной зависимости модуля коэффициента отражения генерируемого сигнала от неоднородности и величины задержки отраженного сигнала. Показано, что изменение тока питания ЛПД позволяет управлять шириной спектра мощности хаотического колебания в диапазоне от 950 МГц при $I_0 = 38$ мА до 1600 МГц при $I_0 = 48$ мА, в то время как изменение длины короткозамкнутого шлейфа приводит к перестройке ширины спектра мощности хаотического колебания от менее 1 ГГц до 1,65 ГГц. При этом

второй способ управления является более предпочтительным, поскольку уменьшение тока питания ЛПД приводит к снижению выходной мощности ГЛПД и увеличению неравномерности спектра мощности хаотического колебания. Кроме того, последний способ позволяет осуществлять разработку управляемых генераторов хаотических колебаний с требуемыми характеристиками на основе СВЧ диодных генераторов с помощью синтеза вносимой неоднородности с заданной частотной зависимостью модуля коэффициента отражения.

Источники финансирования и выражение признательности

Работа выполнена в рамках проектной части государственного задания Министерства образования и науки России № 8.2461.2014/К.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Румянцев Н.В. Генератор микроволнового хаоса с плоской огибающей спектра мощности в диапазоне 3-8 ГГц // Письма в ЖТФ, 2014, т.40, вып.2, С. 1-9.
2. Демьяненко А.В., Семерник И.В., Иваненко Д.И. Особенности применения СВЧ хаотических сигналов в системах точного позиционирования // Материалы 26-й Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» КрыМиКо-2016, 4-10 сентября, 2016 г., г. Севастополь, Россия, С. 468-474.
3. Калинин Ю.А., Стародубов А.В. Сверхнизковольтный генератор хаотических СВЧ-колебаний на встречных электронных пучках // Письма в ЖТФ, 2011, т.37, вып.2, С. 87-94.
4. Генерация хаоса. Под общ. ред. Дмитриева А.С.-М: Техносфера, 2012, 424 с.
5. Алексеев Ю.И., Демьяненко А.В., Семерник И.В. Исследование ганновского генератора в детерминированном и хаотическом режимах // Приборы и техника эксперимента, 2013, №6, С. 39-41.
6. Демьяненко А.В., Алексеев Ю.И., Семерник И.В. Эффективный генератор шума на основе диода с накоплением заряда//Известия высших учебных заведений, Физика, 2014, т.57, №4, С.117-120.
7. Алексеев Ю.И., Демьяненко А.В., Семерник И.В. Исследование хаотических состояний автоколебательных систем. Генератор на лавинно-пролетном диоде. Монография.-Saarbrücken, Deutschland.: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2013, 133 с.
8. Алексеев Ю.И., Орда-Жигулина М.В., Демьяненко А.В., Семерник И.В. Экспериментальное исследование динамики развития режима хаотических колебаний в детерминированной автоколебательной СВЧ-системе // Приборы и техника эксперимента, 2014, №3, С. 74-77.
9. Демьяненко А.В. Исследование шумовых параметров генератора на лавинно-пролётном диоде в режиме хаотической генерации // Известия ВУЗов России. Радиоэлектроника, 2012, №5, С. 110-113.
10. Мясин Е.А. Генерация хаотических колебаний в автогенераторе на лавинно-пролётном диоде // Письма в ЖТФ, 2012, т.38, №2, С. 87-94.
11. Sarkar B.C., Chakraborty J., Sarkar S. Numerical and experimental studies on the chaotic dynamics of driven Gunn oscillator // Indian Journal of science and technology, 2014, Vol.7, pp. 924-932.
12. Семерник И.В., Демьяненко А.В. Сравнительное исследование способов перевода СВЧ генератора на лавинно-пролётном диоде в хаотический режим // Известия высших учебных заведений. Физика, 2015, т.58, № 8/2, С.122-125.
13. Семерник И.В., Демьяненко А.В. Исследование динамики СВЧ генератора на ЛПД искусственно рассогласованного с нагрузкой // Известия высших учебных заведений. Физика, 2015, т.58, № 8/2, С.118-121.
14. Тагер А.С., Вальд-Перлов В.М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ.-М.: Советское радио, 1968, 480 с.
15. Demyanenko A., Semernik I., Orda-Zhigulina M. Numerical study of dynamics of avalanche transit time microwave oscillator // 2015 International Siberian Conference on Control and Communications (SIBCON) Proceedings, Omsk State Technical University. Russia, Omsk, May 21-23, 2015, pp.1-6.

СПОСОБ НЕИНВАЗИВНОЙ ДИАГНОСТИКИ БРОНХОЛЕГОЧНЫХ ЗАБОЛЕВАНИЙ У ПАЦИЕНТОВ ВСЕХ ВОЗРАСТНЫХ ГРУПП НА ОСНОВЕ МИКРОВОЛНОВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Семерник И.В.¹, Семерник О.Е.², Демьяненко А.В.¹, Лебеденко А.А.²

¹ Южный федеральный университет, г. Таганрог,
ivsemernik@sfedu.ru, demalex@inbox.ru

² Ростовский государственный медицинский университет, г. Ростов-на-Дону
semernick@mail.ru, leb.rost@rambler.ru

В работе рассматривается способ диагностики бронхиальной астмы на основе исследования распространения СВЧ электромагнитного излучения через грудную клетку. Предлагаемая методика позволяет осуществлять безвредную неинвазивную диагностику заболеваний респираторной системы у пациентов всех возрастных групп, а также мониторинг состояния пациента и динамики заболевания в течение всего периода лечения. Предлагаемый метод обладает рядом преимуществ: простота реализации, отсутствие необходимости выполнения пациентом дыхательных маневров, отсутствие вредного воздействия на пациента и пр.

Введение

Бронхиальная астма хроническое заболевание лёгких, поражающее людей всех возрастных групп. Причём с каждым годом возрастает количество детей, страдающих БА и уменьшается средний возраст людей, страдающих от хронической БА [1]. Оно может протекать в виде единичных, эпизодических приступов, либо иметь тяжёлое течение с астматическим статусом и летальным исходом [1]. Поэтому одной из активно развивающихся областей на стыке медицины и прикладной радиоэлектроники является разработка электронных устройств, предназначенных для мониторинга жизнедеятельности пациента [2] и диагностики заболеваний бронхолёгочной системы [3].

К сожалению, несмотря на научные достижения в области изучения этиологии и разработки новых лекарственных средств для лечения бронхиальной астмы [4], до настоящего времени не разработаны методы и устройства, позволяющие осуществлять неинвазивную диагностику изменений в бронхолёгочной системе у детей раннего возраста без причинения вреда здоровью пациента [5], а это может приводить к поздней постановке диагноза и, соответственно, возникновению осложнений. В связи с этим разработка новых современных неинвазивных методов диагностики заболеваний бронхолёгочной системы, в том числе бронхиальной астмы, особенно у детей раннего возраста, а также систем мониторинга состояния пациента и контроля течения заболевания, является достаточно актуальной задачей.

Методы диагностики бронхиальной астмы

В настоящее время для диагностики астмы применяют различные методы диагностики [6], в том числе общий и биохимический анализ крови, анализ мокроты, спирометрия и т.д. Однако перечисленные методы имеют существенный недостаток – для их применения требуется определённое время, которого при остром приступе болезни может и не быть. Кроме того, для проведения спирометрического исследования от пациента требуется выполнения определённых дыхательных маневров. Однако в случае необходимости диагностики бронхиальной астмы у детей раннего возраста выполнение подобных маневров весьма затруднительно или вовсе невозможно. Поэтому в данном случае прибегают к другим методам обследования: рентгенограмме органов грудной клетки, компьютерной томографии [6]. Однако частое применение рентгенографического обследования недопустимо вследствие вредного воздействия X-излучения. А применение компьютерной томографии затруднено вследствие необходимости применения дорогостоящего оборудования, которое есть в наличии далеко не во всех медицинских учреждениях, а также высокой стоимости процедуры обследования.

В последнее время в научной периодической печати появились работы посвящённые возможности диагностики респираторных заболеваний с помощью акустических (звуковых) методов [7]. Однако данный метод обладает существенным недостатком – они неспособны дать информацию о степени локализации заболевания, то есть о распределении мокроты в той или иной части лёгких пациента.

Другим достаточно распространённым методом является электроимпедансная томография [8], однако для проведения исследования требуется размещения на поверхности грудной клетки человека большого количества электродов, уменьшение числа которых которого приводит к резкому уменьшению разрешающей способности.

В то же время доступны методы диагностики, позволяющие определять наличие изменений в бронхолёгочной системе человека и получать информацию о локализации данных изменений. Подобные методы основаны на использовании радио- и сверхвысокочастотного излучения [9]. Одной из потенциальных областей применения данных методов является определение изменений содержания жидкости в бронхолегочной системе [10, 11]. При этом проводят исследование распространения электромагнитных волн через грудную клетку пациента. Методы, основанные на применении электромагнитного излучения, обладают высокой степенью информативности, сравнимой с рентгенографическим обследованием и компьютерной томографией. Но при этом не подвергают пациента воздействию вредного ионизирующего излучения, что позволяет применять подобные методы при продолжительном наблюдении динамики болезни и определении эффективности назначенных лекарственных средств. При этом не требуется выполнения пациентом каких-либо дыхательных, либо иных, маневров. Кроме того, данные методы диагностики могут быть реализованы на основе недорогих портативных устройств, что позволит существенно увеличить шансы своевременной диагностики заболевания и успешного выздоровления. Все перечисленные особенности делают методы, основанные на использовании радио- и сверхвысокочастотного излучения, многообещающими для диагностики заболеваний бронхолёгочной системы, особенно у детей раннего возраста.

В настоящей работе предлагается способ неинвазивной диагностики бронхиальной астмы и определения локализации изменений в бронхолёгочной системе на основе исследования особенностей распространения СВЧ электромагнитного излучения через грудную клетку человека. Дополнительным преимуществом предлагаемого метода является то, что для проведения обследования не требуется выполнения какой-либо калибровочной процедуры. Немаловажным является то, что при проведении обследования пациент не подвергается какому-либо вредному воздействию, от пациента не требуется выполнения каких-либо действий, что позволяет применять данный метод диагностики для детей раннего возраста, а также осуществлять мониторинг состояния пациента в течение всего периода лечения.

Результаты экспериментального исследования

Было проведено обследование 12 человек с установленным диагнозом БА (первая группа) [12]. Контрольную группу составили 10 здоровых человек соответствующего пола и возраста, сопоставимых по морфометрическим характеристикам строения грудной клетки (вторая группа). Исследование проводилось с помощью лабораторного векторного анализатора цепей Rohde&Schwarz ZVB20 в диапазоне частот от 800 МГц до 2000 МГц. Уровень выходной СВЧ мощности не превышал 100 мВт, что на несколько порядков ниже максимально допустимого уровня мощности, установленного Государственной системой санитарно-эпидемиологического нормирования Российской Федерации. Время обследования не превышало 10 мин. Проводилось обследование только пациентов, давших письменное согласие на его проведение. Проверялось также соблюдение требований локально-этического комитета ГБОУ ВПО РостГМУ Минздрава России. Проводились измерения коэффициента прохождения СВЧ сигнала через грудную клетку обследуемых и коэффициента отражения СВЧ сигнала от неё с последующим анализом полученных результатов.

На рис.1 представлены результаты измерения частотной зависимости коэффициента отражения СВЧ сигнала от грудной клетки здорового человека и страдающего бронхиальной астмой.

Анализ полученных результатов говорит о том, что на различных частотах и частях лёгких может иметь место достаточное различие результатов измерения коэффициента отражения СВЧ сигнала от грудной клетки пациентов, страдающих бронхиальной астмой, и контрольной группы здоровых людей (рис.1,а), которое на отдельных частотах может достигать 10 дБ. Однако, также возможна ситуация, когда указанного различия практически не наблюдается (рис.1,б). При этом, выявить какую-либо закономерность в процессе сравнения полученных результатов измерения коэффициента отражения СВЧ сигнала от грудной клетки пациентов первой и второй групп не удалось. Возможно это связано с неравномерностью распределения мокроты в объёме бронхолёгочной системы.

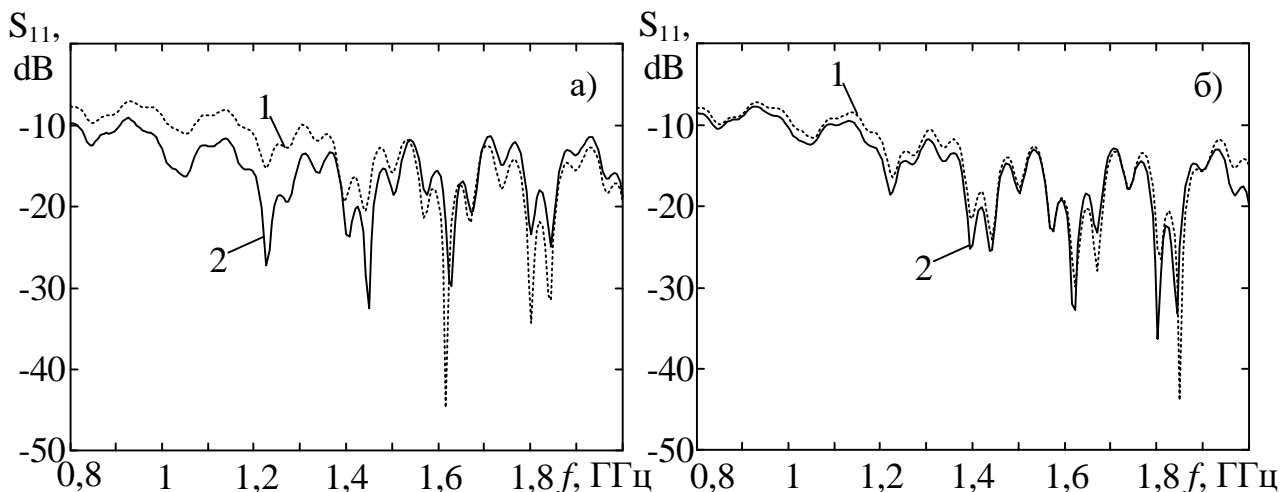


Рис.1. Зависимость коэффициента отражения СВЧ сигнала от грудной клетки здорового человека (кривая 1) и больного бронхиальной астмой (кривая 2)

Таким образом, измерение коэффициента отражения СВЧ сигнала от грудной клетки пациентов на данном этапе оказываются малоинформативными, что может быть в какой-то мере исправлено при накоплении базы данных измерений для пациентов различных возрастных групп и телосложения с последующим усреднением результатов.

На рис.2 и рис.3 приведены результаты измерения коэффициента прохождения СВЧ сигнала через грудную клетку пациента с установленным диагнозом БА и контрольного пациента соответственно.

Из рис.2,а следует, что при прохождении через верхнюю часть грудной клетки пациента, страдающего бронхиальной астмой, СВЧ сигнал претерпевает существенно меньшее ослабление в диапазоне частот от 900 МГц до 1500 МГц по сравнению со здоровым человеком из второй (контрольной) группы. Следует отметить, что в указанном диапазоне частот разница между значениями коэффициента прохождения СВЧ сигнала через грудную клетку достигает 20 дБ и более, в то время как на других частотах контраст между результатами обследования контрольной группы и больных БА не столь очевиден.

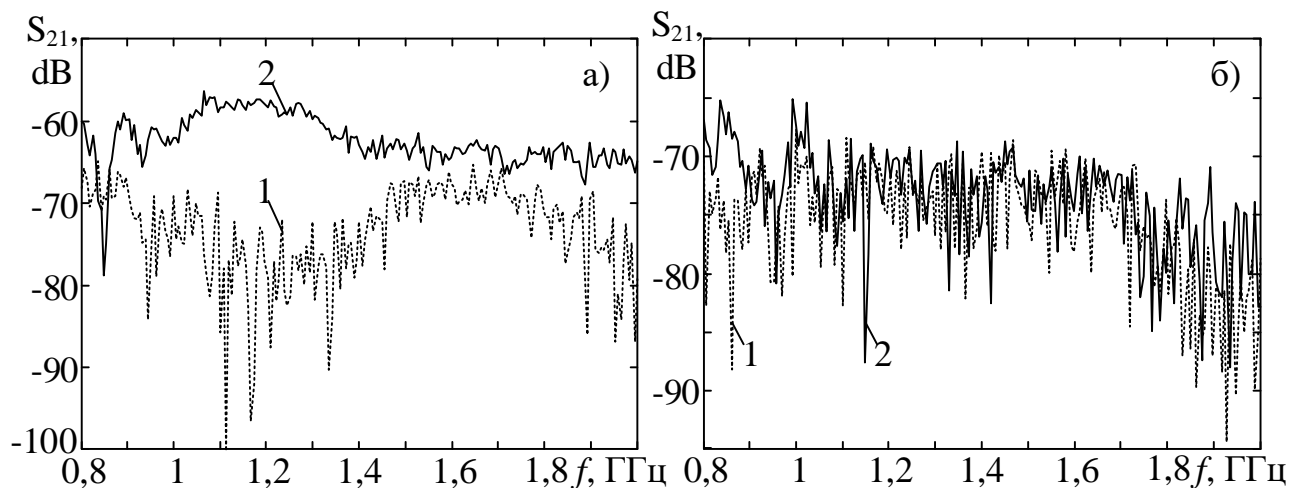


Рис.2. Зависимость коэффициента прохождения СВЧ сигнала через верхнюю (а) и среднюю (б) части лёгкого от частоты для здорового человека (кривая 1) и больного бронхиальной астмой (кривая 2)

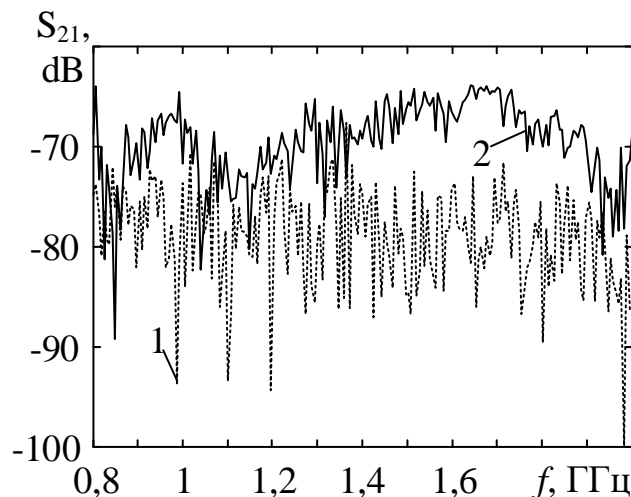


Рис.3. Зависимость коэффициента прохождения СВЧ сигнала через нижнюю часть лёгкого от частоты для здорового человека (кривая 1) и больного бронхиальной астмой (кривая 2)

Необходимо также отметить, что отличие значений коэффициента прохождения СВЧ сигнала через центральные части лёгких больного БА и здорового человека в рассмотренном диапазоне частот практически не наблюдается (рис.2,б). Данный факт связан с тем, что в этой части лёгких расположены главным образом бронхи крупного калибра, в которых скапливается незначительное, по сравнению с ниже- и вышележащими отделами, количество мокроты. Поэтому можно сделать вывод, что обнаруженное различие в значениях коэффициента прохождения СВЧ сигнала через грудную клетку больного БА и здорового человека является следствием скопления в воспалённых бронхах значительного количества мокроты, а не следствием сторонних факторов [13]. Кроме того, данный факт позволяет также осуществлять диагностику БА без использования какого-либо устройства калибровки или фантома грудной клетки человека.

Анализ результатов измерения частотной зависимости коэффициента прохождения СВЧ сигнала через нижнюю часть лёгкого здорового человека и страдающего бронхиальной астмой (рис.3) говорит о том, что диапазон частот, в котором наблюдается наибольшее различие между результатами для первой и второй групп пациентов, сдвигается в сторону более высоких частот по сравнению с результатами, приведенными на рис.2,а. Так наибольшее различие между результатами измерения коэффициента прохождения СВЧ сигнала через нижнюю часть лёгкого, а, следовательно, и более высокая вероятность определения наличия заболевания с помощью предлагаемого метода, наблюдается в диапазоне частот 1200 МГц – 2000 МГц.

Заключение

Таким образом, предложен метод неинвазивной диагностики заболеваний бронхолёгочной системы, в первую очередь, бронхиальной астмы. Использование коэффициента прохождения СВЧ-сигнала через грудную клетку пациента в качестве диагностического критерия позволяет обеспечить наиболее достоверную постановку диагноза – бронхиальная астма с одновременным определением локализации изменений в бронхолёгочной системе, вызванной течением заболевания.

Преимущества предлагаемого метода: простота реализации, отсутствие необходимости выполнения дыхательных маневров пациентом, отсутствие вредного воздействия на пациента в процессе обследования, позволяют его использовать для реализации мониторинга состояния пациента в течение всего периода лечения, что позволит своевременно определять приближение кризисных состояний, а также корректировать назначение лекарственных средств, а также для обследования пациентов всех возрастных групп, в том числе детей раннего возраста.

Создание устройства, в том числе в портативном исполнении, на основе предложенного метода позволит значительно расширить диагностические, и, следовательно, терапевтические возможности, а, соответственно, улучшить качество оказания медицинской помощи и предотвратить развитие осложнений у пациентов всех возрастных групп.

Источники финансирования и выражение признательности

Доклад подготовлен по итогам исследования, проведенного в рамках научного проекта при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований № 16-38-00263 мол_а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Национальная программа «Бронхиальная астма у детей. Стратегия лечения и профилактика» (четвертое изд.).-М.: Оригинал-макет, 2012, 184 с.
2. Nuri Celik, Ruthsenne Gagarin, Gui Chao Huang, Magdy F. Iskander, Benjamin W. Berg. Microwave Stethoscope: Development and Benchmarking of a Vital Signs Sensor Using Computer-Controlled Phantoms and Human Studies // IEEE Transactions on Biomedical Engineering, 2014, Vol.61, No. 8, pp. 2341-2349.
3. Matthew A. Cristensen, Evan Leitner, Benjamin Levy, Bharath B. Sathiyamoorthy, David T. Burke, Thomas H. Sisson. Breath Sounds Analysis for Asthma Monitoring: A Method for Automated Detection of Flow Events from Tracheal Recordings // 2014 Health Innovations and Point-of-Care Technologies Conference, Seattle, Washington USA, October 8-10, 2014, pp. 331-334.
4. Лебеденко А.А., Семерник О.Е., Демидова А.А. Способ выбора препарата-бронхолитика для лечения бронхиальной астмы у ребёнка в периоде обострения заболевания. Патент на изобретение RUS 2530658 14.08.2014.
5. Семерник О.Е., Демьяненко А.В., Семерник И.В., Лебеденко А.А. Проектирование прибора для диагностики бронхиальной астмы у детей раннего возраста // Сборник научных трудов по итогам международной научно-практической конференции «Актуальные проблемы и достижения в медицине», Самара, Инновационный центр развития образования и науки, 2015, 7 апреля, С. 136-138.
6. Neale R. Lange, Daniel P. Schuster. The measurement of lung water // Critical Care, 1999, Vol.3, No.2.
7. Keegan Kosasih, Udantha R. Abeyratne, Vinayak Swarnkar, Rina Triasih. Wavelet Augmented Cough Analysis for Rapid Childhood Pneumonia Diagnosis // IEEE Transactions on Biomedical Engineering, 2015, Vol.62, No.4, pp. 1185-1194.
8. Benjamin Sanchez, Gerd Vandersteen, Irene Martin, Diego Castillo, Alfons Torrego, Pere J. Riu, Johan Schoukens, Ramon Bragos. In vivo electrical bioimpedance characterization of human lung tissue during the bronchoscopy procedure. A feasibility study // Medical Engineering & Physics, 2013, Vol. 35, pp. 949-957.
9. Paul M. Meaney, Keith D. Paulsen, John T. Chang. Near-Field Microwave Imaging of Biologically-based Materials Using a Monopole Transceiver System // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1998, Vol.46, No.1, pp.31-45.
10. S. Ahdi Rezaeieh, A. Zamani, K. S. Bialkowski, A. Mahmoud, A. M. Abbosh. Feasibility of Using Wideband Microwave System for Non-Invasive Detection and Monitoring of Pulmonary Oedema // Scientific Reports, 2015, Vol. 5, pp. 1-11.
11. Соколова В.С., Климов А.Б., Гасс М.В., Свирин А.А. Прибор для исследования кровенаполнения и вентиляции лёгких // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника, 2003, №5, С. 3-7.
12. Семерник О.Е., Демьяненко А.В., Семерник И.В., Лебеденко А.А. Определение рабочей частоты прибора для диагностики бронхиальной астмы у детей // Proceedings of the V International scientific and practical conference "Fundamental and applied sciences today», North Charleston, SC, USA, 2015, pp. 47-49.
13. О.Е. Семерник, А.А. Лебеденко, И.В. Семерник, А.В. Демьяненко. Радиочастотное сканирование грудной клетки как метод диагностики бронхиальной астмы у детей // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2015. – т. 58, № 8/2. – С. 328-330.

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БИПЕРИОДИЧЕСКОЙ СВЕРХРАЗМЕРНОЙ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ

Дейчули М.П., Кошелев В.И., Чазов В.А.
Институт сильноточной электроники СО РАН
koshelev@lhfe.hcei.tsc.ru

В работе проведены численные исследования электродинамических характеристик бипериодических замедляющих структур, используемых в многоволновом черенковском генераторе. Для различных геометрий бипериодической сверхразмерной замедляющей структуры получены зависимости коэффициента пропускания моды TM_{01} от частоты, продольное и поперечное распределение амплитуды резонансного поля. Проведен анализ причин более стабильной генерации излучения в бипериодической замедляющей структуре.

Введение

Ранее [1, 2] экспериментально было показано, что использование бипериодической замедляющей структуры (ЗС) в многоволновом черенковском генераторе (МВЧГ) [3] позволяет расширить диапазон величины ведущего магнитного поля при сохранении стабильной генерации микроволнового излучения. Кроме того, параметры излучения генератора с такой ЗС меньше зависят от качества юстировки электронного пучка.

В данной работе проведены численные исследования электродинамических характеристик бипериодических ЗС. Расчеты проводились методом матриц рассеяния симметричных мод круглого волновода. Для различных геометрий бипериодической замедляющей структуры получены зависимости коэффициента пропускания моды TM_{01} от частоты, продольное и поперечное распределение амплитуды резонансного поля. Показано, что в соседних ячейках ЗС с разными периодами поверхностное электромагнитное поле имеет максимумы на различных радиусах. Результаты расчетов позволяют сделать вывод о причинах более стабильной генерации излучения в бипериодической ЗС. В случае, когда максимумы разнесены по радиусу, интегральная мощность взаимодействия сгустков пучка и электромагнитного поля в меньшей степени зависит от юстировки и величины ведущего магнитного поля.

Матрицы рассеяния симметричных мод круглого волновода на диафрагме

Метод матриц рассеяния [4] удобно использовать для определения электромагнитного поля в сложных сверхразмерных ЗС.

Базовым элементом в методе является определение матриц рассеяния на стыке двух волноводов (рис. 1) и на диафрагме (рис. 2).

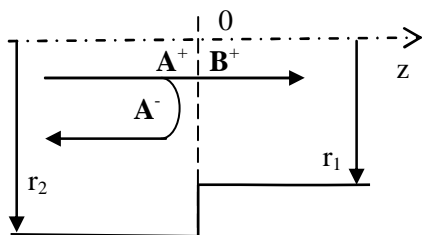


Рис. 1. Волновод со скачком радиуса.

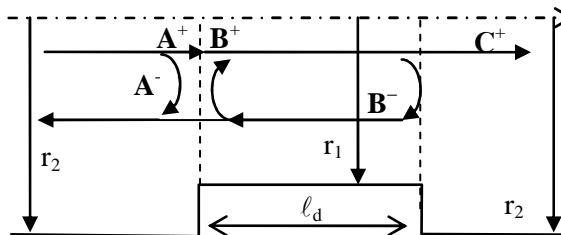


Рис. 2. Волновод с диафрагмой.

Рассмотрим волновод со скачкообразным изменением радиуса с r_2 до r_1 в сечении $z = 0$. Волнистой линией будем обозначать моды волновода с радиусом r_1 . Введем векторы $\{A_+\}$, $\{A_-\}$ и $\{B_+\}$. Элементами этих векторов являются комплексные амплитуды соответствующих волноводных мод. Вектор $\{A_+\}$ задан. Требуется определить векторы $\{A_-\}$ и $\{B_+\}$. Эту задачу решим методом сшивания двух областей. Должны выполняться следующие условия:

1. Тангенциальные к сечению $z=0$ составляющие полного поля при $r < r_1$ должны быть непрерывны.
2. Тангенциальное электрическое поле равно нулю при $r_1 < r < r_2$.

3. Для поля должно выполняться условие на ребре при $\rho \rightarrow 0$: $E_z, E_r \sim \rho^{-1/3}$ и $H_\varphi \sim \rho^{2/3}$, где $\rho^2 = (z - z_g)^2 + (r - r_1)^2$, z_g и r_1 – координаты ребра.

Первые два условия запишем в виде:

$$E_r = \begin{cases} \tilde{E}_r, & (r < r_1) \\ 0, & (r_1 < r < r_2) \end{cases}, H_\varphi = \tilde{H}_\varphi, \quad (r < r_1). \quad (1)$$

Учитывая свойство ортогональности, можно получить следующие соотношения для векторов $\{A_+\}$, $\{A_-\}$ и $\{B_+\}$:

$$\begin{cases} \{A_+\} + \{A_-\} = [C]\{B_+\} \\ [C]^T (\{A_+\} - \{A_-\}) = \{B_+\} \end{cases} \text{ и, следовательно: } \begin{cases} \{A_-\} = ([C][C]^T + \mathbf{I})^{-1} ([C][C]^T - \mathbf{I})\{A_+\} \\ \{B_+\} = 2([C]^T [C] + \mathbf{I})^{-1} [C]^T \{A_+\} \end{cases}. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{I} – единичная матрица, элементы матрицы $[C]$ определяются следующим:

$$C_{n,m} = (-1)^m 2 \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \frac{\sqrt{\tilde{k}_{z,m}^e} v_{0,n}^e J_0(v_{0,n}^e r_1 / r_2)}{k_{z,n}^e |J_1(v_{0,n}^e)| \left((v_{0,n}^e r_1 / r_2)^2 - v_{0,m}^e{}^2 \right)}. \quad (3)$$

Матрицы $\mathbf{Rts} \equiv ([C][C]^T + \mathbf{I})^{-1} ([C][C]^T - \mathbf{I})$ и $\mathbf{Tts} \equiv 2([C][C]^T + \mathbf{I})^{-1} [C]^T$ преобразуют амплитуды падающих волн в амплитуды волн рассеянных на скачке радиуса назад и вперед соответственно. Аналогичным способом можно получить матрицы рассеяния для случая скачкообразного изменения радиуса волновода с r_1 до r_2 . Сразу приведем для них формулы: $\mathbf{Rst} \equiv -([C]^T [C] + \mathbf{I})^{-1} ([C]^T [C] - \mathbf{I})$ и $\mathbf{Rst} \equiv 2([C]^T [C] + \mathbf{I})^{-1} [C]$.

Формулы для матриц рассеяния волн на диафрагме назад и вперед с геометрией, показанной на рис. 2, выводятся с помощью формул $\mathbf{Rd} = (\mathbf{Rts} + \mathbf{Tst} \cdot \Lambda \cdot \mathbf{Rst} \cdot \Lambda_1 (\mathbf{I} - (\mathbf{Rst} \cdot \Lambda)^2)^{-1} \mathbf{Tts})$ и $\mathbf{Td} = \mathbf{Tst} \cdot \Lambda (\mathbf{I} - (\mathbf{Rst} \cdot \Lambda)^2)^{-1} \mathbf{Tts}$ соответственно, где Λ – диагональная матрица, отвечающая за набег фазы каждой волны в трубе радиусом r_1 на длине ℓ_d . С помощью аналогичных формул можно определить матрицы рассеяния от двух, трех и т.д. диафрагм расположенных на различных расстояниях, с соответствующими матрицами Λ .

С помощью матриц рассеяния можно решить следующие задачи:

- Определение мод и дисперсионной зависимости для бесконечного периодического и бипериодического волноводов.
- Определение поля в ЗС по заданному полю на входе.
- Определение собственных полей (резонансов) сложной ЗС конечной длины.

Расчеты аксиально симметричного поля бипериодической замедляющей структуры

С помощью матриц рассеяния можно записать дисперсионное уравнение для бесконечного диафрагмированного волновода:

$$\text{Det} \left\{ \exp(ik_z d) \cdot \mathbf{I} - \mathbf{Td} \cdot \Lambda_2 - \mathbf{Rd} \cdot \Lambda_2 (\exp(-ik_z d) \cdot \mathbf{I} - \mathbf{Td} \cdot \Lambda_2)^{-1} \mathbf{Rd} \cdot \Lambda_2 \right\} = 0, \quad (4)$$

где Λ_2 – диагональная матрица, отвечающая за набег фазы каждой волны в трубе радиусом r_2 на длине между диафрагмами. Это уравнение следует из условия равенства поля в сечениях z и $z+d$ с точностью до фазового множителя $\exp(ik_z d)$ (теорема Флоке). В случае бипериодического волновода в формуле (4) следует заменить d на $d_1 + \ell_d$, \mathbf{Td} и \mathbf{Rd} на матрицы рассеяния для двух соседних диафрагм с учетом набег фаз на длине между парами диафрагм.

Модой (резонансом) ЗС будем называть распределение поля, которое воспроизводится в пространстве и по фазе (но не по амплитуде) при распространении волн диафрагмированного волновода с отражением на концах при взаимной трансформации. Мода характеризуется комплексной частотой колебаний поля. Метод заключается в представлении поля между условными секциями ЗС суммой мод гладкого волновода. Секции можно интерпретировать как зеркала резонатора. В таком случае задача сводится к определению комплексных амплитуд (вектор \mathbf{A}) мод в трубе между секциями, которые после отражения от одной, а затем и второй секции имели бы те же фазы. Модули всех амплитуд должны измениться пропорционально одному и тому же действительному значению κ . Этот метод, по сути, аналогичен методу, изложенному в работе [5]. В матричном виде система уравнений, отвечающая условиям воспроизведения, имеет вид:

$$[R_1][R_2]\{A\} = \kappa\{A\}. \quad (5)$$

Здесь $[R_1]$ и $[R_2]$ - матрицы преобразований при отражении от секций (зависит от геометрии и частоты колебаний ω), κ - действительное число. Каждому собственному значению ω_s и κ_s соответствуют собственные вектора $\{A\}_s$. С помощью амплитуд мод $\{A\}_s$ в трубе дрейфа можно определить конфигурацию поля s -той моды во всем объеме. Определение резонансов тем точнее, чем ближе к 1 величина κ_s . Величина κ_s связана с затуханием поля γ . В одномодовом случае ($2r_2/\lambda \sim 1$) эта связь имеет простой вид:

$$\kappa_s \approx \exp(-\gamma_s \tau_s), \quad (6)$$

где $\tau_s = \frac{2L}{v_{gr}}$, $v_{gr} = \frac{\partial \omega}{\partial k_z}$ - групповая скорость волны. Для сверхразмерного волновода (в нашем случае $r_2 = 6.5$ см и $2r_2/\lambda = 4$) декремент можно оценить через энергию поля и уходящую мощность.

Резонансные частоты в первом приближении можно определить с помощью зависимости от частоты коэффициента прохождения моды гладкого волновода TM_{01} через ЗС. Коэффициент прохождения – отношение суммарной средней мощности P^+ всех прошедших мод к мощности на входе моды TM_{01} . На рисунке 3 показана зависимость коэффициента прохождения моды гладкого волновода TM_{01} через периодическую ЗС из 16-и диафрагм. На рисунке 4 кружками показана более подробно зависимость для ЗС из 16-и диафрагм с периодом $d=1.32$ см, пунктирной и сплошной линиями – для бипериодических ЗС из 16-и диафрагм с таким же средним периодом $(d_1+d_2)/2=d$. Бипериодические ЗС отличались отношением d_1/d_2 : 0.91 – пунктирная линия, 0.84 – сплошная.

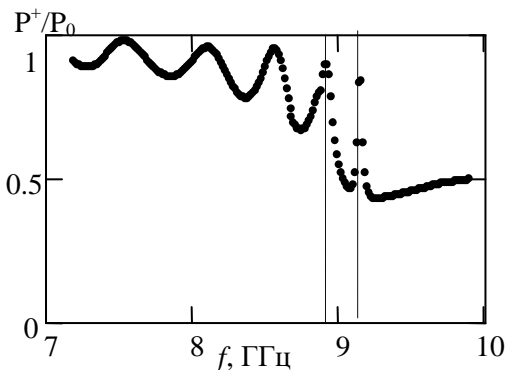


Рис. 3. Коэффициент пропускания моды TM_{01} гладкого волновода через секцию ЗС из 16 диафрагм.

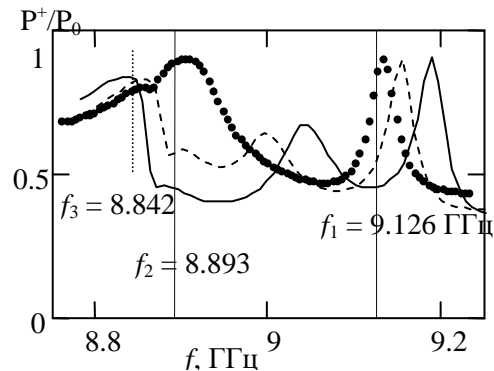


Рис. 4. Резонансы вблизи высокочастотной границы полосы прозрачности моды TM_{01} ЗС.

Частоты, на которых коэффициент прохождения имеет локальный максимум, близки к частотам продольного резонанса, рассчитанными по формуле (5). Частоты f_1 и f_2 соответствуют продольным резонансам моды TM_{01} . Частота f_3 соответствует продольному резонансу моды TM_{04} .

На рисунке 5 показаны амплитуды мод отрезка гладкого волновода в центре ЗС в зависимости от номера радиального индекса, полученные из матричного уравнения (5) (собственные вектора $\{A\}$) для частот f_1 и f_3 . Огибающие распределения для f_1 и f_3 помечены цифрами 1 и 2 соответственно. Зависимость

амплитуды продольной и поперечной компонент электрического поля вдоль оси z при $r = 5.78$ см на частоте резонанса $f = 9,126$ ГГц показана на рис. 6.

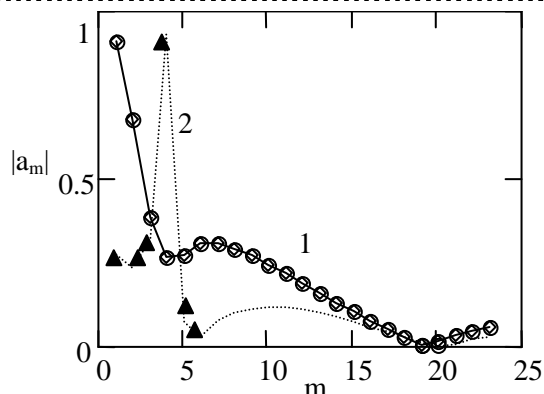


Рис. 5. Распределение модулей амплитуд мод TM_{0m} гладкой трубы между диафрагмами.

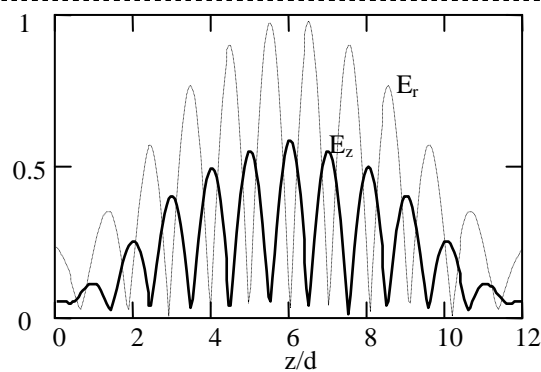


Рис. 6. Зависимость амплитуды продольной и поперечной компонент электрического поля вдоль оси z при $r = 5.78$ см на частоте резонанса $f = 9,482$ ГГц.

На рис. 7 и 8 показаны зависимости продольной компоненты поля от радиуса и продольной координаты соответственно в соседних ячейках бипериодической – кривые 1, 2 и периодической ЗС – кривая 3.

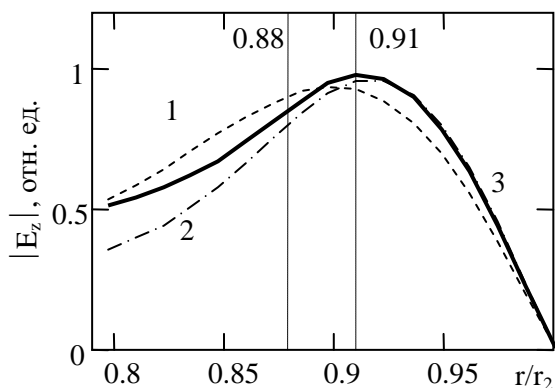


Рис. 7. Зависимость продольной компоненты поля от радиуса в соседних ячейках бипериодической ЗС: $d_1 = 1.25$ см – кривая 1, $d_2 = 1.38$ см – кривая 2; периодическая ЗС $d = 1.32$ – кривая 3.

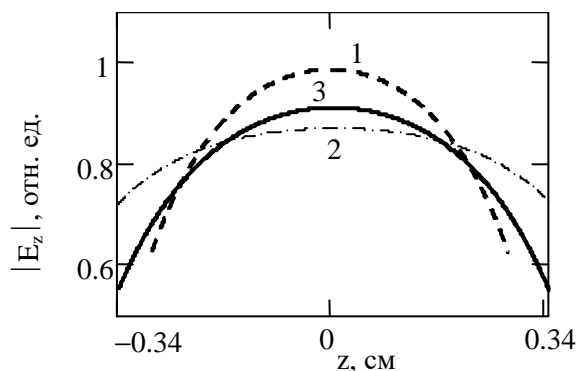


Рис. 8. Зависимость продольной компоненты поля от z при $r = 5.78$ см в соседних ячейках бипериодической ЗС: $d_1 = 1.25$ см – кривая 1, $d_2 = 1.38$ см – кривая 2; периодическая ЗС $d = 1.32$ – кривая 3.

Вертикальными линиями на рис. 7 показана область радиуса пучка при устойчивой работе генератора. Из рисунков видно, что в соседних ячейках ЗС с разными периодами поверхностное электромагнитное поле имеет максимумы на различных радиусах и различную степень спада к центру волновода. В случае первого магнитного резонанса ларморовский шаг сгустков сравним с двумя периодами ЗС, то есть сгусток приближается и удаляется от поверхности волновода через ячейку. Таким образом, в бипериодической структуре интегральная мощность взаимодействия сгустков пучка и электромагнитного поля будет в меньшей степени зависеть от юстировки пучка. Относительно слабая зависимость продольной компоненты поля в ячейке с большим периодом d_2 делает бипериодическую структуру более адаптивной к величине ларморовского шага, а значит и к величине ведущего магнитного поля.

Заключение

Методом матриц рассеяния проведены численные исследования электродинамических характеристик бипериодических ЗС. Для различных геометрий бипериодической замедляющей структуры получены зависимости коэффициента пропускания моды TM_{01} от частоты, продольное и поперечное распределение амплитуды резонансного поля. Показано, что в соседних ячейках ЗС с

разными периодами поверхностное электромагнитное поле имеет максимумы на различных радиусах. Результаты расчетов позволяют сделать вывод о причинах более стабильной генерации излучения в бипериодической ЗС.

ЛИТЕРАТУРА

1. Deichuly M.P., Koshelev V.I. MWCG with biperiodic output section of slow-wave structure // 12th Inter. Conf. on High-Power Particle Beams. – 1998. – V. 2. – P. 768–771.
2. Koshelev V.I., Deichuly M.P. Optimization of electron beam – electromagnetic field interaction in multiwave Cerenkov generators // Amer. Inst. of Physics (AIP) Conf. Proc. “High Energy Density Microwaves”. – 1998. – V. 494 – P. 347–359.
3. Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А. // Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Новосибирск: Наука, 1991.
4. Гаруца Н.А., Канавец В.И., Слепков А.И. Матричный метод в теории взаимодействия релятивистских электронных потоков с полями многомодовых электродинамических структур // Радиотехника и электроника. – 1988. – Т. 33. – № 4. – С. 783–795.
5. Fox A.G., Li T. Resonant modes in a maser interferometer // Bell System Technical Journal. – 1961. – V. 40. – No. 2. – P. 453–488.

РАСШИРЕНИЕ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ СЛОЖЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Кошелев В.И., Плиско В.В., Севостьянов Е.А.
Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск
koshelev@lhfe.hcei.tsc.ru

Расширение спектра сверхширокополосного излучения возможно при сложении в свободном пространстве электромагнитных импульсов с различной длительностью. Для этого предложено использовать решетки из комбинированных антенн, возбуждаемых биполярными импульсами длительностью 0.5, 1, 2 и 3 нс. Теоретически показана возможность получения излучения с шириной спектра более четырех октав. Рассмотрено формирование диаграммы решетки различной геометрии, возбуждаемыми импульсами с разными относительными временными сдвигами. На примере решетки 2x2 показана оптимальная структура решетки с максимумом диаграммы в главном направлении.

Введение

Ширина спектра мощных сверхширокополосных (СШП) электромагнитных импульсов определяется характеристиками излучателя и возбуждающего импульса напряжения. В работе [1] для расширения спектра излучения предложено синтезировать электромагнитный импульс при сложении в свободном пространстве импульсов с различной длительностью (полосой частот), излученных решеткой комбинированных антенн. В исследовании [2] показана возможность синхронной работы 4-х независимых формирователей биполярных импульсов (ФБИ) напряжения, возбуждающих 4-х элементную решетку комбинированных антенн. Амплитуда импульсов напряжения составляла 50 – 60 кВ, длительность – 3 нс и нестабильность по времени $\sigma = 50-70$ пс. Сложение полей от отдельных комбинированных антенн в решетке происходило в дальней зоне. Используя независимые ФБИ можно создать мощные СШП источники с комбинированными антеннами, возбуждаемыми биполярными импульсами напряжения разной длительности и таким образом увеличить полосу частот электромагнитного импульса. Это позволит расширить возможности СШП радаров и исследований восприимчивости электронных систем к воздействию сильных электромагнитных полей.

СШП импульсы и их спектры

Возможность расширения ширины спектра синтезированного импульса рассмотрим на примере импульсов, излучаемых разработанными ранее комбинированными антеннами, возбуждаемыми биполярными импульсами напряжения длительностью 0.5, 1, 2 и 3 нс [3]. Для моделирования импульса излученного комбинированной антенной, используем производную суммы двух гауссовых функций.

$$E(t, \tau) = \frac{8}{\tau} \left(\frac{4t}{\tau} - 2 \right) e^{-\left(\frac{4t}{\tau} - 2 \right)^2} - \frac{8}{\tau} \left(\frac{4t}{\tau} - 4 \right) e^{-\left(\frac{4t}{\tau} - 4 \right)^2}, \quad (1)$$

где τ – длительность биполярного импульса напряжения, возбуждающего антенну, по уровню 0.1 амплитуды. В работе [4] показано, что формула (1) достаточно хорошо моделирует реальные импульсы $E(t)$, излученные комбинированными антеннами, и их спектры $S(f)$. Импульсы, рассчитанные по формуле (1), приведены на рис. 1а, а их спектры показаны на рис. 1б.

Сложение импульсов излучения

При сложении импульсов излучения результат определяется как характеристиками импульсов, так и их временными задержками относительно друг друга. Таким образом, изменяя задержку между импульсами излучения с разной длительностью (шириной спектра) можем получать импульсы с разными характеристиками: длительностью, амплитудой и шириной спектра.

Будем оптимизировать синтезированный импульс по двум параметрам: максимальной амплитуде поля и максимальной ширине спектра. Заметим, что спектр импульса можно характеризовать следующими параметрами:

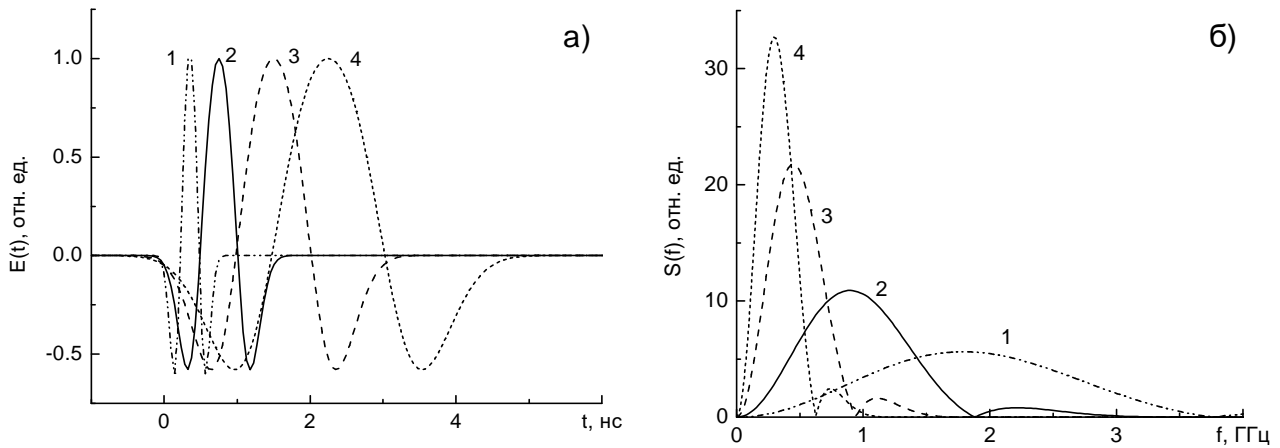


Рис.1. Осциллограммы (а) и спектры б) импульсов излучения 0.5 нс (1), 1 нс (2), 2 нс (3) и 3 нс (4), рассчитанных по формуле (1).

- 1) ширина спектра $\Delta f = f_H - f_L$, где f_L – нижняя, а f_H – верхняя граничные частоты спектра излучения по уровню -10 дБ;
- 2) относительная ширина спектра $\Delta f/f_0$, где $f_0 = (f_H + f_L)/2$ – центральная частота спектра излучения;
- 3) отношение верхней и нижней граничных частот $b = f_H/f_L$.

Сложение двух импульсов излучения

Первоначально рассмотрим сложение электромагнитных импульсов при возбуждении антенн биполярными импульсами длительностью 2 и 3 нс. Для анализа характеристик синтезированного импульса построим зависимости пиковой напряжённости поля и ширины спектра по уровню -10 дБ от задержки между импульсами (рис. 2).

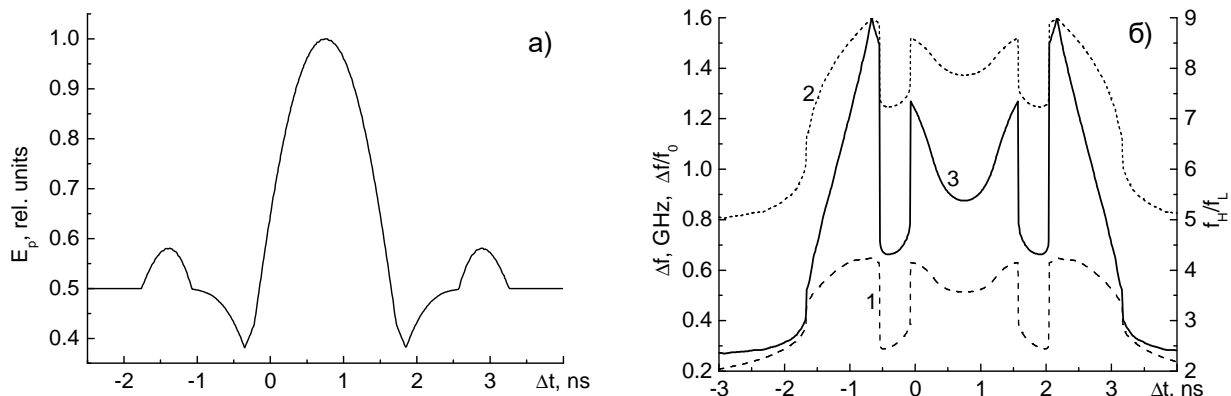


Рис. 2. Зависимость пиковой напряжённости поля (а) и зависимость спектра суммарного импульса по уровню -10 дБ (б) от задержки между импульсами. 1 – ширина спектра $\Delta f = f_H - f_L$, 2 – относительная ширина спектра $\Delta f/f_0$, 3 – отношение верхней и нижней граничных частот $b = f_H/f_L$.

Максимальная пиковая напряженность поля реализуется при задержке $\Delta t = 0.76$ нс, соответствующей синхронизации амплитуд импульсов (рис. 3). При этом амплитуды импульсов складываются, но отношение верхней и нижней граничных частот суммарного импульса по сравнению с импульсами, излученными при возбуждении антенн биполярными импульсами длительностью 2 и 3 нс, увеличивается незначительно, примерно на 10%.

Из рисунка 2 (б) видно, что для всех трех параметров, характеризующих спектр импульса, максимальные значения приходятся на задержки -0.66 и 2.16 нс. На рис. 4 приведен суммарный импульс для задержки $\Delta t = -0.66$ нс и его спектр. По сравнению с одиночным импульсом отношение верхней и нижней граничных частот суммарного импульса увеличилось в 1.85 раза и составило более трех октав. При этом амплитуда поля суммарного импульса уменьшилась по отношению к амплитуде исходных импульсов излучения на 7%.

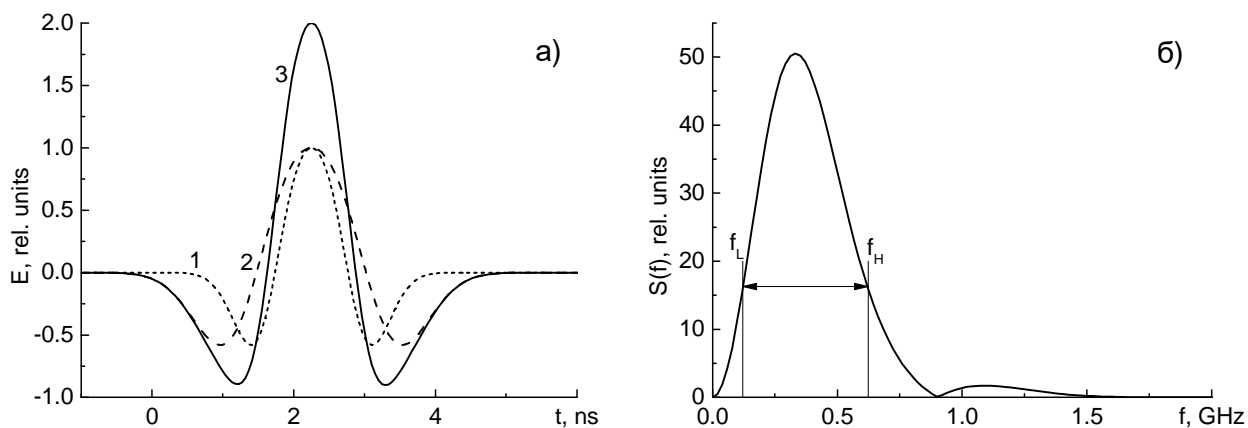


Рис. 3. Синхронизация импульсов по максимуму амплитуды. а) 1 – импульс излучения при возбуждении антенны биполярным импульсом длительностью 2 нс, 2 – импульс излучения при возбуждении антенны биполярным импульсом длительностью 3 нс, 3 – суммарный импульс излучения. б) спектр суммарного импульса излучения.

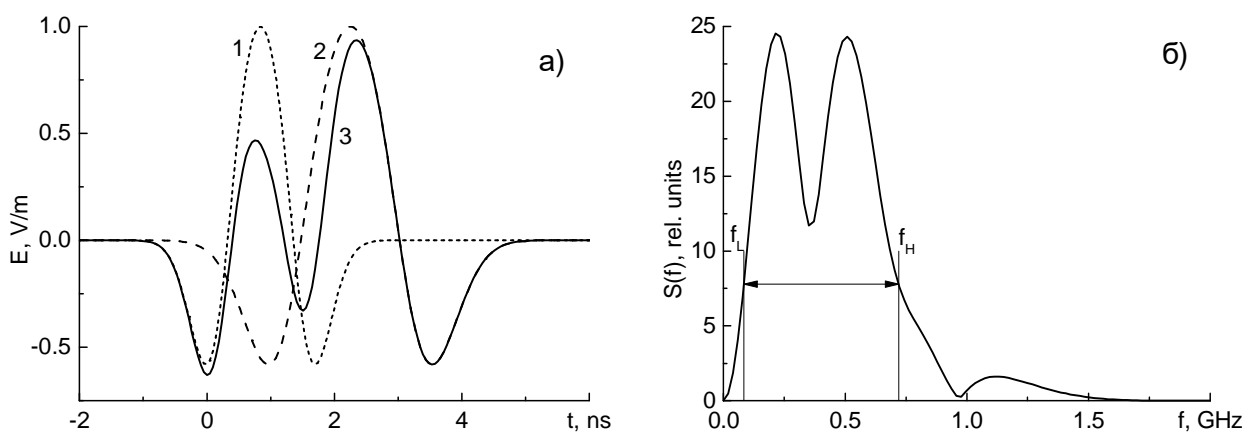


Рис. 4. Сложение импульсов с задержкой -0.66 нс. а) 1 – импульс излучения при возбуждении антенны биполярным импульсом длительностью 2 нс, 2 – импульс излучения при возбуждении антенны биполярным импульсом длительностью 3 нс, 3 – суммарный импульс излучения. б) спектр суммарного импульса излучения.

Таблица 1. Параметры импульсов излучения

импульс СШП излучения	f_L (GHz)	f_H (GHz)	f_0 (GHz)	Δf (GHz)	$\Delta f/f_0$	$b = f_H/f_L$
0.5 нс	0.664	3.074	1.869	2.410	1.29	4.632
1 нс	0.332	1.537	0.934	1.205	1.29	4.632
2 нс	0.1658	0.7686	0.4672	0.6028	1.290	4.636
3 нс	0.1104	0.5125	0.3115	0.4021	1.291	4.643
2+3 нс, по максимуму амплитуды	0.1209	0.6232	0.3721	0.5023	1.35	5.153
2+3 нс, по максимальной ширине спектра	0.0835	0.72	0.4017	0.6364	1.584	8.618
0.5 нс+1 нс+2 нс +3 нс, по максимуму амплитуды	0.124	0.766	0.445	0.643	1.444	6.192
0.5 нс+1 нс+2 нс +3 нс, по максимальной ширине спектра	0.077	1.74	0.91	1.663	1.831	22.69

В таблице 1 приведены частотные характеристики для одиночных импульсов (рис. 1) и суммарных импульсов для задержек 0.76 и -0.66 нс (рис. 3 и 4). Из таблицы видно, что большой вклад в расширение полосы суммарного импульса с задержкой $\Delta t = -0.66$ нс вносит сдвиг нижней граничной частоты f_L до 83.5 МГц.

Сложение четырех импульсов излучения

Рассмотрим сложение электромагнитных импульсов при возбуждении антенн биполярными импульсами длительностью 0.5, 1, 2, 3 нс. Для нахождения импульса с максимальной шириной спектра использовался метод Basin–Hopping. Это стохастический алгоритм, который ищет глобальный минимум гладкой скалярной функции одной или нескольких переменных [5]. В расчете искали задержки для импульсов 0.5, 1, 2 нс относительно импульса длительностью 3 нс. Суммарный импульс, построенный по найденным задержкам 0.823 нс, 1.191 нс и 0.773 нс для импульсов 0.5, 1, 2 нс соответственно, и его спектр приведены на рис. 5. Отношение граничных частот составило 22.69 (Таблица 1.).

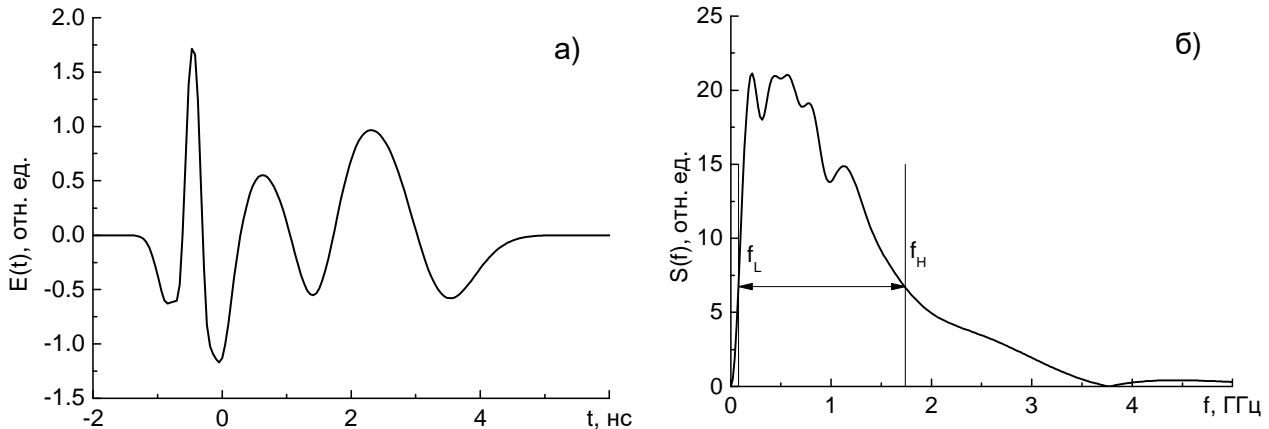


Рис.5. Форма импульса, полученного путем сложения импульсов при возбуждении антенн биполярными импульсами длительностью 0.5 нс, 1 нс, 2 нс и 3 нс с задержками -0.823 нс, 1.191 нс и 0.773 нс (а), и его спектр (б).

Реальные устройства, генерирующие импульсы напряжения, работают с некоторой временной нестабильностью. Было приведено моделирование сложения импульсов излучения с нестабильностью по времени. Нестабильность вводилась добавлением во временную задержку каждого импульса случайной величины, распределенной по нормальному закону с заданным среднеквадратическим отклонением σ . Для $\sigma = 0.1$ нс относительная ширина спектра импульса уменьшается на 10%.

Диаграммы направленности

Для антенн и решеток, излучающих сверхширокополосные импульсы, будем аналогично [3] использовать диаграмму направленности по пиковой мощности E_p^2 . При синхронизации импульсов длительностью 2 и 3 нс по максимуму поля ($\Delta t = 0.76$ нс) диаграмма направленности не будет отличаться от диаграммы решетки, синхронно возбуждаемой ($\Delta t = 0$ нс) импульсами с одинаковой длительностью (рис. 6, кривая 1). Однако для суммарного импульса с максимальной шириной спектра ($\Delta t = -0.66$ нс) направление максимума диаграммы направленности будет зависеть от конфигурации решетки. Рассмотрим решетку комбинированных антенн 2×2 , в которой два элемента возбуждаются биполярным импульсом напряжения длительностью 2 нс и два элемента возбуждаются биполярным импульсом длительностью 3 нс. Две возможные конфигурации приведены на рис. 7. Цифрами 2 и 3 отмечены элементы решетки, возбуждаемые биполярными импульсами длительностью соответственно 2 и 3 нс. Будем рассчитывать диаграммы решеток по пиковой мощности излучения в Н-плоскости путем прямого сложения импульсов, излученных элементами решетки, полагая, что элемент имеет кардиоидную диаграмму направленности и форма импульса излучения не зависит от угла. Для конфигурации решетки, изображенной на рис. 7а, максимум диаграммы направленности смещен на угол 50° (рис. 6, кривая 2). Чтобы вернуть максимум диаграммы направленности в главное направление (перпендикулярно плоскости решетки) необходимо использовать конфигурацию решетки, изображенную на рис. 7б. В этом случае (рис. 6, кривая 3) диаграмма направленности практически не

отличается от диаграммы направленности для импульсов излучения, синхронизованных по максимуму поля.

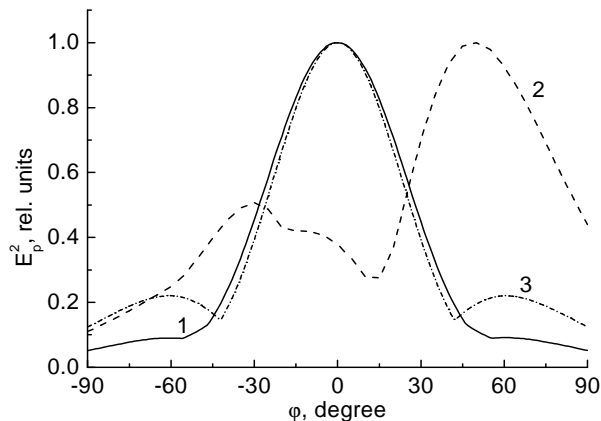


Рис. 6. Диаграммы направленности решеток 2x2 в H-плоскости. 1 – при синхронном возбуждении ($\Delta t=0$ нс) импульсами с одинаковой длительностью, 2 – при возбуждении импульсами 2 и 3 нс с $\Delta t=-0.66$ нс (вариант 7а), 3 – при возбуждении импульсами 2 и 3 нс с $\Delta t=-0.66$ нс (вариант 7б).

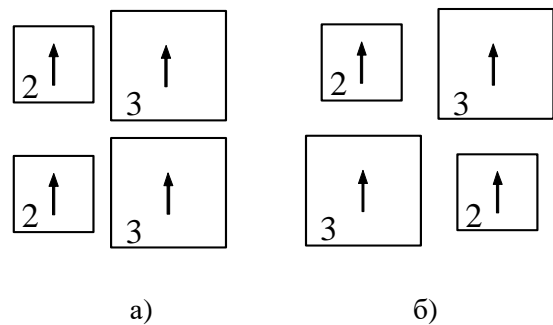


Рис. 7. Варианты конфигурации решетки 2x2. Стрелками показана плоскость поляризации вектора E.

Заключение

С помощью численного моделирования показана возможность расширения спектра сверхширокополосного излучения путем сложения в свободном пространстве импульсов с различной длительностью (полосой частот). Возможно получение импульсов излучения с шириной спектра более четырех октав при возбуждении антенн биполярными импульсами длительностью 0.5, 1, 2 и 3 нс. Для получения диаграммы направленности с максимумом в главном направлении элементы в решетке нужно размещать по диагонали.

Работа выполнена при поддержке Российским научным фондом, проект 16-19-100081.

ЛИТЕРАТУРА

1. Andreev Yu.A., Buyanov Yu.I., Koshelev V.I., Plisko V.V. and Sukhushin K.N. Multichannel antenna system for radiation of high-power ultrawideband pulses // Proc. Ultra-Wideband, Short-Pulse Electromagnetics 4, – Tel-Aviv, 1999. – pp. 181–186.
2. Ефремов А.М., Ковальчук Б.М., Кошелев В.И., Плиско В.В. Четырехканальный источник мощных импульсов сверхширокополосного излучения // Приборы и техника эксперимента. – 2013. – Т. 56. – № 3. – С. 61– 67.
3. Беличенко В.П., Буянов Ю.И., Кошелев В.И. Сверхширокополосные импульсные радиосистемы / под ред. В.И. Кошелева – Новосибирск: Наука, 2015.
4. Кошелев В.И., Плиско В.В., Севостьянов Е.А. Синтез сверхширокополосного излучения на основе решетки комбинированных антенн, возбуждаемой биполярными импульсами разной длительности // Известия высших учебных заведений, Физика. –2015. – Т. 58. – № 8/3. – С. 54 – 58,
5. Wales D.J., Doye J.P.K. Global Optimization by Basin-Hopping and the Lowest Energy Structures of Lennard-Jones Clusters Containing up to 110 Atoms // Journal of Physical Chemistry. – 1997. – V. 101. – pp. 5111–5116.

ИМПУЛЬСНЫЙ 3-ММ РЕЛЯТИВИСТСКИЙ ГИРОТРОН С МУЛЬТИМЕГАВАТТНЫМ УРОВНЕМ ВЫХОДНОЙ МОЩНОСТИ

Абубакиров Э.Б., Денисов Г.Г., Гузнов Ю.М., Завольский Н.А., Запелалов В.Е., Запелалов С.А., Леонтьев А.Н., Планкин О.П., Розенталь Р.М., Седов А.С., Семенов Е.С.

*Федеральное государственное бюджетное научное учреждение "Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук" (ИПФ РАН)
edward@appl.sci-nnov.ru, jamasiro@mail.ru*

Разработан и экспериментально реализован импульсный релятивистский гиротрон 3-мм диапазона длин волн. Гиротрон с рабочей модой TE_{12,5} круглого волновода создан на базе электронного ускорителя «Сатурн-Ф» Института прикладной физики РАН, обеспечивавшего получение электронного пучка с энергией частиц 220-240 кэВ, током 90-110 А и длительностью около 1 мкс. Винтовой электронный пучок с пич-фактором (отношением поперечной и продольной скоростей частиц) 1,2-1,3 формировался трехэлектродной термоэмиссионной пушкой с последующей магнитной компрессией. В оптимальном по величинам магнитного поля в резонаторе и пич-фактора электронов режиме получено излучение на частоте 94,5 ГГц с выходной мощностью 5,6 МВт. Вывод излучения осуществлялся гауссовым волновым пучком, формируемым встроенным квазиоптическим преобразователем.

Введение

Мощные источники миллиметрового диапазона длин волн представляют значительный интерес для различных приложений, таких как нагрев плазмы в установках управляемого термоядерного синтеза, системы питания линейных ускорителей заряженных частиц со сверхвысоким темпом ускорения и перспективные схемы радиолокации. Практически единственными кандидатами на генерацию интенсивного излучения в коротковолновой части миллиметрового диапазона являются гирорезонансные приборы. Современные гиротроны для установок управляемого термоядерного синтеза обеспечивают выходную мощность до 2 МВт в непрерывном режиме на частоте 140 ГГц [1,2]. Естественным способом повышения мощности до уровней 5 МВт и более является увеличение энергии частиц винтового электронного пучка гиротрона до уровня нескольких сотен киловольт, то есть переход в релятивистскую область энергий.

Долгое время считалось, КПД гиротрона с ускоряющим напряжением, соответствующим релятивистской области энергий электронов значительно снижается по сравнению с областью слабого релятивизма. Однако детальное численное моделирование процессов электронно-волнового взаимодействия в резонаторах гиротронов показало, что независимо от энергии электронов возможна реализация условий, при которых КПД будет достигать больших значений [3]. Экспериментально это было подтверждено путем реализации в ИПФ РАН релятивистских гиротронов на частотах 9.2 и 30 ГГц с рекордными значениями уровня мощности (~ 10 МВт) и КПД (~ 50%) [4,5]. Успех в реализации данных приборов предопределил постановку задачи по созданию гиротрона с аналогичными характеристиками в W-диапазоне частот. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию этого прибора.

Экспериментальная установка, особенности конструкции

Релятивистский гиротрон W-диапазона реализован на базе импульсно-периодического термоэмиссионного электронного ускорителя «Сатурн-Ф», позволяющего генерировать электронные пучки с энергией частиц до 500 кэВ и током до 200 А при длительности импульса 1 мкс и частоте повторения до 10 Гц [6]. Для текущего проекта значение ускоряющего напряжения составляет 240-250 кВ, а тока пучка 90-100А. Эти значения обусловлены максимальной индукцией магнитного поля, создаваемого используемым криомагнитом, поскольку рабочая частота гиротрона ω должна быть близкой к циклотронной частоте электронов ω_B

$$\omega \approx \omega_B = eB/mc\gamma, \quad (1)$$

и величина направляющего магнитного поля B очень критична, в особенности для релятивистских пучков, для которых зависимость циклотронной частоты от энергии частиц $E=mc^2\gamma$ и, соответственно, ускоряющего напряжения $U=(mc^2/e)(\gamma-1)$, становится очень сильной (γ – релятивистский масс-фактор). В установке используется заливной гелиевый криомагнит производства НПП ГИКОМ,

использовавшийся ранее для традиционных слабoreлятивистских гиротронов с рабочей частотой 140-170 ГГц и обеспечивающий величину индукции магнитного поля до 5 Тл.

Принципиальная сема гиротрона представлена на рис.1.

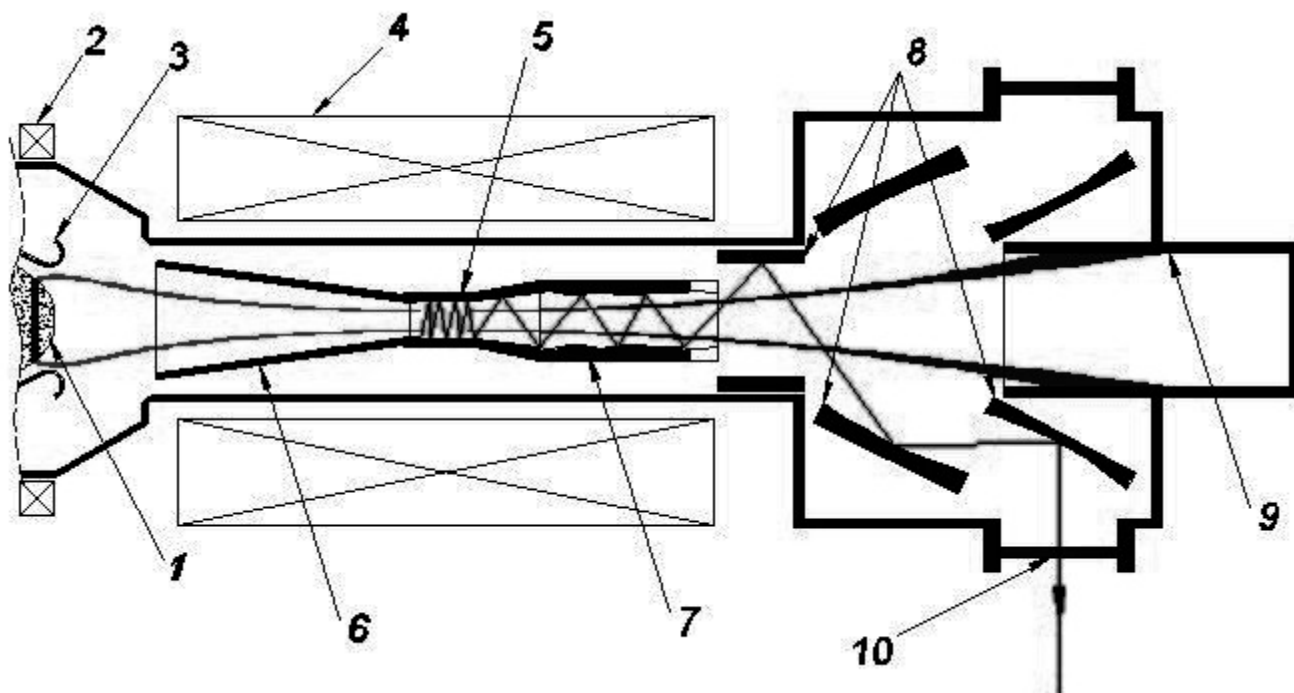


Рис. 1. Принципиальная схема 94.4 ГГц релятивистского гиротрона. (1) – катод, (2) – корректирующая катушка, (3) – анод, (4) - криомагнит, (5) – резонатор, (6) – канал транспортировки пучка, (7) – квазиоптический преобразователь, (8) – направляющие зеркала (9), - коллектор, (10) – выходное окно.

Магнетронно-инжекторная пушка построена по трехэлектродной схеме, в которой напряжение на первом аноде формируется из полного ускоряющего напряжения с помощью активного делителя. Используется импрегнированный алюминатно-бариевый катод с рабочей температурой 1050-1100 °С. Для устойчивого получения рабочих токов 80-100 А при сохранении приемлемых значений толщины пучка диаметр эмиттирующего пояса выбран равным 50 мм, угол наклона – 50°. Оптимизация параметров винтового электронного пучка осуществлялась программным комплексом ANGEL (ANalyzer of a Gyating ELEctrons)[7]. Цель оптимизации заключалась в получении требуемых параметров пучка (питч-фактор, разброс скоростей, ширина пучка и.т.д.) при минимальных изменениях существующей конфигурации электронной пушки. Было отмечено, что увеличение анодного напряжения ограничено пробоем на поверхности катода. Предшествующий опыт показал, что приемлемая напряженность электрического поля составляет 8-9 кВ/мм, в силу этого был установлен максимум анодного напряжения 150кВ. Расчеты показали возможность получения электронного пучка с током 80-100 А, питч-фактором 1.3 и разбросом поперечных скоростей порядка 20-25% при полном ускоряющем напряжении 250кВ

Выбор рабочей моды $TE_{12,5}$ был обусловлен предшествующим опытом по созданию гиротронов в рассматриваемой полосе частот. В частности эта мода была успешно использована в качестве рабочей в 84 ГГц гиротроне с уровнем выходной мощности 200 кВт в непрерывном режиме [8]. Профиль резонатора гиротрона был оптимизирован с целью повысить эффективность взаимодействия и в то же время минимизировать переизлучение рабочей моды в паразитные. Путем одномодового численного моделирования была предсказана возможность получения выходной мощности на уровне нескольких мегаватт при электронной эффективности 35-40% (рис. 2).

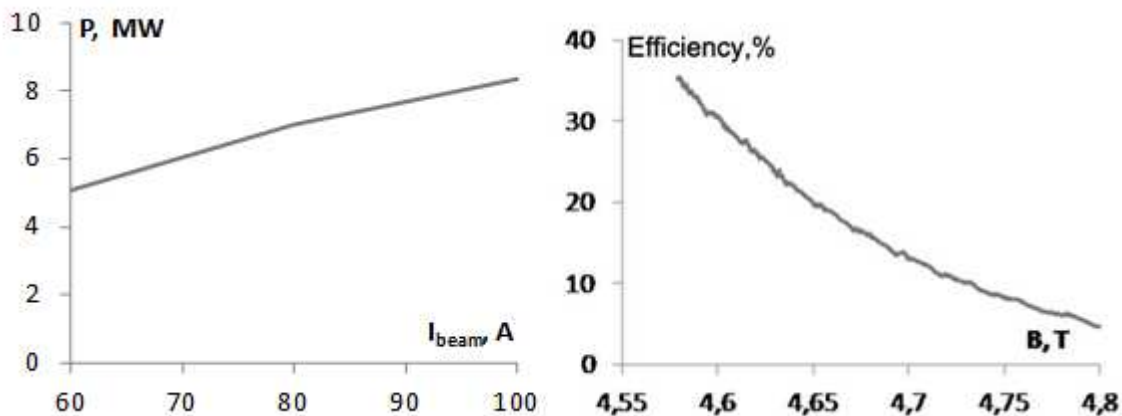


Рис. 2. Расчетные характеристики гиротрона: слева – зависимость выходной мощности от тока пучка ($U_0 = 250$ kV, $g = 1.3$); справа – зона генерации по магнитному полю для тока пучка 80А.

В реализованных ранее в ИПФ РАН релятивистских гиротронах была использована концепция осевого вывода энергии на рабочей моде. В такой схеме выходной волновод одновременно осуществляет функцию коллектора для отработанных электронов. Кроме очевидной проблемы неизбежного переизлучения рабочей моды на неоднородностях выходного волновода и, как следствие, возрастания потерь при дальнейшей транспортировке излучения, данная схема имеет еще один существенный недостаток, связанный со снижением порога развития мультипакторного разряда в области спада ведущего магнитного поля [9]. В разрабатываемом гиротроне предполагается использовать располагаемый в вакуумном объеме встроенный квазиоптический преобразователь излучения рабочей моды в гауссов пучок. Проектируемый преобразователь (см., например, [10]) включает в себя излучатель рабочей волны $TE_{12,5}$ в свободное пространство, квазипараболическое зеркало и два поворотных зеркала. Расчетная величина потерь в квазиоптическом преобразователе не превышает 5%. Выходное окно с апертурой 63.5 мм изготавливается из керамики на основе нитрида бора. Вторая симметричная система зеркал, изображенная на рис.1 была запланирована для создания возможности ввода внешнего СВЧ сигнала и не используется в данном эксперименте.

Криогенная система откачки ускорителя рассчитана на обеспечение уровня вакуума в рабочем объеме 5×10^{-5} Торр в дежурном режиме и 10^{-6} Торр в рабочем режиме. Для обеспечения вакуумных условий, близких к параметрам отпаянных приборов, предусмотрена возможность прогрева компонентов электродинамической системы до 400°C перед началом рабочей сессии.

Измерительная система состоит из двух детекторов, фиксирующих огибающую СВЧ сигнала, смесителя и гетеродина для анализа спектра излучения и калориметра, с помощью которого измеряется полная энергия импульса. Последнее значение, деленное на длительность импульса, дает пиковую выходную мощность устройства.

Экспериментальное исследование режимов гиротрона

В ходе экспериментов при магнитном поле, установленном вблизи циклотронного резонанса для рабочей моды, гиротрон продемонстрировал стабильную генерацию на частоте, близкой к ожидаемой.

Устройство было испытано для различных наборов управляющих параметров, основными из которых были величина индукции магнитного поля в резонаторе и коэффициент магнитной компрессии пучка. (рис 3) Последний параметр определяет питч-фактор электронов и радиус пучка в рабочем пространстве. Компрессия контролируется путем изменения тока во вспомогательной магнитной катушке, расположенной вблизи катода.

Максимальная выходная импульсная мощность наблюдаемая в эксперименте составила 5.6 МВт на частоте 94.4 ГГц при КПД около 20% (рис.4).

Наблюдаемая зона рабочего магнитного поля оказалась значительно уже, чем было предсказано численным моделированием. Предположительно, причиной этому может служить конкуренция мод, которая наблюдалась в некоторых экспериментах, где паразитная генерация наблюдалась до и после генерации основной моды. (рис.5)

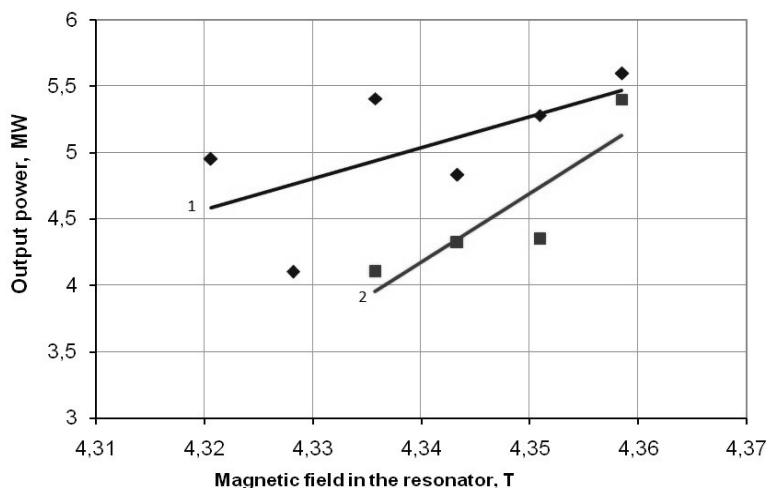


Рис. 3. Зависимость выходной мощности гиротрона от величины индукции магнитного поля в резонаторе. Ромбовидные (1) и квадратные (2) точки отвечают за ток катодной катушки 8 А и 16 А соответственно.

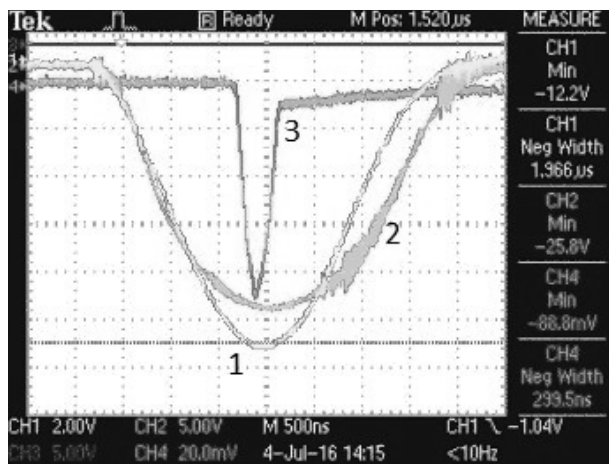


Рис. 4. Осциллограммы ускоряющего напряжения (кривая «1», пиковое значение 244 кВ), тока пучка (кривая «2», пиковое значение 103 А) и огибающей СВЧ импульса (кривая «3») соответствующие максимуму выходной мощности (5.6 МВт).

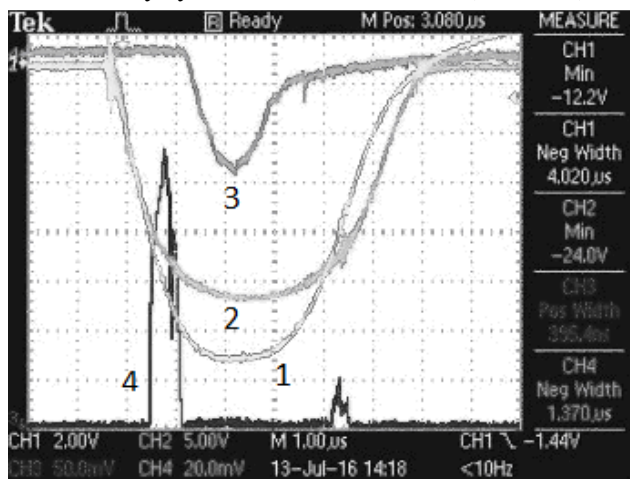


Рис. 5. Осциллограммы сигналов при наличии паразитной генерации. Кривая «3» соответствует излучению через основное выходное окно. Кривая «4» соответствует паразитному излучению, наблюдаемому на дополнительном окне. Остальные кривые такие же, как на рис.4.

Выводы

Был разработан и экспериментально испытан новый релятивистский гиротрон с рабочей длиной волны 3 мм. Была получена устойчивая одномодовая генерация с преобразованием излучения в гауссов пучок с помощью встроенного квазиоптического преобразователя. Выходная мощность гиротрона превышает 5 МВт при длительности импульса около 0.5 мкс.

В дальнейшем предполагается использовать полученные наработки для создания усилителя с аналогичными параметрами на основе гироклистронной схемы, ранее успешно отработанной для диапазона 8 мм [11].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант №14-29-00192.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rzesnicki T., Piosczyk B., Kern S., Ily S., Jianbo J., Samartsev A., Schlaich A., Thumm M. 2.2-MW Record Power of the 170-GHz European Preprototype Coaxial-Cavity Gyrotron for ITER // IEEE Transactions on Plasma Science, 2010, v.38, no.6, pp.1141-1149.
2. Thumm M. Recent Advances in the Worldwide Fusion Gyrotron Development // IEEE Transactions on Plasma Science, 2014, v.42, no.3, pp.590-599.
3. Завольский Н.А., Запечалов В.Е., Моисеев М.А. О повышении КПД релятивистского гиротрона // Изв. вузов. Радиофизика. 2001. Т.44. №4. С.345-352.
4. Zaitsev N.I., Ginzburg N.S., Ilyakov E.V., Kulagin I.S., Lygin V.K., Manuilov V.N., Moiseev M.A., Rosenthal R.M., Zapevalov V.E., Zavolsky N.A. X-Band, High-Efficiency Relativistic Gyrotron // IEEE trans. on Plasma Sci., 2002, v.30, no.3, p.840-845.
5. Зайцев Н.И., Завольский Н.А., Запечалов В.Е., Иляков Е.В., Кулагин И.С., Лыгин В.К., Моисеев М.А., Нечаев В.Е., Петелин М.И., Розенталь Р.М. Десятигигаваттный импульсный гиротрон с длиной волны 1 см и КПД 50% // Изв. ВУЗов Радиофизика, 2003, т.46, №10, с.914-918.
6. Zaitsev N.I., Zapevalov S.A., Ilyakov E.V., Kornishin S.Yu., Kofanov S.V., Kryltsov M.Yu., Kulagin I.S., Lygin V.K., Malygin A.V., Manuilov V.N., Movshevich B.Z., Perminov V.G., Petelin M.I., Fiks A.Sh., Shevchenko A.S., Tsalolikhin V.I., Kladukhin V.V., Krasnykh A. 500 keV, 200A microsecond electron accelerator with a repetition rate of 10 Hz // Proceedings of XXI Russian Accelerator Conference, 2008, Zvenigorod, pp. 339-341.
7. Планкин О. П., Семенов Е. С. Траекторный анализ электронно-оптической системы технологического гиротрона. // Вестник НГУ, серия «Физика». 2013. Т. 8, № 2, с. 44-54.
8. Belousov V.I., Bogdashov A.A., Denisov G.G., Kurbatov V.I., Malygin V.I., Malygin S.A., Orlov V.B., Popov L.G., Solujanova E.A., Tai E.M., Usachov S.V. The test results of the 84 GHz/200 kW/CW gyrotron // 13th Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating, Nizhny Novgorod, Russia, May 17-20, 2004.
9. Гвоздев А.К., Жарова Н.А., Зайцев Н.И., Семенов В.Е., Сорокин А.А. Развитие мультипактора в выходном тракте мощного импульсного гироклистрона // Журнал технической физики. 2012. Том 82, вып. 10. с.72-78.
10. Чирков А.В., Денисов Г.Г., Куфтин А.Н., Запечалов В.Е., Малыгин В.И., Моисеев М.А., Корнишин С.Ю. Многочастотный гиротрон с высокоэффективным синтезированным волноводным преобразователем // Письма в ЖТФ. 2007. Т.33. Вып.8. С.71-76.
11. Зайцев Н.И., Гвоздев А.К., Запечалов С.А., Кузиков С.В., Мануилов В.Н., Моисеев М.А., Плоткин М.Е.. Экспериментальное исследование мультимегаваттного импульсного гироклистрона // Радиотехника и электроника. 2014, том 59, № 2, с. 179–183.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАБИРИНТНЫХ СИСТЕМ ТОМАСА И ВОПРОСЫ ХАОТИЧЕСКОЙ ЛАБИРИНТНОЙ МОДУЛЯЦИИ

Савкин Л.В.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
solaris.rafo@gmail.com

В работе исследуются стандартные и модифицированные модели лабиринтных систем Томаса, приводящие к возникновению «лабиринтного» хаоса. Изучаются способы синхронизации лабиринтных систем, основанные как на использовании явления синхронного хаотического отклика, так и на ряде других подходов. Проведен анализ способов управления спектральными характеристиками генераторов «лабиринтного» хаоса Томаса. Предложен ряд способов применения лабиринтных систем в методах хаотической лабиринтной модуляции (CLM-модуляции). Особое внимание в работе уделено вопросам построения прецизионных генераторов «лабиринтного» хаоса Томаса на аппаратных платформах ПЛИС класса FPGA.

Введение

Крайне трудно, да и просто невозможно на сегодняшний день переоценить то значение, которое оказали и продолжают оказывать идеи детерминированного хаоса на развитие современных радиофизических и телекоммуникационных систем. Ярким примером тому служит неуклонный рост числа научных работ, посвященных применению различных моделей хаотических систем в самых разнообразных и порой даже не соотносящихся на первый взгляд областях жизнедеятельности человека.

Говоря о подходах по применению детерминированного хаоса в методах обмена информацией, нельзя не отметить, что в последнее время не только в научно-технической литературе, но и в быту все чаще стало встречаться такое понятия как *хаотическая модуляция сигналов*, или, что, пожалуй, еще чаще – *хаотическая синхронизация сигналов*, или *синхронизация хаоса* [1]. Этот факт, в свою очередь, свидетельствует о том, что на сегодняшний день существуют уже довольно общепринятые положения и теории, которые закладываются (или должны закладываться) в принципы построения радиофизических и телекоммуникационных систем, функционирование которых прямым или косвенным образом «переплетается» с элементами теории хаоса [2-4]. При этом речь идет не только о качественных математических теориях, которым, безусловно, принадлежит главенствующая роль в формировании общепонятного языка и базового математического аппарата и к которым, прежде всего, необходимо относить теорию колебаний и волн и теорию динамических систем [2, 5]. Теория хаоса отдает не менее значимую роль физическим приложениям и явлениям природы, которые, в общем-то, и послужили отправной точкой в начале ее зарождения как самостоятельного научного направления [5, 6].

Одной из главных заслуг приложения элементов теории хаотических систем к способам обмена информацией является возможность использования колоссального числа самых разнообразных методов хаотической модуляции сигналов. Огромное число этих способов обусловлено не только широким множеством отличных друг от друга моделей хаотических осцилляторов (Лоренса, Чуа, Рёсслера, Ван-дер-Поля и многих других [2-8]), но и, что не менее важно, разнообразием способов ввода полезного информационного сигнала в хаотический сигнал (например, несущий) [2-3].

Предметом исследований данной работы являются *лабиринтные системы Томаса* [7, 9-11], характеризующиеся возможностью перехода (при определенных значениях параметров системы) в режим хаотических колебаний, называемых в литературе «лабиринтным» хаосом Томаса [7, 9]. В работе посредством численного моделирования в среде MATLAB&Simulink, исследуются стандартные и модифицированные лабиринтные системы Томаса. В рамках данной работы изучаются способы синхронизации лабиринтных систем (осцилляторов) Томаса, рассматриваются вопросы параметрической и непараметрической хаотической лабиринтной модуляции (далее – CLM-модуляция, от англ. *Chaotic Labyrinth Modulation*) с использованием стандартных и модифицированных лабиринтных систем, служащих основой для формирования сверхширокополосных несущих хаотических колебаний радиодиапазона и диапазона СВЧ.

Ц е л ь р а б о т ы – исследование стандартных и модифицированных лабиринтных систем Томаса для реализации эффективных методов параметрической и непараметрической CLM-модуляции.

1. Стандартная лабиринтная система Томаса и «лабиринтный» хаос

Стандартная лабиринтная система Томаса, рассмотренная Рене Томасом (Rene Thomas) в 1999 году, относится к системам циркулянтного типа и описывается простой системой обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) [7, 9]:

$$\begin{aligned}\dot{x} &= \sin y - bx, \\ \dot{y} &= \sin z - by, \\ \dot{z} &= \sin x - bz,\end{aligned}\tag{1}$$

где b – параметр стандартной лабиринтной системы Томаса.

В общем случае стандартная лабиринтная система может быть представлена в виде:

$$\begin{aligned}\dot{x} &= G(y) - bx, \\ \dot{y} &= G(z) - by, \\ \dot{z} &= G(x) - bz,\end{aligned}\tag{2}$$

где G – гармоническая функция стандартной лабиринтной системы $\sin(\alpha_i)$ или $\cos(\alpha_i)$ с переменными системы $\alpha_i = \alpha_i(t)$, i – порядок лабиринтной системы.

Отметим здесь, что допущение (2) принято в настоящей работе лишь в рамках возможных модификаций системы (1). Поэтому наиболее корректно считать за *стандартную лабиринтную систему Томаса* только систему (1).

На рис. 1, 2 представлены примеры хаотических решений двух вариантов систем (2), приводящие к возникновению «лабиринтного» хаоса Томаса при $b = 0$, которые в общем-то и послужили поводом для наделения типа (2) свойством определенной эквивалентности при использовании функций $\sin(\alpha_i)$ и $\cos(\alpha_i)$.

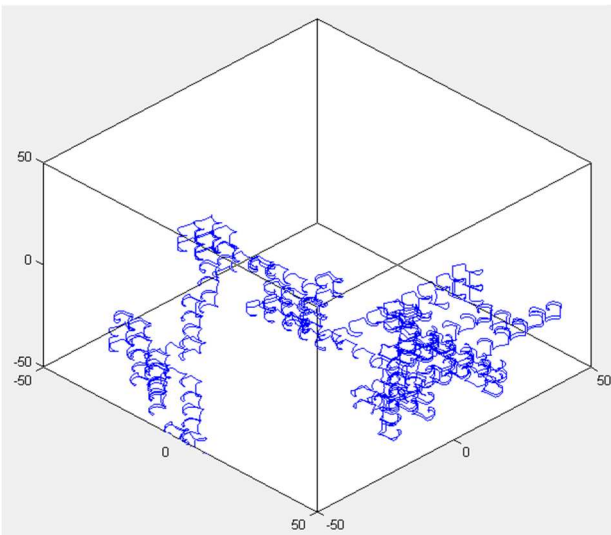


Рис. 1. «Лабиринтный» хаос Томаса с задающей функцией $\sin(\alpha_i)$.

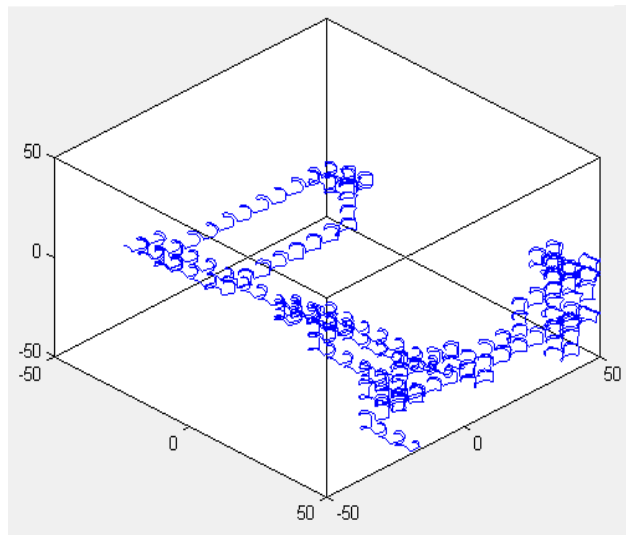


Рис. 2. «Лабиринтный» хаос Томаса с задающей функцией $\cos(\alpha_i)$.

С подробным анализом системы (1), которая имеет хаотические решения при $b < 0.1$, можно ознакомиться в [9], где также получены оценки показателей Ляпунова для данной системы, приводятся примеры сечений Пуанкаре и бифуркационных диаграмм, а также изучен ряд других ее важных и интересных свойств.

Ряд примеров по численному моделированию стандартных лабиринтных систем Томаса приведен на рис. 3-5, причем рис. 5 иллюстрирует пример (при $b = 0.068$) выхода системы на замкнутый цикл в фазовом пространстве, в результате чего образуются сложные периодические колебания.

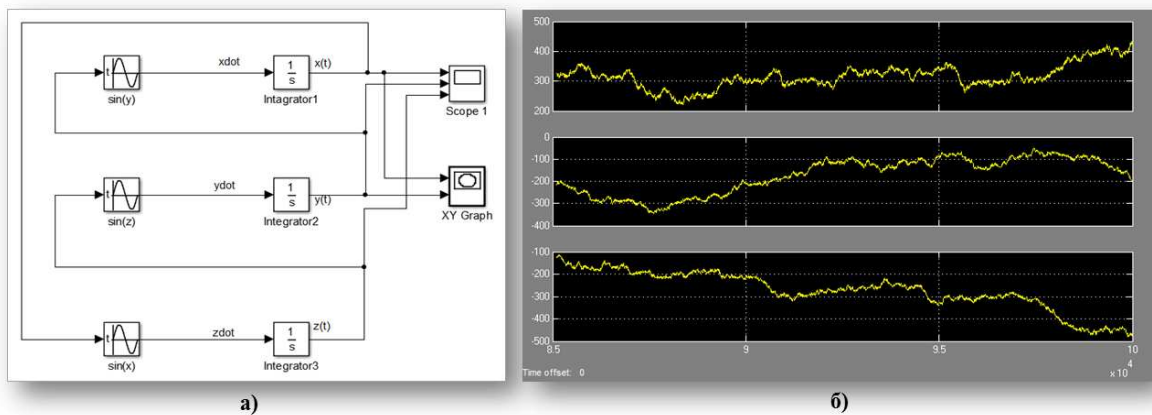


Рис. 3. Численное моделирование стандартной и самой простой лабиринтной системы Томаса: а) Реализация решения системы ОДУ (1) по методу Рунге-Кутты в Simulink; б) Графики хаотических колебаний на выходе лабиринтной системы (осциллятора) Томаса.

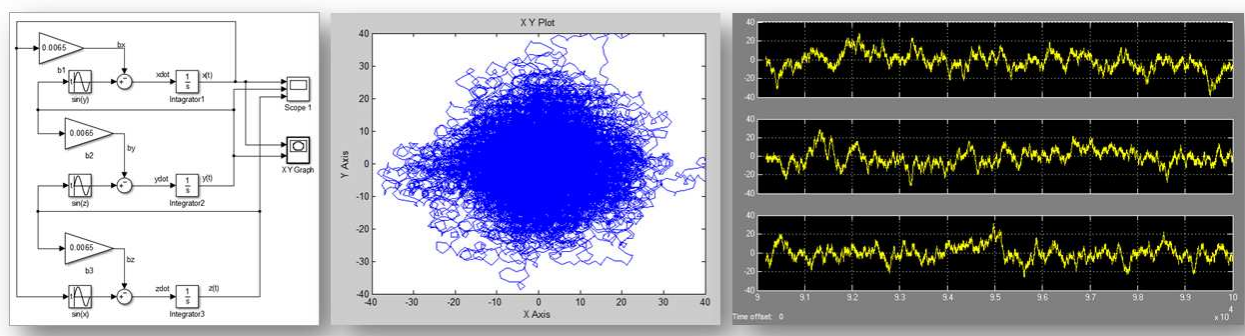


Рис. 4. Хаотические колебания в стандартной лабиринтной системе Томаса ($b = 0.0065$).

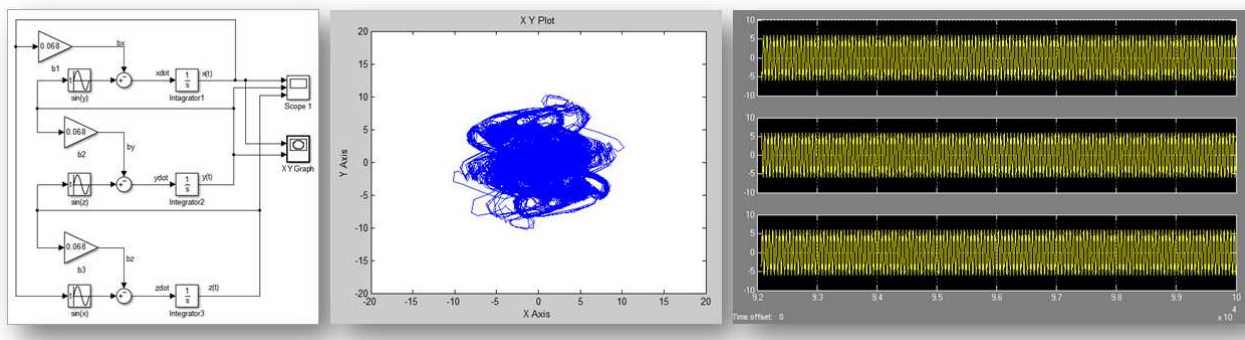


Рис. 5. Пример замкнутого цикла в стандартной лабиринтной системе Томаса ($b = 0.068$).

2. Модифицированные модели лабиринтных систем Томаса

2.1. Принятые в работе правила модификаций. Варианты модификации лабиринтных систем могут быть очень разнообразны. В рамках данной работы модели лабиринтных систем Томаса в первую очередь удовлетворяют принадлежности к классу циркулянтных систем ОДУ, которые имеют некоторую цикличность относительно перестановки переменных [7]: $\dot{x} = f(x, y, z)$, $\dot{y} = f(y, z, x)$, $\dot{z} = f(z, x, y)$. Вполне уместно здесь также провести аналогию с процедурами перебора вершин простых циркулянтных графов (т.е., графов с аналогичным названием), что, можно использовать в качестве наглядного ассоциативного правила при построении и анализе подобных систем более высокого порядка (включая число параметров системы).

Еще одно важное замечание-договоренность в рамках всех модифицированных моделей лабиринтных систем выделим жирным шрифтом:

ЗАМЕЧАНИЕ. Фазовый портрет модифицированной лабиринтной системы Томаса вовсе не обязан иметь ту форму, которую имеет стандартная лабиринтная система Томаса (т.е., напоминать форму лабиринта)!

2.2. Ангармонические слагаемые и другие способы модификации стандартной лабиринтной системы Томаса. Основную часть модифицированных моделей лабиринтных систем Томаса представляют собой системы, в правых частях которых вместо гармонической функции $G(\alpha)$ стоит ангармоническая функция $A(\alpha)$:

$$\begin{cases} \dot{x} = \mu_x A(y) - bx, \\ \dot{y} = \mu_y A(z) - by, \\ \dot{z} = \mu_z A(x) - bz, \end{cases} \Rightarrow \mu_\alpha A(\alpha) \propto f(\alpha, A_1, A_2, \dots, A_n) \quad (3)$$

где A_1, A_2, \dots, A_n , – амплитуды гармонического разложения при членах ряда Фурье функции $A(\alpha)$, μ_α – поправочный коэффициент, функционально зависящий от коэффициента нелинейных искажений δ (т.е., $\mu_\alpha = \mu_\alpha(\delta)$), определяемого в соответствии с [6] выражением:

$$\delta = \frac{\sqrt{A_2^2 + A_3^2 + A_4^2 + \dots + A_n^2}}{A_1}. \quad (4)$$

Кроме данного подхода рассмотрены еще несколько моделей, основанных на использовании квазигармонических слагаемых и алгебраических многочленов (до 4-ой степени включительно). Показаны возможные способы управления спектральными характеристиками (спектральная плотность в основной полосе генерации) генераторов хаотических колебаний, строящихся на основе модифицированных моделей (осцилляторов) лабиринтных систем Томаса.

3. Хаотическая лабиринтная модуляция (CLM-модуляция)

3.1. Синхронизация лабиринтных систем Томаса. Предложено два способа синхронизации лабиринтных систем, отличных от подхода, рассмотренного в [11]. Первый способ заключается в использовании логарифмических временных отметок о «смещении» отображения на плоскости Oxy , а второй (менее эффективный) в использовании квадратичной схемы включения ведомой лабиринтной системы.

3.2. Параметрические и непараметрические схемы ввода полезного информационного сигнала.

На рис. 6 представлены некоторые типы схем ввода полезного информационного сигнала, анализ которых производился в данной работе.

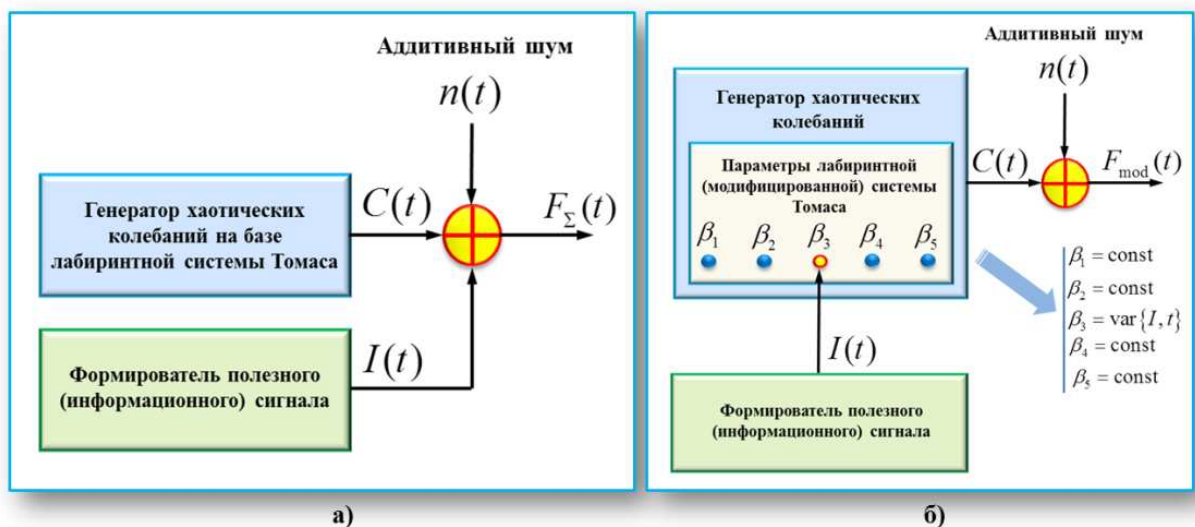


Рис. 6. Параметрические и непараметрические схемы ввода информационного сигнала:

а) Прямое аддитивное (непараметрическое) смешивание; б) параметрическая схема ввода полезного сигнала (принцип «чистой» CLM-модуляции).

Первый случай (рис. 6, а), соответствующий непараметрической схеме ввода, имеет выходной сигнал в виде аддитивного наложения трех сигналов:

$$F_\Sigma(t) = C(t) + I(t) + n(t) = f(C + I + n, t), \quad (5)$$

где $C(t)$ – сигнал на выходе генератора «лабиринтного» хаоса; $I(t)$ – информационный сигнал; $n(t)$ – аддитивный шумовой сигнал.

Второй случай соответствует параметрической схеме ввода информационного сигнала и представляет собой широкий набор методов СЛМ-модуляции.

Высказано несколько предложений, касающихся цифровых методов СЛМ-модуляции, один из которых относится к стандартной лабиринтной системе Томаса и предполагает использование данных о проекциях фазового пространства на плоскости Oxy , Oyz и Oxz .

Выводы и перспективы

Представлены результаты исследований стандартных и модифицированных моделей лабиринтных систем Томаса, приводящих к возникновению «лабиринтного» хаоса. Изучаются вопросы синхронизации лабиринтных систем, основанные на явлении синхронного хаотического отклика и на ряде других подходов. Предложен ряд способов управления спектральными характеристиками генераторов «лабиринтного» хаоса Томаса применительно к некоторым конкретным моделям лабиринтных систем. Продолжается разработка и исследование аналоговых и цифровых методов СЛМ-модуляции.

Приведен ряд предложений [12], связанных с возможностью построения прецизионных генераторов хаоса на базе аппаратных платформ ПЛИС класса FPGA.

ЛИТЕРАТУРА

1. Анищенко В.С., Астахов В.В., Вадивасова Т.Е., Стрелкова Г.И. Синхронизация регулярных, хаотических и стохастических колебаний / Под общ. ред. проф. В.С. Анищенко.- М.-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2008. – 144 с.
2. Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Максимов Н.А., Панас А.И. Генерация хаоса / Под общ. ред. Дмитриева А.С. – М.: Техносфера, 2012. – 424 с.
3. Дмитриев А.С., Панас А.И. Динамический хаос: новые носители информации для систем связи. – М.: Изд-во ФИЗМАТЛИТ, 2002. – 252 с.
4. Шахтарин Б.И., Кобылкина П.И., Сидоркина Ю.А., Кондратьев А.В., Митин С.В. Генераторы хаотических колебаний. Учеб. пособие для вузов / 2-е изд., стереотип. - М.: Горячая линия - Телеком, 2014. – 248 с.
5. Кузнецов С.П. Динамический хаос (курс лекций): Учеб. пособие для вузов /2-е изд. перераб. и доп. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. – 356 с.
6. Кузнецов А.П., Кузнецов С.П., Рыскин Н.М. Нелинейные колебания: Учеб. пособие для вузов /2-е изд. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 292 с.
7. Спротт Дж. К. Элегантный хаос: алгебраически простые хаотические потоки. – М. -Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2012. – 328 с.
8. Peitgen H.-O., Jürgens H., Saupe D. Chaos and Fractals. New Frontiers of Science. Springer-Verlag New York, 2004. – P. 864.
9. Sprott J.C., Chlouverakis K.S. Labyrinth Chaos // International Journal of Bifurcation and Chaos, Appl. Sci. Eng., Vol. 17, No. 6, 2007. pp. 2097 - 2108.
10. Gotthans T., Petrzela J. Experimental Study of the Sampled Labyrinth Chaos // Radioengineering, Vol. 20, No. 4, 2011. pp. 873 – 879.
11. Ke Ding, Qing-Long Han. Chaotic synchronization of labyrinth systems // 49th IEEE Conference on Decision and Control. December 15-17, Atlanta, GA, USA, 2010. pp. 7712 – 7717.
12. Savkin L.V. Analysis of the methods of implementation of the precision chaos generators // Dynamics, Bifurcation, and Chaos 2016 (DBC III). International Conference-School of Lobachevsky University. July 18 – 22, 2016. Book of abstracts. Nizhny Novgorod, 2016. pp. 36.

МИНИАТЮРНЫЕ БОРТОВЫЕ МИКРОПОЛОСКОВЫЕ АНТЕННЫ МЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Бочаров В.С., Генералов А.Г., Гаджиев Э.В.

*АО «Научно-исследовательский институт электромеханики»
otd24@niiem.ru*

В настоящий момент существует потребность в миниатюрных, бортовых, малогабаритных антеннах. Это вызвано появившимся в последние два десятилетия нового класса космических аппаратов – малых космических аппаратов. В качестве таких бортовых антенн предложено применение микрополосковых антенн. Данный тип антенн выполняется по печатным технологиям, благодаря чему обладают малогабаритной, невыступающей конфигурацией. В свою очередь микрополосковые антенны имеют простую конструкцию, не требуют дополнительной настройки, обладают низкой стоимостью, металлоёмкостью, легко изготавливаются и т.д. При построении связанной антенной системы малых космических аппаратов используется любительский диапазон спутниковой связи 435–438 МГц. Помимо данной системы для построения антенн для научных систем и комплексов также применяются низкочастотные бортовые антенны (137 МГц, 145 МГц, 150 МГц и др.). Однако, в виду достаточно больших габаритов антенн данного типа и сложностью их размещения на борту, необходимо проведение миниатюризации. Предложен вариант изменения конструкции микрополосковой антенны путём введения короткозамыкателя и применения диэлектрика с высоким значением диэлектрической проницаемости. Такой подход позволяет уменьшить габариты антенны в 2–2,5 раза по сравнению с существующими аналогами при сохранении приемлемых характеристик направленности. Результаты подтверждены электродинамическим моделированием, а также натурными измерениями.

Введение

Обеспечение обмена информацией между космическим аппаратом (КА) и наземными пунктами управления является одной из главных задач. От качества и непрерывности сеансов связи КА с наземными службами зависит выполнение возложенной целевой задачи на КА.

К бортовым антенно-фидерным устройствам (АФУ) КА предъявляются весьма жёсткие требования в виду того, что данный класс антенн обладает спецификой, которая заключается:

- в определённом месте установки;
- во влиянии корпуса самого КА и целевой аппаратуры на характеристики направленности и согласования бортовой антенны (коэффициент стоячей волны (КСВ), диаграмма направленности (ДН), коэффициент усиления (КУ));
- во влиянии космического пространства; во влиянии условий запуска КА; в уменьшении массогабаритных показателей [1].

Существенно изменились приоритеты в разработке самих КА. Видимое преимущество по ряду направлений космической деятельности получило создание малых КА по сравнению с крупногабаритными и тяжёлыми КА.

Активный процесс миниатюризации космической техники неизбежно привёл и к миниатюризации всех бортовых систем и комплексов КА, в том числе и бортовых АФУ [2].

Традиционно, в качестве бортовых АФУ КА используют различные типы антенн: спиральные, вибраторные, рупорные, волноводы и др. [3].

Однако при разработке антенной системы для малых КА необходимо учитывать следующее. Так как площадь поверхности КА предназначенной для установки всей бортовой целевой аппаратуры, в том числе и АФУ, как правило, составляет примерно от 0,01 м² до 1 м² (в зависимости от габаритов малого КА), то необходимо использовать такой тип антенн, который удачно размещался бы на такой поверхности. В тоже время, помимо жёстких требований по массогабаритным характеристикам и требований к невыступающей конфигурации антенн малых КА, необходимо обеспечить приемлемые характеристики направленности и согласования (КСВ, ДН, КУ).

Таким образом, перед разработчиками возникает актуальная современная задача по изысканию путей построения, методики проектирования и расчёта малогабаритной, невыступающей антенной системы класса малых КА широкого профиля.

В работах [4,5] представлен обзор возможных вариантов построения антенной системы малых КА. В ходе обзора предложен вариант применения микрополосковых (печатных) антенн (МПА) в качестве бортовых антенн малых КА.

МПА обладают малогабаритной, простой, невыступающей конструкцией, а также низкой стоимостью, металлоёмкостью и т.д. [6].

На практике рассмотрен вариант построения бортовой антенной системы, составленной из МПА, для малого КА «Ионосфера» [7].

Основная часть

В работе [8] проведён обзор существующих способов миниатюризации МПА. Показаны преимущества и недостатки рассмотренных способов относительно применимости их к космической технике, а именно к бортовым антеннам КА.

Для построения миниатюрных МПА метрового диапазона предложено введение в конструкцию антенны короткозамыкателя и одновременного использования диэлектрика с высоким значением диэлектрической проницаемости [9].

Такой подход позволяет разрабатывать четвертьволновые бортовые МПА для класса малых КА, обладающие в 2–2,5 раза меньшими габаритами по сравнению с применяемым в настоящий момент аналогами. В свою очередь данный вариант позволяет получать приемлемые характеристики направленности, требования к которым сформулированы и приведены в [10].

На рис. 1 представлены предлагаемые МПА, где 1 – излучатель, 2 – подложка, 3 – короткозамыкатель, 4 – точка возбуждения.

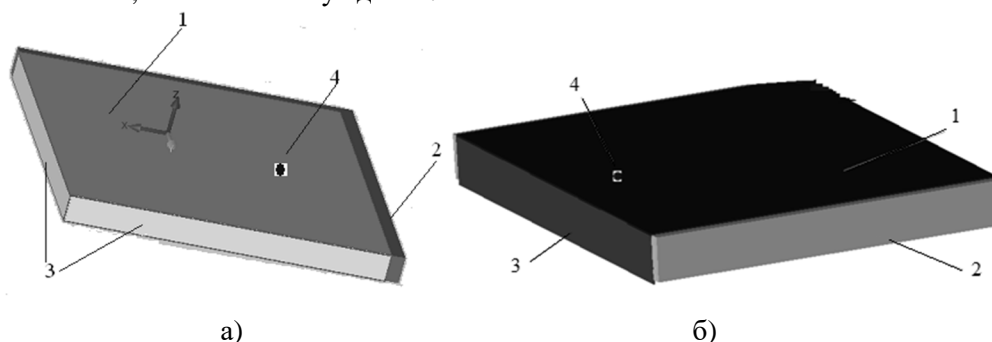


Рис. 1. Варианты конструкций бортовых МПА:

а) с одним короткозамыкателем; б) с двумя короткозамыкателями

Представленная на рис.1а) конструкция МПА позволяет разрабатывать миниатюрные МПА метрового диапазона с круговой поляризацией [11].

В работе [12] представлен обзор существующих и применяемых в настоящий момент СВЧ диэлектриков. В ходе обзора для построения миниатюрных МПА выбран материал ФЛАН (фольгированный листовой арилокс наполненный). Данный материал обладает хорошими механическими, температурными, радиационными свойствами, а также широкой линейкой значений диэлектрической проницаемости и низким значением тангенса угла диэлектрических потерь, приведённые в таблице 1.

Таблица 1. Характеристики ФЛАН

Характеристика материала	Обозначение материала					
	ФЛАН-2,8	ФЛАН-3,8	ФЛАН-5,0	ФЛАН-7,2	ФЛАН-10	ФЛАН-16
Диэлектрическая проницаемость ϵ	$2,8 \pm 0,1$	$3,8 \pm 0,1$	$5,0 \pm 0,2$	$7,2 \pm 0,3$	$10 \pm 0,5$	$16 \pm 0,8$
Тангенс угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta$	0,0015	0,0012	0,0015	0,0015	0,0015	0,0015
Плотность без фольги, г/см^3	$1,2 \pm 0,1$	$1,8 \pm 0,1$	$1,55 \pm 0,1$	$1,85 \pm 0,1$	$2,1 \pm 0,1$	$2,6 \pm 0,1$

Далее было осуществлено электродинамическое моделирование предложенной конструкции МПА метрового диапазона [13].

На рис. 2 представлена зависимость КСВ от частоты.

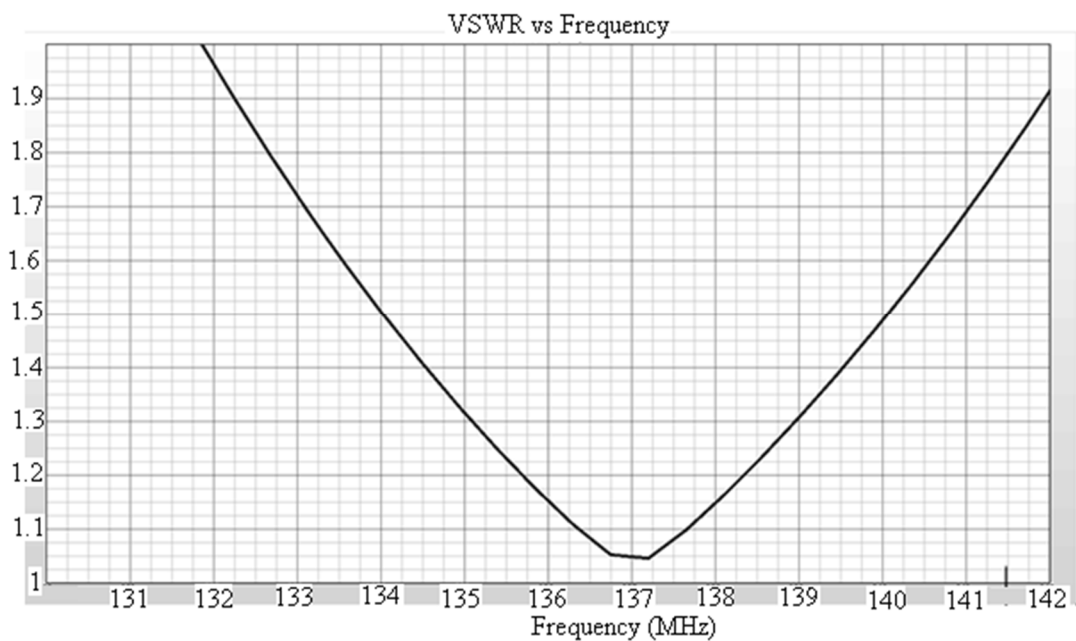


Рис. 2. КСВ модели МПА 137 МГц от частоты

На рис. 3 представлены ДН и КУ МПА.

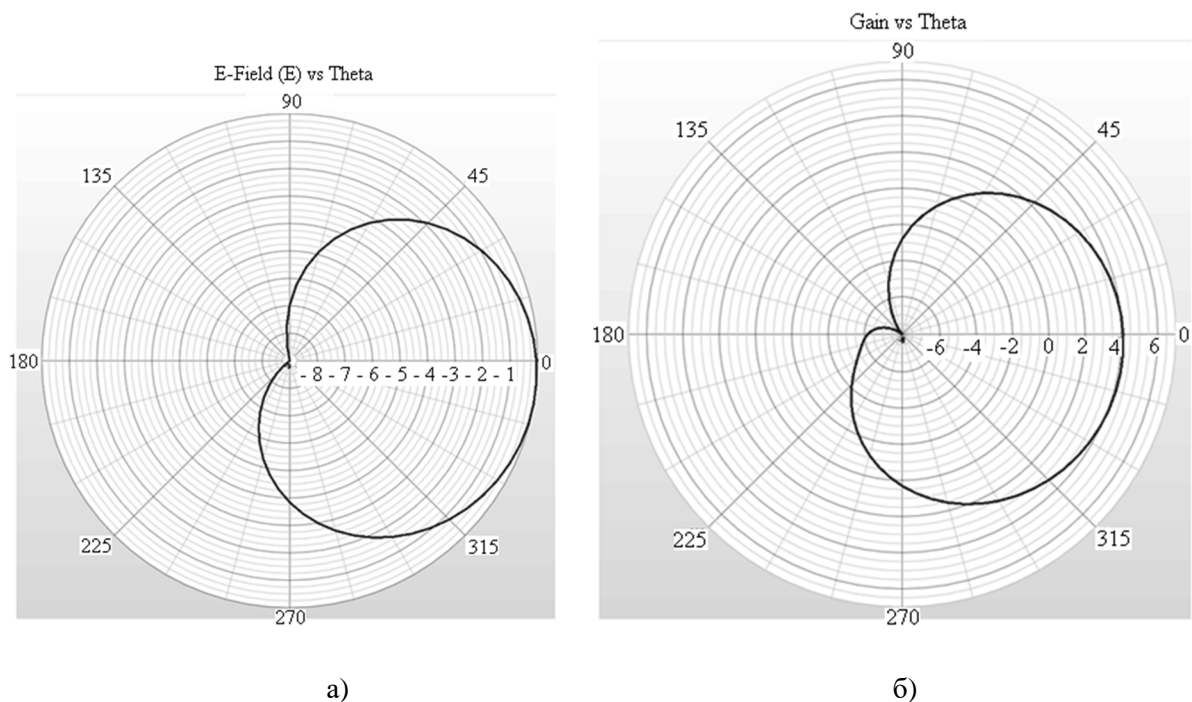


Рис. 3. Характеристики направленности модели МПА 137 МГц при $\varphi=0^\circ$:
а) ДН; б) КУ

Таким образом, в ходе моделирования МПА 137 МГц, которая предназначена для передачи данных в составе бортовой радиолинии спутникового ионозонда «ЛАЭРТ» малого КА «Ионосфера» [7], были получены следующие результаты [14, 15]:

- КСВ на входе модели – 1,1;
- ДН модели обеспечивает преимущественное направление на центр Земли в пределах 0° – 60° от надира 0° – 360° по азимуту
- КУ модели по мощности в направлении центра Земли не менее 4 дБ, а в направлении 0° – 60° не менее 1 дБ.

Таким образом, разработана миниатюрная, бортовая МПА метрового диапазона соответствует предъявляемым требованиям к бортовым антеннам малых КА [10].

В работе [16] показаны результаты натурных исследований образца бортовой МПА. Показано хорошее совпадение полученных результатов путём электродинамического моделирования и натурального исследования.

Заключение

В данной работе предложен вариант миниатюризации МПА метрового диапазона, позволяющий уменьшить габариты антенны в 2–2,5 раза по сравнению с существующими аналогами за счёт введения в конструкцию антенны короткозамыкателя и одновременного применения диэлектрика с высоким значением диэлектрической проницаемости.

Применимости предложенного варианта миниатюризации МПА подтверждает хорошее совпадение полученных характеристик направленности, полученных путём электродинамического моделирования и натуральных экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бочаров В.С., Генералов А.Г., Гаджиев Э.В. Особенности бортовых антенно-фидерных устройств космических аппаратов // Перспективы развития антенно-фидерных устройств летательных аппаратов: материалы научно-технического семинара, – Истра: ОАО «НИИЭМ», 2013. С.55–58.
2. Бочаров В.С., Генералов А.Г., Гаджиев Э.В. Миниатюризация бортовых антенно-фидерных устройств космических аппаратов // Перспективы развития антенно-фидерных устройств летательных аппаратов: материалы научно-технического семинара, – Истра: ОАО «НИИЭМ», 2013. С.51–54.
3. Bocharov V.S., Generalov A.G., Gadzhiev E.V. Antenna-feeder devices in the development of OJSC 'НИИЭМ', ISTRA (MOSCOW REGION) // 23rd International Crimean Conference Microwave and Telecommunication Technology, Conference Proceedings 2013. Pp.46–47.
4. Гаджиев Э.В. Пути построения малогабаритных, невыступающих бортовых антенно-фидерных устройств космических аппаратов // Труды МАИ. 2014. № 76. С. 13.
5. Бочаров В.С., Генералов А.Г., Гаджиев Э.В., Алексеева Н.С. Варианты построения бортовых антенно-фидерных устройств для малых космических аппаратов // Механика, управление и информатика. 2015. Т. 7. № 4 (57). С.54–60.
6. Панченко Б.А., Нефёдов Е.И. Микрополосковые антенны. – М.: Радио и связь, 1986. – 144 с.
7. Бочаров В.С., Генералов А.Г., Гаджиев Э.В. Антенная система космического аппарата «Ионосфера» // Вопросы электромеханики. Труды ВНИИЭМ. 2012. Т. 131. № 6. С.11–14.
8. Гаджиев Э.В. Вариант миниатюризации микрополосковых антенн метрового диапазона для применения в качестве бортовых антенн малых космических аппаратов // Сборник тезисов докладов XX-ой научно-технической конференции молодых учёных и специалистов, Королёв, РКК «Энергия», 10–14 ноября 2014 г. С.216–217.
9. Бочаров В.С., Генералов А.Г., Гаджиев Э.В. Патент на изобретение № 2583334 от 16.09.2014. Способ создания микрополосковых антенн метрового диапазона и устройство, реализующее этот способ.
10. Bocharov V.S., Generalov A.G., Gadzhiev E.V. Design problems of antenna system small spacecrafts // 26th International Conference «Microwave & Telecommunication Technology» (CriMiCo 2016). Pp 1058–1064.
11. Бочаров В.С., Генералов А.Г., Гаджиев Э.В. Патент на полезную модель № 152427 от 16.09.2014 г. Микрополосковая антенна метрового диапазона с круговой поляризацией.
12. Бочаров В.С., Генералов А.Г., Гаджиев Э.В. Выбор диэлектрика подложки микрополосковой антенны при построении миниатюрной антенны // Антенны. 2014. № 12 (211). С.38–44.
13. Овчинникова Е.В., Шмачилин П.А., Кондратьева С.Г., Гаджиев Э.В. Исследование характеристик направленности бортовых антенн космических аппаратов на ранней стадии разработки // Электросвязь. 2016. № 7. С.56–59.
14. Бочаров В.С., Генералов А.Г., Гаджиев Э.В. Миниатюризация антенной системы космического аппарата «Ионосфера» // Антенны. 2015. № 3 (214). С. 32–38.
15. Овчинникова Е.В., Кондратьева С.Г., Бочаров В.С., Генералов А.Г., Гаджиев Э.В. Моделирование бортовой микрополосковой антенны // Антенны. 2016. № 7 (227). С.10–22.
16. Бочаров В.С., Генералов А.Г., Гаджиев Э.В. Разработка макета микрополосковой антенны метрового диапазона для перспективного применения на космическом аппарате «Ионосфера» // Радиотехнические и телекоммуникационные системы. 2014. № 4 (16). С.20–27.

МИКРОВОЛНОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМПОЗИЦИОННОГО МАГНИТНОГО МАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ ГЕКСАФЕРРИТА Z-ТИПА

Доценко О.А., Фролов К.О.

Томский государственный университет

FrolovKirill.O@yandex.ru

Ферриты бария Z-типа являются в настоящее время одними из главных представителей поглощающих материалов из-за их диэлектрических и магнитных потерь в миллиметровом диапазоне длин волн. Так как использование керамических материалов ведет к трудностям механической обработки изготавливаемых из них изделий, перспективным является применение композиционных материалов. Композиционный материал, содержащий магнитный наполнитель, имеет магнитные характеристики значительно хуже, чем сплошной керамический материал. Это обусловлено разбавлением магнитной фазы диэлектрической матрицей. Однако имеются пути улучшения магнитных свойств. В статье рассматриваются частотные зависимости магнитной проницаемости, и ее изменение при наличии внешних магнитных полей во время полимеризации композиционного материала. Показано, что начальная магнитная проницаемость увеличивается на 13 % по сравнению с материалом, не обработанным магнитным полем. Двухслойное поглощающее покрытие, состоящее из текстурированного и нетекстурированного слоев, имеет улучшенные поглощающие характеристики и широкий диапазон рабочих частот.

Введение

Радиопоглощающие материалы (РПМ) и радиопоглощающие покрытия (РПП) находят широкое применение при решении задач электромагнитной совместимости узлов и деталей радиоаппаратуры. В качестве РПМ применяют как диэлектрические, так и магнитные материалы, которые, в свою очередь, наиболее эффективно работают в качестве покрытий металлических поверхностей. РПП, в основе конструкции которых используются магнитные материалы, позволяют, как правило, достичь большой широкополосности при малой толщине покрытия, а также уменьшить вклады в обратное рассеяние, связанные с краевыми эффектами и поверхностными волнами.

Ферриты с гексагональной структурой широко используются в микроволновом диапазоне электромагнитного излучения [1-3]. При исследовании электромагнитных свойств данных магнитодиэлектрических материалов необходимо учитывать, что на высоких частотах внутри материалов появляются вихревые токи. Но на частотах до 20 ГГц вихревыми токами вполне можно пренебречь из-за того, что ферриты с гексагональной структурой имеют большое удельное электрическое сопротивление, которое уменьшает их почти до нуля [4]. Значения магнитной проницаемости необходимо знать во всем исследуемом диапазоне частот для того, чтобы правильно выбрать материал для изготовления конкретного РПП. В данной работе мы не будем рассматривать эффекты объемного резонанса, влияния температуры на дисперсию электромагнитных характеристик и многое другое. Нас будет интересовать вклад размагничивающих факторов и текстурирования магнитных материалов на спектры магнитной проницаемости исследуемых ферритовых материалов. Под спектрами магнитной проницаемости ферритов подразумеваются кривые зависимости действительной $\mu'(f)$ и мнимой $\mu''(f)$ частей магнитной проницаемости.

Знание хотя бы одной из величин $\mu'(f)$ или $\mu''(f)$ в исследуемом диапазоне частот, ведет к возможности определения другой при помощи соотношений Крамерса – Кронига. Для получения экспериментальных данных (коэффициентов отражения) был использован коаксиальный метод измерения в диапазоне частот 0.01 – 20.0 ГГц с использованием векторного анализатора Agilent Technologies N5247A.

Влияние структуры магнитного материала на магнитную проницаемость

В поликристаллических образцах гексаферритов образуются размагничивающие поля благодаря пористости композиционной структуры материала [4]. Их величина оценивается с помощью размагничивающего фактора N (вычисляется как тангенс угла между кривой идеального намагничивания и осью намагниченности). В случае материалов с высокой магнитной проницаемостью размагничивание пористых областей не играет существенной роли. Если считать, что зерна или другие структуры имеют форму эллипсоида с магнитной восприимчивостью χ , тогда вводится эффективный размагничивающий фактор:

$$N_{\text{уд}} = \frac{N}{1+(4\pi-N)\chi}$$

В композиционных материалах область, где магнитные спектры практически постоянны, что очень важно для практического применения, значительно больше, чем у ферритовой керамики. При этом у композитов значения комплексной магнитной проницаемости в 10 – 20 раз меньше. Это объясняется тем, что, в отличие от спеченных плотных образцов ферритовой керамики, у которых намагничивание обусловлено смещением границ доменов и вращением вектора намагничивания доменов, у полимерной системы с ферромагнитным наполнителем намагничивание в основном обусловлено вращением вектора намагниченности в многодоменной структуре. Магнитное поле размагничивающих структур (эллипсоидов) является постоянной величиной и пропорционально постоянному однородному полю намагниченности феррита. Для такого композиционного материала справедливо выражение

$$H = H_0 - NM_0,$$

где H_0 – внешнее постоянное магнитное поле; M_0 – вектор плотности намагниченности.

С увеличением размагничивающего фактора (наличие полимерной основы) процесс вращения вектора намагниченности затрудняется, что вызывает снижение значения комплексной магнитной проницаемости, увеличение рабочих частот (в отличие от сплошных ферритов) и расширение диапазона частот, где она остается постоянной.

Ещё одним способом влияния на спектральные зависимости композиционного материала с магнитной активной фазой является создание в них магнитной текстуры [4] – создание преимущественной ориентации осей легкого намагничивания кристаллов относительно одного выделенного направления или плоскости. Приложение внешнего постоянного магнитного поля к образцу позволяет уменьшить количество спонтанно намагниченных доменов – вейссовских доменов. Это позволяет намагнитить образец, тем самым повысить его магнитные характеристики. Как было показано авторами в работе [4], приложение внешнего магнитного поля, в момент прессования ферритовой керамической заготовки, позволило увеличить действительную часть магнитной проницаемости образца с 11 отн.ед. до 27 отн.ед. (Рис. 1).

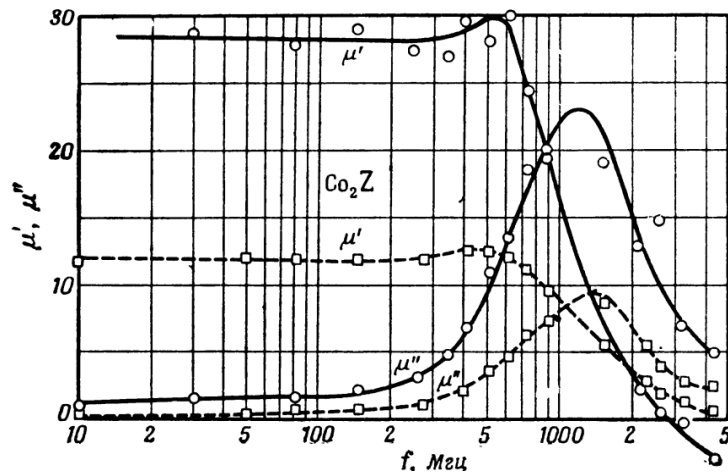


Рис. 1 Магнитные спектры двух образцов Co_2Z [4]

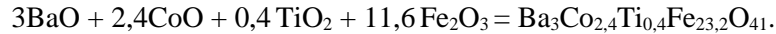
Пунктир – изотропный образец; сплошные линии – текстурированный образец.

Чтобы «устранить» доменные структуры в материале в большинстве случаев достаточно приложить поля от 1 до 100 эрстед. Но такая величина поля в практических целях используется только при создании композиционных материалов на основе поликристаллических магнитных наполнителей. Для создания ферритовой керамики обычно прикладывают внешнее постоянное (переменное) магнитное поле от тысяч эрстед до десятков тысяч эрстед.

В попытке объединить плюсы композиционных полимерных материалов, увеличения полосы рабочих частот, и воспользовавшись технологией текстурирования магнитных материалов, как это было описано ранее, для улучшения электромагнитных характеристик материала были проведены экспериментальные исследования, включающие создание экспериментальных образцов и измерение их электромагнитных характеристик.

Технологический процесс изготовления экспериментальных образцов

В качестве магнитной фазы для изготовления экспериментальных образцов был выбран нанокристаллический порошок гексагонального феррита $\text{Ba}_3\text{Co}_{2,4}\text{Ti}_{0,4}\text{Fe}_{23,2}\text{O}_{41}$ с плоскостью легкого намагничивания, приготовленный по стандартной керамической технологии. В качестве исходных компонентов для производства ферритовой керамики брали порошки оксида бария BaO , оксида кобальта (II) CoO , оксида титана TiO_2 и оксид железа (III) Fe_2O_3 . Для удаления влаги порошки были высушены в течение 3 часов при температуре $200\text{ }^\circ\text{C}$. После этого порошки взвешивались согласно стехиометрическому отношению



Используемые для дальнейшего синтеза порошки были размолоты в течение 4 часов в вибрационной шаровой мельнице. Отношение массы шаров к массе порошка равно 5:1. После размолы порошки спрессовывались при давлении 1000 атм. Полученные твердые заготовки нагревались в течение 10–15 минут до температуры синтеза ($1150\text{ }^\circ\text{C}$), выдерживались в течение 4 часов при данной температуре, а затем охлаждались до комнатной температуры. После этого образцы размельчались и повторно помещались на 35 минут в вибрационную мельницу. После повторного прессования при давлении 1000 атм. полученные твердые заготовки окончательно отжигались в течение 6 часов при $1200\text{ }^\circ\text{C}$. Полученные твердые образцы снова размельчались и просеивались через аналитические сита. Для изготовления образцов была взята фракция с размерами порошков менее 80 мкм.

В качестве связующей матрицы был выбран эпоксидный клей марки ЭДП 20. Двухкомпонентная смола имеет высокий уровень адгезии и высокие механические характеристики. Технологическая простота использования данной смолы позволяет: а) создавать смеси с высокой однородностью; б) управлять временем полимеризации композиционного материала; в) не применять высокотехнологические способы сушки композиционных материалов.

Исходные материалы (наполнитель и связующее) взвешивались в требуемых массовых пропорциях на весах Shimadzu AUX – 320 (погрешность $\pm 0,5$ мг), помещались в емкость и тщательно перемешивались в течение 15 минут до однородного состояния. Полученная смесь, 65% гексагонального феррита и 35% эпоксидной смолы с отвердителем, наливалась в две идентичные формы. Одна форма оставлялась для полимеризации при нормальных условиях, а вторая – помещалась в установку для текстурования магнитных полимерных материалов [5]. Величина магнитного поля равнялась 1 кЭ. Длительность нахождения образцов в магнитном поле составила 5 часов при комнатной температуре. Готовые образцы представляли собой шайбы, толщина которых составляла 1,35 мм, внешний диаметр 7 мм и внутренний диаметр 3,04 мм.

Результаты и обсуждение

В ходе эксперимента измерялись коэффициенты отражения от экспериментальных образцов, находящихся на металлическом основании. Полученные результаты использовались для дальнейшего математического пересчета данных в мнимую часть магнитной проницаемости $\mu''(f)$.

Сопоставление между мнимой частью магнитной проницаемости $\mu''(f)$, полученной в результате измерений коаксиальным методом, и теоретическим значением действительной части магнитной проницаемости $\mu'(f)$ целесообразно проводить с помощью дисперсионных соотношений Крамерса – Кронига. Данное соотношение действительно для функции отклика произвольных линейных систем. Для нахождения спектра $\mu'(f)$ по известному отношению к $\mu''(f)$ (или наоборот), чтобы упростить расчеты, применяется кусочно-линейной аппроксимации мнимой (реальной) компонент [6].

Отметим, что сглаживание реальных экспериментальных значений аналитическими линиями приводит к существенному искажению отражаемой информации, но позволяет с большой точностью проводить анализ относительно главного максимума спектра частотной зависимости.

При помощи соотношений Крамерса – Кронига из мнимой части магнитной проницаемости были получены теоретические значения действительной части магнитной проницаемости $\mu'(f)$. Данный метод расчета применялся для текстурованного и нетекстурованного образцов. Результаты приведены на рисунке 2.

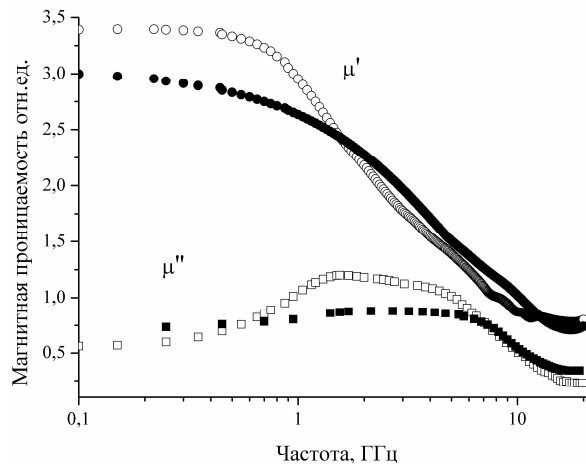


Рис. 2 Магнитные спектры Z – гексаферрита: пустые точки – текстурированный образец, закрашенные точки – изотропный образец.

Полученный результат наглядно показывает увеличение значений действительной части начальной магнитной проницаемости на 0,5 отн.ед. и мнимой части на 0,3 отн.ед. Так же из результатов видно сужение полосы рабочих частот данного композиционного материала, что, в свою очередь, свидетельствует об уменьшении размагничивающего фактора внутри образца [4].

Результаты измерения коэффициента отражения от однослойных композиционных материалов и двухслойной структуры на основе этих материалов представлены на рисунках 3 и 4, соответственно.

Из рисунков видно, что воздействие внешнего постоянного магнитного поля на материал во время полимеризации (рис. 3) позволило уменьшить мощность отраженной электромагнитной волны в области центрального максимума 11 ГГц и побочного в области 18 ГГц. Но при этом в некоторых областях спектра исследуемого частотного диапазона наблюдается и ухудшение поглощающих характеристик экспериментального образца (сужение полосы рабочих частот).

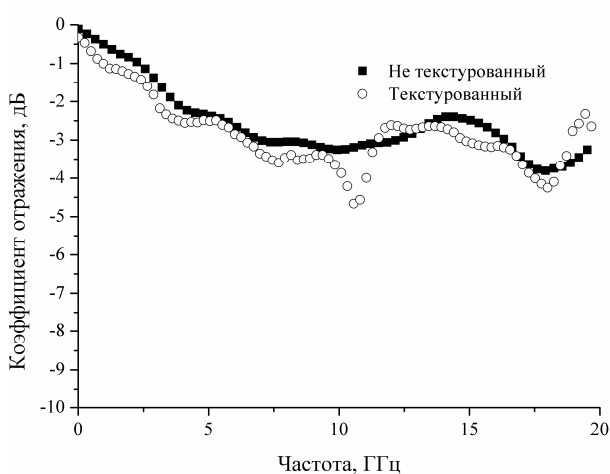


Рис.3 Коэффициент отражения от однослойных образцов

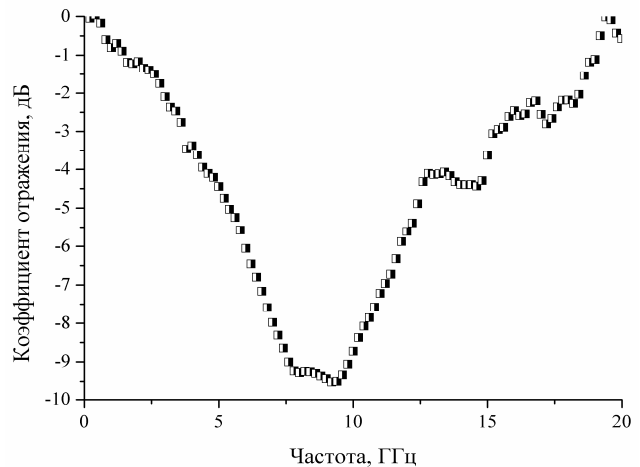


Рис. 4 Коэффициент отражения двухслойного образца: первый слой – текстурированный; второй слой – не текстурированный.

Создание из экспериментальных образцов двухслойной структуры (рис. 4) позволило в 3 раза повысить поглощающие характеристики РПП и расширить область рабочих частот. Но из-за увеличения толщины образца и внесенного вклада от слоя с текстурированным покрытием область резонансного поглощения (центральный максимум) сместилась с 11 ГГц до 8 ГГц. Так же видно, что побочный максимум сместился в область 15 ГГц, но по величине остался примерно на уровне -4 дБ.

Благодарности

Авторы благодарят доцента Коровина Е.Ю. (ТГУ) за помощь при проведении экспериментальных исследований и доцента Журавлёва В.А. (ТГУ) за предоставленную программу расчета и обсуждение полученных результатов.

Работа выполнена в рамках Программы повышения международной конкурентоспособности Национального исследовательского Томского государственного университета.

ЛИТЕРАТУРА

1. Винник Д.А., Захарчук И., Ляхдеранта Э. Получение монокристаллов $\text{BaFe}_{10,5}\text{Mn}_{1,5}\text{O}_{19}$ из раствора. // Вестник ЮУрГУ. Серия «Металлургия». 2016. Т. 16, № 2. С. 28–33.
2. Труханов А.В., Труханов С.В., Турченко В.А., Олейник В.В., Яковенко Е.С., Мацуй Л.Ю., Вовченко Л.Л., Лаунец В.Л., Казакевич И.С., Джабаров С.Г. Кристаллическая структура, магнитные и микроволновые свойства твердых растворов $\text{BaFe}_{12-x}\text{Ga}_x\text{O}_{19}$ ($0.1 \leq x \leq 1.2$) // Физика твердого тела, 2016, том 58, вып. 9. С. 1733–1738.
3. Сусяев В.И., Доценко О.А., Бабинович А.Н., Кротов С.И., Леухина А.Е. Микроволновые характеристики композиционных материалов на основе нанопорошков гексаферритов // Доклады ТУСУРа, 2010, № 2 (22), Ч. 1. С. 73–75.
4. Смит Я., Вейн Х. Ферриты / под ред. Ю.П. Ирхина, И.Е. Старцевой – М.: Издательство иностранной литературы, 1962.
5. Wagner D.V., Dotsenko, O.A. “Electromagnetic properties of Z-hexaferrites composites with magnetic texture” // International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, EDM. 2014. 6882494, pp. 132–135.
6. Журавлев В.А., Сусяев В.И. Анализ и корректировка спектров магнитной проницаемости гексаферрита $\text{Ba}_3\text{Co}_2\text{Fe}_{24}\text{O}_{41}$ с помощью соотношений Крамерса – Кронига // Известия ВУЗов. Физика. 2006. Т. 49. № 8. С. 45–50 .

АППАРАТ САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА НЕТЕПЛОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ «БИОРИТМ-1» И ВОЗМОЖНОСТИ ЕГО ПРИМЕНЕНИЯ В СЕЛЬСКОМ ХОЗЯЙСТВЕ

Гаврилова А.А.¹, Тарасов С. С.¹, Егорашин В.Г.¹, Чурмасов А.В.¹, Кревский М. А.²

¹Нижегородская государственная сельскохозяйственная академия

fizikangsha@yandex.ru,

²ООО «Электроника - медицине» (ООО «ЭЛМ»)

elmnn@elmnn.ru

В работе представлен аппарат нетепловой интенсивности сантиметрового диапазона «Биоритм-1», разработанный для медико-биологических исследований. Показаны результаты исследований ответных биологических реакций (поведенческие реакции, морфофизиологические и биохимические показатели) на СВЧ излучение нетепловой интенсивности, и возможности его применения для регулирования процессов жизнедеятельности живых организмов и повышения продуктивности сельскохозяйственных растений и животных.

Введение

В настоящее время повышение продуктивности сельскохозяйственных культур и животных в условиях импортозамещения является одной из приоритетных задач сельского хозяйства. Инновационное развитие агропромышленного комплекса невозможно без постоянного освоения интенсивных технологий, новых направлений сельскохозяйственного производства, обновления технической базы. В агропромышленном производстве был взят курс на применение новых технологий на основе экологически чистых и безопасных способов обработки продукции растениеводства, животноводства и пищевой промышленности в целях сохранения природного потенциала и повышения безопасности пищевых продуктов [1]. К таким способам, на наш взгляд, можно отнести низкоинтенсивное СВЧ излучение сверхслабой интенсивности с частотой порядка 2,5 ГГц и интенсивностью 10^{-10} - 10^{-14} Вт/м². Ряд исследований [2-4] показал, что указанный диапазон СВЧ-излучения, обладает высоким биологическим эффектом на рост и развитие растений, жизнедеятельность животных. Это, по-видимому, связано с тем, что в процессе биологической эволюции электромагнитное излучение, основным источником которого является Солнце, стало важным экологическим физическим фактором. Частотный диапазон и мощность излучения спокойного Солнца приблизительно соответствуют вышеуказанным характеристикам.

Выявленная закономерность информационного воздействия электромагнитного излучения СВЧ природных интенсивностей на цирканнуальные ритмы живых систем [5] открывает широкие перспективы управления процессами жизнедеятельности животных и растений путем дозированного воздействия низкоинтенсивным излучением СВЧ диапазона.

Аннотация

В настоящей работе был использован аппарат сантиметрового диапазона нетепловой интенсивности «Биоритм-1», разработанный специально для проведения медико-биологических исследований. Аппарат состоит из блока генератора, блока питания, антенны и соединительного кабеля. Генератор представляет собой усилитель с перестраиваемым контуром в цепи обратной связи. Перестройка частоты генератора осуществляется напряжением, изменяющимся на переменной емкости (варакторе). Генератор, управляемый напряжением на биполярном транзисторе, представляет собой автогенератор, собранный по схеме емкостной трехточки. Условия возбуждения автоколебаний определяются балансом амплитуд и фаз, выполняемых в широком диапазоне частот.

Излучение разработанного СВЧ генератора практически эквивалентно СВЧ излучению спокойного Солнца. Используя ту или иную временную структуру (длиннодневный, короткодневный или прерывистый режим) при воздействии на биоритмическую систему организма можно добиться максимального биологического эффекта путем стимулирования или ингибирования физиологических процессов в организме животных или растений. Время облучения обусловлено астрономической продолжительностью дня в пределах средней полосы: летняя продолжительность дня в среднем составляет 16 - 17 ч, а зимняя – 6 - 7 ч.

Целью исследования является изучение возможности применения низкоинтенсивного СВЧ излучения в практике сельского хозяйства путем регулирования процессов жизнедеятельности организмов.

Полученные результаты показывают высокую чувствительность выбранных биологических моделей к низкоинтенсивному СВЧ излучению. У испытуемых животных меняются поведенческие реакции, ускоряются или замедляются обменные процессы, что приводит к изменению их жизненных циклов и дает возможность управления процессами жизнедеятельности животных. Показатели плодородия почвы – азот, гумус, фосфор для длиннодневного 15-часового облучения существенно выше контрольных, что открывает перспективы обработки почвы без применения вредных химических реагентов. Всхожесть семян ячменя повышается до 20% при обработке нетепловым СВЧ полем в течение 12 ч и подтверждает ранее полученные данные.

Материал и методы исследований

В работе изучалось влияние СВЧ поля нетепловой интенсивности на различные показатели (поведенческие реакции, физиологические процессы, морфометрические (длина, масса) и биохимические показатели) модельных объектов: пчел *Apis mellifera carnica*, дрозофилы фруктовой *Drosophila melanogaster*, дождевых червей *Lumbricina*, почву, гидробионтов – аквариумных улиток (Катушка роговая красная *Planorbis corneus var. Rubra*), семена ячменя *Hordeum L.* (сорт «Эльф»).

Выбор объектов изучения обоснован не только ценностью сельскохозяйственного значения (медоносные пчелы, семена ячменя, плодородие почвы), но и удобством наблюдения за циклом развития или поведенческими реакциями (дрозофилы, улитки).

Источником электромагнитного излучения служил генератор СВЧ поля сверхнизкой интенсивности «Биоритм-1» [6] с диапазоном частот электромагнитных колебаний – 2,0 ÷ 4,0 ГГц и управляемой выходной мощностью (0,01 - 2,0) мВт.

Семена облучали во влажном состоянии. В опытах с дождевыми червями обработку почвы проводили двумя способами: как перед помещением в нее червей, так и с находившимися в почве червями. В экспериментах с дрозофилой фруктовой проводили обработку субстрата. Улитки во время облучения находились в воде.

В процессе исследований изучались следующие показатели изучаемых модельных биообъектов: масса (масса тела беспозвоночных животных, семян, проростков), размеры (длина крыла у пчел, первичного корешка или листочка проростка, размеры раковины улиток), лабораторная всхожесть семян, интенсивность размножения животных, их поведенческие реакции.

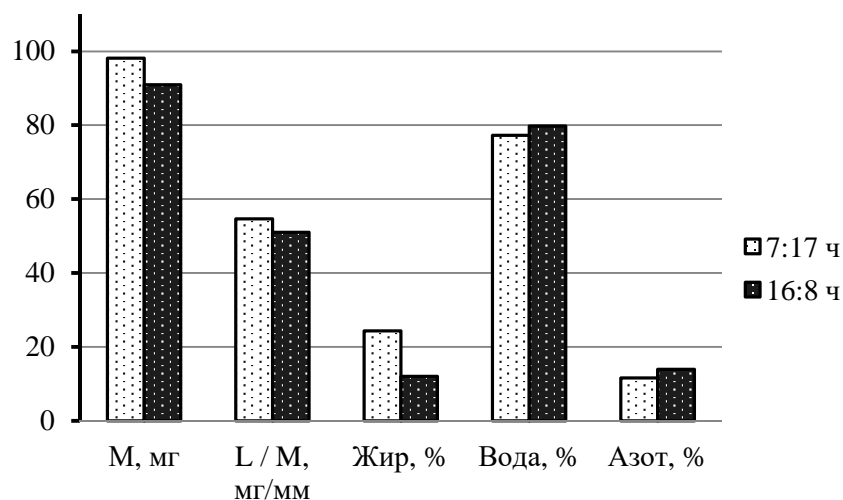
Обработку результатов всех опытов проводили по стандартным методикам при $p < 0,05$.

Эффективность воздействия СВЧ излучения нетепловой интенсивности на животные и растения оценивали по биологическому эффекту (БЭ), являющимся, по сути, процентом к контролю и рассчитанным для всех изучаемых показателей.

Результаты и обсуждение

Пчелы подвергались СВЧ облучению с частотой 2580 МГц и мощностью $10^{-3} - 10^{-5}$ Вт. Были выбраны следующие режимы облучения: длиннодневный режим – длительностью облучения 16 ч и перерывом на 8 ч (16:8 ч) и короткодневный режим – длительностью облучения 7 ч и перерывом на 17 ч (7:17 ч). Эффективность СВЧ воздействия оценивали по таким морфофизиологическим показателям как: сырая масса, размер крыла, содержание гигроскопической воды в теле пчелы, липидов и общего азота.

Оказалось, что у пчел, подвергшихся короткодневному СВЧ облучению, запускаются физиологические процессы, направленные на подготовку к зимовке: повышается содержание запасных питательных веществ, замедляется метаболизм, формируется слабо развитый летательный аппарат. Пчелы, развитие которых проходило под действием длиннодневного СВЧ облучения, приобретают морфофизиологические изменения, характерные для пчел весеннего и позднелетнего сезона с активными физиологическими процессами, небольшим запасом питательных веществ и хорошо развитым летательным аппаратом (рис. 1).



Морфофизиологические показатели

Рис. 1. Влияние длиннодневного (16:8 ч) и короткодневного (7: 17 ч) режимов СВЧ облучения на основные морфофизиологические показатели пчел ($P > 0,95$).

В опытах с дрозофилами было два варианта обработки субстрата, который готовили из манной крупы, дрожжей и сахара: ночное облучение в течение 15 ч 30 мин (опыт 1), дневное облучение в течение 8 ч 30 мин (опыт 2). Частота СВЧ излучения $\nu = 2451$ МГц, интенсивность $I_0/I = 100,7$ дВ.

Изучалось число и масса куколок по завершению опыта через 16 дней. В опыте с ночным облучением произошло уменьшение числа куколок на 18,8 %, а в опыте с дневным облучением их число увеличилось почти в 1,5 раза — +47,7%. Масса куколок также была ниже в первом опыте с ночным длительным облучением (БЭ $\approx 7\%$), а во втором опыте с дневным коротким облучением, на столько же выше, что позволяет заключить вывод о том, что ночное облучение субстрата приводит к снижению, а дневное — повышает интенсивность размножения насекомых.

В опытах с почвой и вермикультурой были следующие варианты обработки: 1) облучение почвы вместе с червями в течение 15 ч ночью (Он 15 ч); 2) облучение почвы вместе с червями в течение 8ч днем (Од 8 ч); 3) облучение почвы без червей в течение 15 ч ночью (червей помещали в почву после окончания облучения; Опн 15 ч); 4) облучение почвы без червей в течение 8 ч днем (Опд 8 ч). Контроль — почва без червей и СВЧ облучения. Характеристики СВЧ излучения те же, что и в предыдущих опытах с дрозофилами. В данном эксперименте проводили анализ почвы на показатели плодородия (рН, гумус, содержание азота (нитраты), фосфора (оксид фосфора V), калия (оксид калия)). Анализ почвенных показателей проводился в трех повторностях по Ганжаре Н. Ф. [7]. Наблюдение проводили в течение 1 месяца летом три года подряд.

Результаты проведенных исследований показали (таблица 1), что в трех опытах (при 8 часовом облучении с червями и без них, и при 15-часовом облучении почвы без червей) повышался азот (40%, 23% и 12,5% соответственно). Калий повышался только при 15-часовом ночном облучении (с червями и без них — 10,9% и 38,9% соответственно). При 8-часовом дневном облучении с дождевыми червями и при 15-часовом без них повышался гумус (13,8% и 22,8% соответственно). Фосфор существенно увеличивался лишь при 8-часовом дневном облучении вместе с червями.

Таблица 1. Влияние СВЧ излучения низкой интенсивности на показатели плодородия почвы

Вариант	рН	NO ₃	P ₂ O ₅	K ₂ O	гумус
Он, ночь, 15ч	2,8	-2,1±6,1	-12,1±6,8*	10,9±6,8*	-3,4±6,4
Од день, 8ч	0,0	40,0±9,4*	38,4±9,3*	-24,5±6,4*	13,8±8,0*
Опн, ночь, 15ч	-1,5	12,5±4,9*	0,0±4,3	38,9±6,4*	22,8*±5,8
Опд день, 8ч	0,0	23,0±5,5*	-12,5±4,4*	-14,8±4,4*	-3,5±5,1

* — значения достоверны при $P > 0,95$.

Таким образом, самым эффективным было облучение почвы в течение 15 ч ночью перед помещением в нее дождевых червей, т. к. три показателя (азот, калий и гумус) были достоверно выше контрольных значений. При этом рН и P₂O₅ практически не отличались от контрольных значений.

Другой эффективный режим – 8-часовой с дождевыми червями (повышались азот, фосфор и гумус), однако содержание фосфора при этом существенно снижалось (-24,5%).

В экспериментах с улитками изучаемыми параметрами были: поведенческие реакции (вид и длина траектории, средняя скорость движения, ориентация по осям координат, количество поворотов) и морфологические показатели (длина и ширина раковины, масса улитки, число кладок икры). Наблюдение за поведенческими реакциями проводили в течение 10 минут, координаты точек фиксировались ежеминутно, измерение массы и размеров улиток проводили с интервалом примерно в две недели. Улитки подвергались СВЧ излучению с частотой $\nu = 2451$ МГц и интенсивностью $I_0/I = 100,7$ μ В. Исследования показали, что в опыте и контроле характер траекторий имел вид ломаных кривых, однако, расположение их относительно центра (начала движения) оказалось различным: в контроле улитки двигались хаотично, в опыте все траектории расходились из центра радиально, при этом число поворотов в опыте было ниже. Больше число фиксированных точек в опыте располагалось в III четверти, тогда как в контроле во второй четверти оси координат. Средние длина траекторий (путь) и скорость были значительно ниже в опыте (БЭ \approx - 60%). Морфометрические показатели опытных улиток спустя 4 недели были существенно выше контрольных: процент к контролю (БЭ) составлял примерно 46% для массы, и примерно 16 и 18% для размеров раковины (длины и высоты). Число кладок через 12 дней увеличилось на 40%, а через 28 дней их число значительно ушло в минус за счет появления на свет новых улиток.

В опытах с семенами ячменя сорта «Эльф» учитывались сроки хранения семян (2 и 3 года) и условия обработки семян: семена замачивались перед обработкой СВЧ в течение 12 ч, в течение 24 ч и без предварительного замачивания. Семена во всех опытах облучались в увлажненном состоянии, т. к. известно, что биологическая активность СВЧ излучения зависит от содержания воды в поглощающих его биологических объектах [8]. Всего в данном опыте было проанализировано 1020 семян. Облучение семян ячменя проводилось двукратно, в течение 12 ч днём, при частоте СВЧ излучения порядка 2,5 ГГц и мощности 0,01 мВт. Длительность облучения обусловлена особенностью фотопериодизма растений: ячмень относится к длиннодневным растениям, и результаты предыдущих исследований показали [9], что именно длиннодневный режим облучения для семян ячменя является оптимальным. В опытах исследовали влияние СВЧ поля нетепловой интенсивности на следующие показатели: лабораторную всхожесть, длину первичных корешков, листочков и массу проростков. Результаты экспериментов приведены в таблице 2.

Таблица 2. Влияние низкоинтенсивного СВЧ излучения на показатели прорастания семян ячменя сорта «Эльф» с разными сроками хранения и состоянием семян перед облучением

Всхожесть	Длина первичного корешка	Длина первичного листочка	Масса проростка
Семена ячменя с трёхлетним сроком хранения, предварительное замачивание в течение 12 ч			
19,6 \pm 6,3*	10,2 \pm 8,9*	-9,7 \pm 5,7*	-3,4 \pm 0,1*
Семена ячменя с трёхлетним сроком хранения, предварительное замачивание в течение 24 ч			
-1,7 \pm 4,9	-12,1 \pm 9,0*	-4,2 \pm 8,6	-8,8 \pm 0,1*
Семена ячменя с двухлетним сроком хранения, без предварительного замачивания			
14,1 \pm 9,7*	-5,3 \pm 8,0	-2,2 \pm 10,6	-4,7 \pm 1,4*

* – значения достоверны при $P > 0,95$.

Как показали проведенные исследования (таблица 2), наибольший положительный эффект был получен по всхожести в случае короткого замачивания перед облучением (19,6% по сравнению с контролем) или при полном отсутствии предварительного замачивания (14,1%), что дает надежду на использование данных режимов облучения в качестве экологически чистого способа предпосевной обработки семян. Увеличение длины корешка происходило только в первом случае – при замачивании в течение 12 ч перед обработкой (10,2%). На длину первичного листочка проростка практически во всех случаях СВЧ поле оказало подавляющее действие. Снижение массы проростка говорит о большей интенсивности обменных процессов при прорастании, т. е. расходе запасных питательных веществ, поскольку семена прорастивались в темноте и свет не мог влиять на синтез новых веществ. Таким образом, из приведенных в таблице 3 результатов следует, что наиболее эффективным оказалось воздействие СВЧ излучения на предварительно замоченные в течение 12 ч семена, т. е. в самом начале процесса набухания. Облучение семян, замоченных, в течение 24 ч до облучения, оказало наибольшее

подавляющее действие на рост и развитие проростков, поскольку все показатели снижались по сравнению с контролем. В этом случае процессы набухания семян завершались, и начиналась фаза активного роста семян [10].

В заключении по результатам проведенных исследований можно сделать следующие **выводы**.

1. СВЧ излучение нетепловой интенсивности оказывает существенное влияние на фазы развития животных, их обменные процессы, поведенческие реакции, способность к размножению, что подтверждает ранее выявленные закономерности. В случае с пчелами эти процессы приводили изменению биоритмов животных, в случае с улитками и дроздофилами, обменные процессы ускорялись, увеличивался прирост численности насекомых и моллюсков при выбранных режимах воздействия, менялись поведенческие реакции.

2. Обработка почвы СВЧ полем нетепловой интенсивности в зависимости от режима облучения повышает такие важные показатели плодородия почвы как гумус (13,8% и 22,8%), азот (12,5%, 23,0%, 40,0%).

3. Длиннодневный режим облучения СВЧ полем низкой интенсивности без предварительного замачивания или при 12-часовом замачивании семян ячменя приводит к повышению всхожести на 14,1% и 19,6 % соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Постановление Правительства Нижегородской области от 28 апреля 2014 года № 280 об утверждении государственной программы «Развитие агропромышленного комплекса Нижегородской области». Режим доступа: <http://government-nnov.ru/>.

2. Девятков Н. Д. Особенности частотно-зависимых биологических эффектов при воздействии электромагнитных излучений / Н. Д. Девятков, М. Б. Голант // Электронная техника. Сер. Электрика СВЧ. – 1982. – вып. 12 – 348 с.

2. Казаков А. В. О биологической роли электромагнитных излучений оптического и радиочастотного диапазонов. // А. В. Казаков, Б. Н. Орлов, А. В. Чурмасов. – Сельскохозяйственная биология, 2009. – № 6. – с. 11-17.

3. Егорашин В. Г. Использование информационного СВЧ-излучения и звуковой диагностики в исследованиях на медоносных пчелах (*Apis mellifera* L.) / В. Г. Егорашин, Б. Н. Орлов // Аграрная наука Евро-Северо-Востока, № 3 (22), 2011. – с. 40 – 42.

4. Гаврилова А. А. СВЧ технологии сверхнизкой интенсивности в сельском хозяйстве / А. А. Гаврилова, В. Г. Егорашин // «Элементная база отечественной радиоэлектроники: импортозамещение и применение» им. О. В. Лосева: труды II Российско-белорусской научно-технической конференции, 17 - 19 ноября 2015, Нижний Новгород. – ННГУ, Н. Новгород. – с. 505 - 508.

5. Орлов Б. Н., Борисов Д. С. Закономерность информационного воздействия ЭМ излучения СВЧ природных интенсивностей на цирканнуальные ритмы живых организмов. Диплом № 230 на открытие, М., регистр. № 273, 7 октября 2003 г.

6. Патент РФ № 66883, А01С 1/00. Устройство для обработки биообъектов низкоинтенсивным СВЧ излучением / Б. Н. Орлов, А. А. Гаврилова, А. В. Чурмасов, М. А. Кревский. – № 2007111431; опубл. 10.10.2007, Бюл. № 28.

7. Ганжара Н. Ф. Практикум по почвоведению. / Ганжара Н. Ф., Борисов Б. А., Байбеков Р. Ф. – М.: Агроконсалт, 2002. – 280 с.

8. Родштат И. В. Физиологическая концепция взаимодействия миллиметровых радиоволн с организмом человека / И. В. Родштат // Миллиметровые волны нетепловой интенсивности в медицине: сб. докл. мат. междунард. симпоз., М., 3 - 6 октября 1991 г. – М.: ИРЭ АН СССР, 1991. – С. 548.

9. Гаврилова А. А. Применение СВЧ технологии сверхнизкой интенсивности в сельском хозяйстве. / А. А. Гаврилова, В. Г. Егорашин, А. В. Чурмасов, М. А. Кревский. // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. 2014. – № 11. – <http://jre.cplire.ru/jre/nov14/14/text.pdf>.

10. Обручева Н. В. Физиология инициации прорастания семян / Н. В. Обручева, О. В. Антипова // Физиология растений. – 1997. – т. 44, №2. – с. 287 – 302.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ОБЪЕКТАХ ПРИ УЧЕТЕ КРАЕВЫХ ЭФФЕКТОВ

Косых А.В.¹, Львович И.Я.², Чопоров О.Н.¹, Преображенский А.П.¹

¹ Воронежский институт высоких технологий

app@vivt.ru,

² Панъевропейский университет

komkovvivt@yandex.ru

Важным этапом в разработке алгоритмов дистанционного мониторинга объектов является исследование особенностей пространственно-временных структур отраженных полей. Для того, чтобы успешным образом решить основную задачу, связанную с выявлением новых информативных признаков рассеянных сигналов, дающих возможности описать свойства исследуемых объектов, требуется разработка соответствующих математических моделей. В данной работе рассматривается влияние на рассеянное поле, так называемых, локальных эффектов, связанных с разрывами гладкой поверхности объектов. Возникают центры рассеяния электромагнитных волн. Оценка вклада от таких участков осуществляется на основе метода интегральных уравнений. Проводится сравнительный анализ влияния формы поверхности в области центра рассеяния на уровень рассеянного электромагнитного поля объекта. Даются рекомендации по обеспечению требуемого уровня характеристик рассеяния.

Введение

В задачах, связанных с расчетом характеристик рассеяния в радиолокационных системах возникают проблемы, связанные с анализом электромагнитных полей, которые отражаются от объектов, имеющих сложную геометрическую форму и электрофизическую структуру. В течение последнего времени наблюдается накопление большого опыта, связанного с решением подобных задач.

Проведение математического моделирования характеристик рассеяния объектов может базироваться на применении метода физической теории дифракции, интегральных уравнений, полигональных моделей.

В состав большого числа технических объектов входят клинья, кромки и другие подобные элементы, имеющие разную форму [1]. Представляет интерес с точки зрения практики провести анализ влияния формы поверхности в области центра рассеяния, а также дать рекомендации по обеспечению требуемого уровня характеристик рассеяния.

Методика расчета характеристик рассеяния и объекты исследования

В данной работе мы рассматривали двумерный подход. Задачу, связанную с дифракцией электромагнитных волн на объектах, мы решали на основе использования двумерного интегрального уравнения Фредгольма первого рода.

Для уравнения Фредгольма первого рода, в которое входит плотность искомого электрического тока для случая Е-поляризации [2] записывается следующее выражение:

$$\frac{\omega \cdot \mu}{4} \cdot \int_{\alpha}^{\beta} \vec{j}(t) \cdot N_0^2[k \cdot L_0(\tau, t)] \cdot \sqrt{\xi'^2(t) + \eta'^2(t)} dt = \quad , \quad \alpha \leq \tau \leq \beta \quad (1)$$

$$= E_z^0(\tau)$$

где $L_0(\tau, t) = \sqrt{[\xi(\tau) - \xi(t)]^2 + [\eta(\tau) - \eta(t)]^2}$ – является расстоянием от точки наблюдения до точки интегрирования, $E_z^0(\tau)$ – является продольной составляющей напряженности по первичному электрическому полю для точки на контуре. Идет задание контура на основе параметрического представления: $x = \xi(t)$, $y = \eta(t)$, $\alpha \leq t \leq \beta$, а $\xi'(t)$, $\eta'(t)$ – являются первыми производными для соответствующих функций, $k = 2 \cdot \pi / \lambda$, λ – является длиной падающей электромагнитной волны. Когда мы решали уравнение (1), то был использован метод моментов [2], в результате интегральное уравнение сводится к системе линейных алгебраических уравнений, после решения, которой определяем продольные электрические токи, имеющие плотность

$$\vec{j} = \vec{z} \cdot j(t), \quad \alpha \leq t \leq \beta, \quad (2)$$

Для определения двумерной эффективной площади рассеяния (ЭПР) объекта используем следующее выражение

$$\sigma(\varphi) = (60 \cdot \pi)^2 \cdot k \cdot |D(\varphi)|^2, \quad (3)$$

где

$$D(\varphi) = \int_{\alpha}^{\beta} j(t) \cdot \sqrt{\xi^2(t) + \eta^2(t)} \cdot \exp(i \cdot k \cdot d(t, \varphi)) dt,$$

$$d(t, \varphi) = \xi(t) \cdot \cos(\varphi) + \eta(t) \cdot \sin(\varphi).$$

На рис. 1, рис. 2, рис. 3 приведены исследуемые объекты.

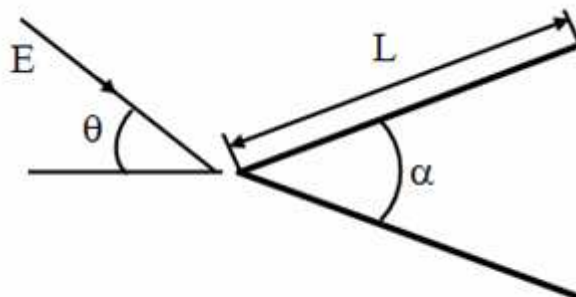


Рис.1. Схема рассеяния электромагнитной волны на клине

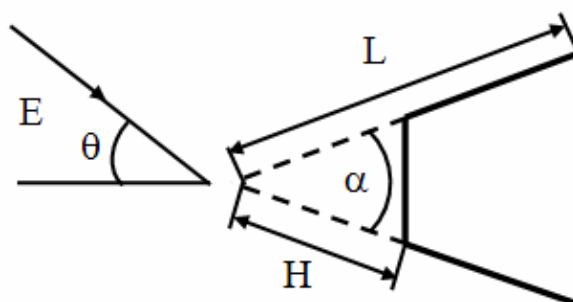


Рис.2. Схема рассеяния электромагнитной волны на усеченном клине

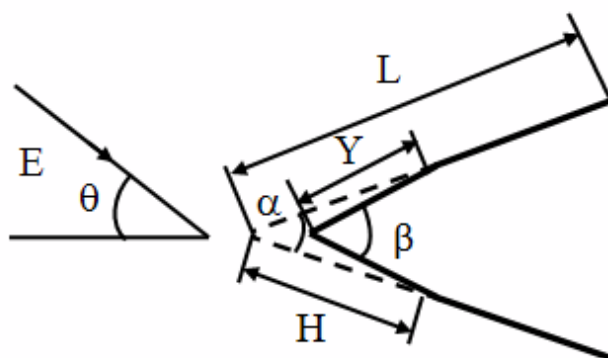


Рис.3. Схема рассеяния электромагнитной волны на сложном клине

При исследованиях длина ребра клина варьировалась в пределах $3\lambda \leq L \leq 7\lambda$, угол между боковыми гранями $20^\circ \leq \alpha \leq 40^\circ$, длина усеченной части $1\lambda \leq H \leq 2\lambda$, угол между боковыми стенками при вершине $35^\circ \leq \beta \leq 55^\circ$, сектор углов наблюдения $0^\circ \leq \theta \leq 40^\circ$.

При расчетах было установлено, что средняя ЭПР объекта, приведенного на рис. 2, превышает среднюю ЭПР объектов, приведенных на рис. 1, рис. 3, более, чем на 3 дБ.

Описание способа оптимизации характеристик дифракционной структуры

Для того, чтобы решить задачу, связанную с обеспечением требуемого уровня характеристик рассеяния дифракционной структуры, приведенной на рис.3, для определенного сектора углов наблюдения мы применяли генетический алгоритм (ГА) [3, 4].

Основной особенностью генетических алгоритмов можно считать то, что проводится анализ не одного решения, а некоторого подмножества квазиопытных решений, которые называют хромосомами или стрингами.

В рассматриваемом нами случае хромосома имела 4 гена: b, n, q и w. Так как ген является целым число, которое будет меньше чем 30, то для того, чтобы произвести кодирование по каждому гену мы можем использовать 5 битов. В таком случае хромосома будет представлена в виде, который приведен на рис. 3.

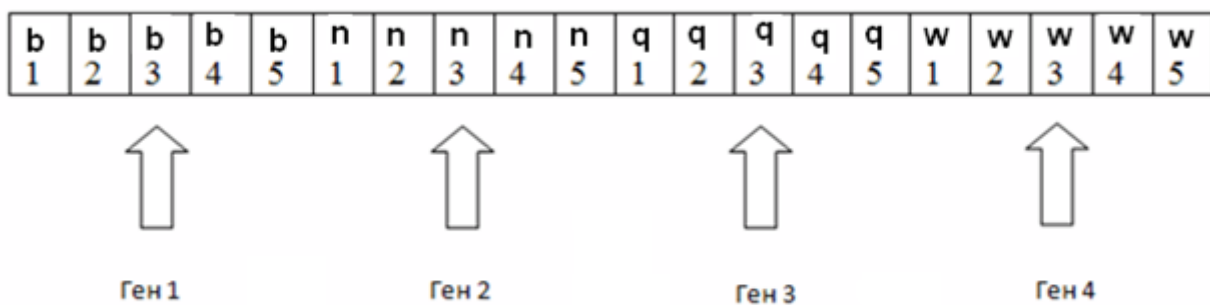


Рис. 4. Схема хромосомы

Для того, чтобы произвести поиск решения, была использована популяция из 5 хромосом. Вначале осуществлялся процесс генерации 5 случайных возможных вариантов решений:

$$F(q,x,c,d), q,x,c,d \in \{1, 2, 3...30\}, \tag{4}$$

и рассматривалась связь по каждому варианту и ошибке в решении:

$$\delta = | F(q,x,c,d) - FD(q,x,c,d) |. \tag{5}$$

В качестве примера ниже представлена таблица 1.

Таблица 1. Варианты решения.

Номер хромосомы	Вариант (x1, x2, x3, x4)	Ошибка δ	Относительная пригодность
1	(1, 28, 14,3)	79	0.014
2	(13,8,1,3)	21	0.041
3	(11,4,7,2)	27	0.038
4	(21,8,16,18)	127	0.0068
5	(4,12,29,1)	24	0.036

Основная идея работы ГА заключается в том, чтобы был процесс выживания хромосом, которые приводят к меньшей ошибке в решении. Исходя из этого относительная пригодность (ОП) хромосомы описывалась на базе формулы $ОП=1/\delta$.

Для того, чтобы провести вычисление вероятности отбора хромосомы по будущей популяции, мы использовали формулу

$$P_i = \frac{ОП_i}{\sum_{i=1}^5 ОП_i}, \tag{6}$$

Результаты использования этой формулы показаны в таблице 2.

Таблица 2. Данные по вероятности отбора хромосом.

Номер i	P_i	$U_i, \%$
1	$0.014/0.1358=0.1$	10
2	$0.041/0.1358=0.3$	30
3	$0.038/0.1358=0.28$	28
4	$0.0068/0.1359=0.05$	5
5	$0.036/0.1358=0.27$	27

Для того, чтобы осуществить последующие процессы выбора хромосом мы воспользовались методом колеса рулетки. При таком подходе каждая из хромосом имеет соответствующий сектор на колесе U_i (рис.5).

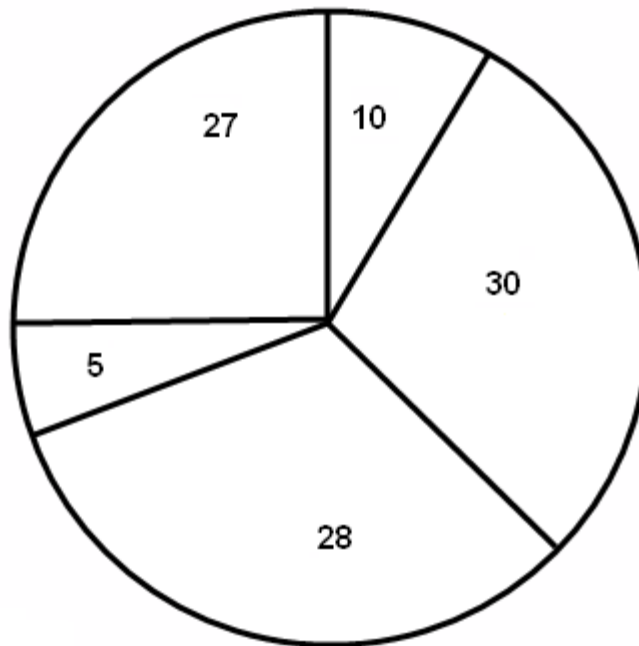


Рис.5. Демонстрация распределения секторов рулетки

После каждого из вращений колеса, осуществляется процесс выбора определенного сектора, то есть хромосомы. После осуществления 15 вращений колеса, проводится отбор 15 хромосом, среди них исходя из случайного закона идет формирование 5 пар с тем, чтобы происходил процесс скрещивания. Результаты расчетов даны в таблице 3.

В качестве примера ниже представлена таблица 1.

Таблица 3. Демонстрация результатов отбора на основе метода рулетки.

Номер отца, i	Номер матери, i
1	2
3	2
5	3
2	3
3	5

В соответствии с таблицей 2 самая плохая хромосома 4 не была отобрана для скрещивания. Хромосому 1 была выбрана для скрещивания только один раз, а хромосомы 2, 3 и 5 были отобраны часто, поскольку для них соответствует высокое значение ОП.

Дальнейшей генетической операцией было скрещивание. Средней ошибкой решения для популяции потомков является 58, Но для первоначальной популяции значение этого коэффициента было 67.

В качестве целевой функции мы рассматривали значение средней ЭПР, в заданном секторе углов наблюдения, зависящее от размеров структуры. Для структуры, приведенной на рис.3, максимальное значение средней ЭПР для сектора углов наблюдения $0^\circ \leq \theta \leq 25^\circ$, при $L=4\lambda$, значении угла между боковыми гранями $\alpha=30^\circ$ было получено для угла между боковыми стенками при вершине $\beta=47^\circ$.

Выводы

В работе проведен анализ характеристик рассеяния электромагнитных волн на клиновидных структурах. Расчет характеристик рассеяния проводился на основе метода интегральных уравнений, проведен сравнительный анализ средних характеристик рассеяния. Рассмотрена возможность оптимизации средних характеристик клиновидных структур на основе генетического алгоритма.

ЛИТЕРАТУРА

1. Уфимцев П. Я. Метод краевых волн физической теории дифракции. - М.: Сов. радио, 1962, 243 с.
2. Захаров Е. В., Пименов Ю.В. Численные методы решения задач дифракции. - М.: Радио и связь, 1986, 184 с.
3. Гладков Л. А., Курейчик В. В., Курейчик В. М. Генетические алгоритмы - М.: Физматлит, 2006. 320 с.
4. Ерасов С.В. Оптимизационные процессы в электродинамических задачах // Вестник Воронежского института высоких технологий. 2013. № 10. С. 20-26.

МОНОИМПУЛЬСНАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА С ЧАСТОТНЫМ СКАНИРОВАНИЕМ ДЛЯ АЭРОДРОМНОЙ РЛС X-ДИАПАЗОНА

Сучков А.В.

Научно-производственное объединение «Лианозовский электромеханический завод»
avs@bk.ru

Обсуждаются вопросы проектирования и практической реализации моноимпульсной волноводной антенной решетки с частотным сканированием для аэродромной РЛС X-диапазона. Антенная решетка, построенная на основе линейных волноводных излучателей, соединенных с волноводной системой питания, предназначена для формирования суммарной и разностной диаграмм направленности в плоскости частотного сканирования. В плоскости ортогональной плоскости сканирования антенна формирует диаграммы направленности косекансного типа. Исследованы особенности предлагаемого варианта построения антенны, приведены способы устранения характерных для него недостатков. Представлены результаты численного анализа электродинамической модели устройства, а также экспериментальной проверки характеристик изготовленного опытного образца антенны на стенде ближнего поля. Проведен сравнительный анализ полученных результатов. Рассмотрена специфика конструктивно-технологической реализации, позволяющей обеспечить требуемую точность изготовления и, соответственно, повторяемость технических характеристик при серийном производстве антенны. Примененные подходы позволили создать низкопрофильную технологичную конструкцию моноимпульсной частотно-сканирующей антенной решетки с высоким качеством технических и эксплуатационных характеристик.

Введение

В настоящее время в условиях роста требований к точностным и эксплуатационным характеристикам современных аэродромных радиолокационных систем (РЛС) [1], практически исключена возможность применения в их составе ранее разработанных [2] антенных решеток с частотным сканированием (АРЧС). Поскольку одноканальное построение таких антенн, обеспечивающее в плоскости частотного сканирования формирование многолучевой диаграммы направленности (ДН), позволяет определять направление на цель методом интерполяции угловой координаты при одновременном сравнении амплитуд эхо-сигналов, принятых независимыми каналами смежных лучей. Недостатком этого метода, реализованного в ряде отечественных и зарубежных РЛС с частотным сканированием [2, 3], является ограничение возможности увеличения точности измерения угловой координаты, вследствие наличия декорреляции сравниваемых эхо-сигналов в смежных лучах, формируемых на разнесенных частотах. Кроме того, уровень боковых лепестков (УБЛ) ДН в плоскости частотного сканирования, достигаемый при построении многоканальной системы питания излучателей (делителя мощности) на ненаправленных ответвителях [2], на практике не всегда достаточен для обеспечения эффективности функционирования РЛС в условиях пассивных помех. Устранить указанные недостатки, сохранив при этом основные достоинства в части технологической реализации линии задержки и излучателей одноканальных АРЧС, представилось возможным за счет кардинальной переработки структуры многоканального делителя мощности (ДМ), позволяющей реализовать в нем суммарно-разностную волноводную систему питания и, соответственно, моноимпульсный метод измерения угловой координаты в пределах каждого луча на фиксированной частоте эхо-сигнала. Необходимо отметить, что имеется ряд работ по теоретическим [3–5] и экспериментальным [5] исследованиям АРЧС S-диапазона частот. В то же время актуальной научно-технической задачей является практическая реализация таких антенн в X-диапазоне с целью их применения в составе радиолокационных систем посадки, которые предназначены для организации управления воздушным движением в ближней зоне аэродрома и контроля за выполнением самолетами предпосадочного маневрирования [6].

Цель работы – создание технологичной конструкции моноимпульсной АРЧС X-диапазона с заданным УБЛ, максимальным КПД и стабильностью характеристик суммарной и разностной ДН при изменении положения луча в секторе сканирования, на основе предложенной схемы построения.

Исходные данные

В качестве исходных данных для проработки конструктивного исполнения моноимпульсной АРЧС принято техническое задание (ТЗ) на разработку посадочного радиолокатора «ПРЛ-27СМ»,

составленное в рамках опытно-конструкторской работы «Модернизация РСП-27С, РСП-28М», выполняемой АО «НПО «ЛЭМЗ». Сформулированные на основании данных ТЗ требования к антенне представлены в таблице 1.

Таблица 1. Технические требования к антенне.

Параметры	Технические требования
Полоса частот	4% (X-диапазон)
Поляризация	линейная вертикальная
Параметры ДН в <i>H</i> -плоскости:	
ширина ДН на уровне -3 дБ	1,4°±0,1°
максимальный УБЛ	не более -25 дБ
уровень пересечения суммарной и разностной ДН	-4±0,5 дБ
глубина нуля разностной ДН	не более -25 дБ
сектор сканирования / тип сканирования	не менее 35° / частотное
Параметры ДН в <i>E</i> -плоскости:	
форма ДН	$\text{cosec}^2(\vartheta)$
ширина ДН на уровне -3 дБ	6°±0,5°
ширина ДН на уровне -6 дБ	9°±1°
Коэффициент усиления суммарного канала	не менее 32,5 дБ
КСВН суммарного и разностного входов	не более 1,7
Развязка между суммарным и разностным каналами	не менее 20 дБ
Габаритные размеры (В×Ш×Г)	не более 600×1700×400 мм

Схема построения

На основе анализа требований к техническим характеристикам, имеющегося задела в части наработок по техническим, конструктивным и технологическим решениям [2, 5], а также известных вариантов схем построения частотно-сканирующих антенн (последовательной [3–5] или параллельной, [3]) предложена к реализации X-диапазоне частот схема моноимпульсной АРЧС (рис. 1).

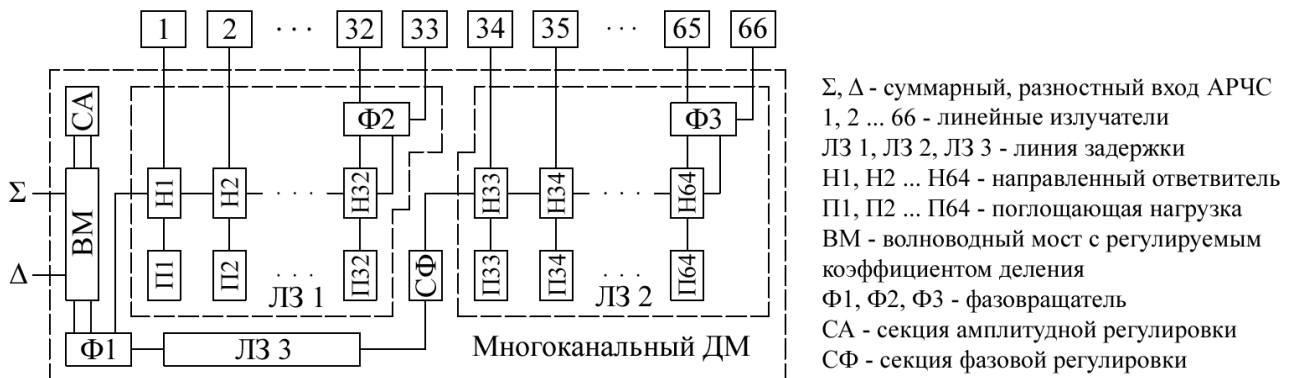


Рис. 1. Схема построения моноимпульсной АРЧС.

Предлагаемая антенна представляет собой эквидистантную плоскую решетку, излучающая поверхность которой образована из 66-ти столбцов линейных излучателей, которые установлены с шагом 23 мм и запитаны с помощью 66-канального суммарно-разностного делителя мощности (ДМ). Линейные излучатели [7] выполнены в виде линейной волноводной антенной решетки, формирующей в *E*-плоскости ДН косекансного типа в углах от 0° до 12°. Многоканальный ДМ [8], состоящий из 2-х волноводных делителей бегущей волны, в виде синусоидальных линий задержки (ЛЗ), запитанных от мостового устройства и Т-образных элементов связи ЛЗ с излучателями, спроектирован таким образом, чтобы обеспечить в заданной полосе частот при работе в составе АРЧС: 1) формирование спадающего амплитудного распределения (АР) в *H*-плоскости, обеспечивающего по сравнению с другими АР требуемую ширину ДН при заданных размерах апертуры и УБЛ антенны; 2) формирование фазового распределения (ФР) в раскрыве, необходимого для управления положением луча ДН в заданном

угловом секторе в H -плоскости методом частотного сканирования; 3) возможность синфазной и противофазной запитки половин раскрыва АРЧС (по 33 элемента каждая: ЛЗ 1 и ЛЗ 2) для формирования в H -плоскости требуемых суммарной и разностной ДН; 4) минимизацию искажений амплитудно-фазового распределения (АФР) в рабочей полосе частот в раскрыве АРЧС; 5) минимизацию потерь мощности в схеме деления; 6) необходимый уровень развязки между суммарным и разностным каналами.

Оценка параметров и моделирование

Расчет основных геометрических размеров волноводной топологии, определяющих электрические характеристики ДМ, произведен в соответствии с методикой, изложенной в [5] исходя из компромисса между приемлемостью конструктивного исполнения и КПД предложенной схемы с учетом требуемой ширины луча ДН в H -плоскости, рабочего диапазона частот и сектора сканирования. В соответствии с рассчитанной геометрией устройства с целью анализа и оптимизации характеристик методом конечных элементов в среде Ansys Hfss [9], разработана трехмерная электродинамическая модель ДМ, структура которой полностью соответствует схеме построения (рис. 1) и представляет собой воздушную полость волноводной топологии с заданными соответствующим образом граничными условиями для имитации материала волноводных стенок (алюминиевый сплав ВД-95 с шероховатостью 1,2 мкм), а также волноводных входов и выходов, возбуждаемых основным типом колебаний H_{10} . Для оценки влияния допусковых погрешностей, определяемых технологией изготовления, размеры модели заложены со случайными отклонениями $\pm 0,05$ мм от расчетных. Характеристики ДМ на нижней f_1 , и верхней f_3 частотах, а также на частоте нормали f_2 , полученные по результатам моделирования, представлены на рис. 2.

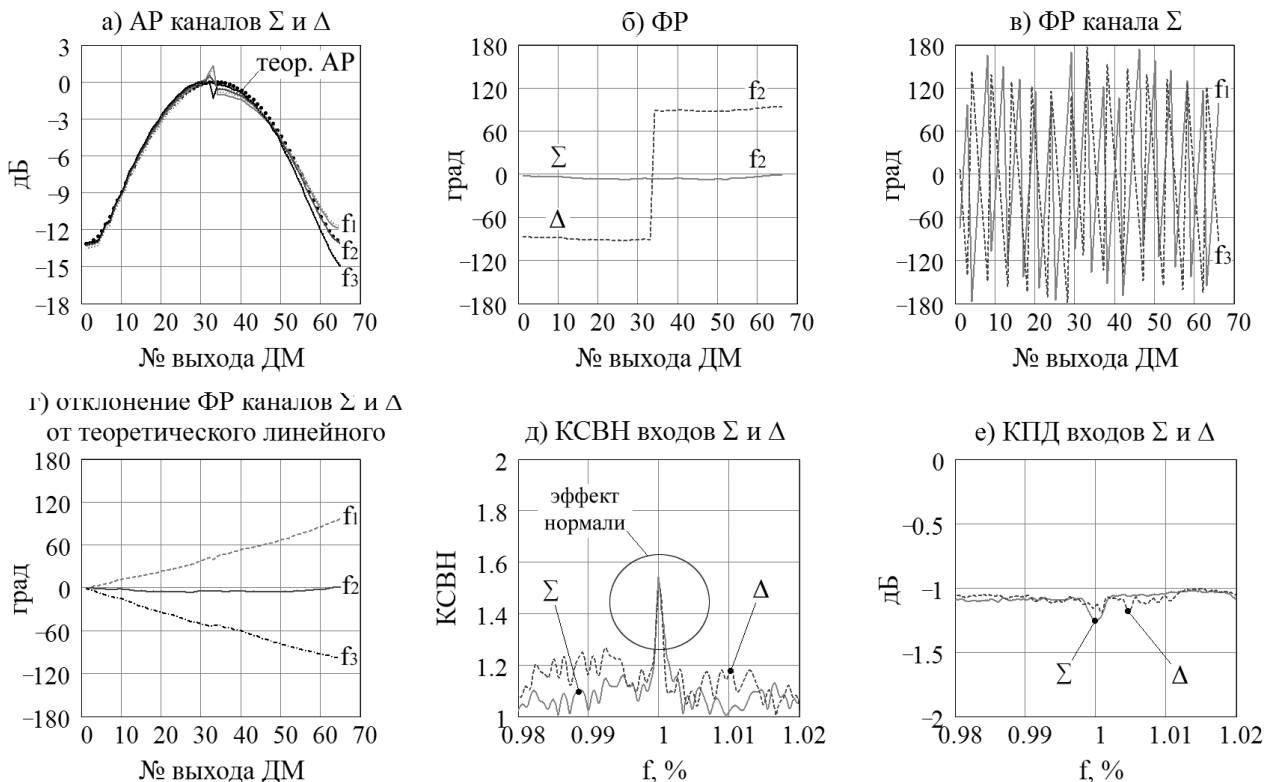
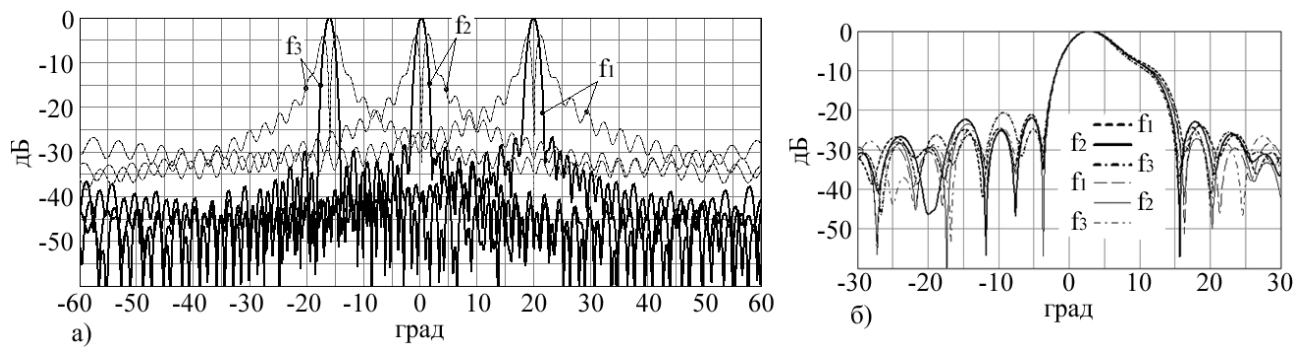


Рис. 2. Результаты электродинамического моделирования многоканального ДМ.

ДН АРЧС в H -плоскости, восстановленные по АФР, полученному при электродинамическом моделировании многоканального ДМ для частот f_1, f_2 и f_3 представлены на рис. 3, а.

Численное моделирование и оптимизация электродинамических характеристик волноводной топологии линейных излучателей также выполнены в программном пакете Ansys Hfss на основании результатов оценочного теоретического расчета [7]. ДН линейных излучателей в E -плоскости, полученные при теоретическом расчете (тонкие линии) и электродинамическом моделировании (полужирные линии) на частотах f_1, f_2 и f_3 показаны на рис. 3, б.

Рис. 3. ДН АРЧС: а) в H -плоскости б) в E -плоскости

Конструктивно-технологическое исполнение АРЧС

Особо следует выделить проблему практической реализации конструкции АРЧС X -диапазона с требуемыми допусками изготовления на основе приемлемых при серийном производстве технологий.

Разработанная антенна представляет собой плоскую эквидистантную решетку и конструктивно состоит из 33-х линейных волноводных излучателей (рис. 4, в), механически сопряженных с четными выходами 66-канального ДМ (рис. 4, б), и 33-х излучателей, сопряженных с нечетными выходами (рис. 4, г). Входы четных и нечетных излучателей расположены зеркально относительно осевой линии ДМ, что обусловлено разном четных и нечетных выходов ДМ с целью обеспечения физической реализуемости конструкции при сравнительно плотном шаге решетки. Излучатели и ДМ после сборки устанавливаются в несущем корпусе, который выполнен на базе сварной конструкции из гнутых алюминиевых профилей (рис.4, а). Излучающая апертура антенны защищена от внешних воздействующих факторов с помощью радиопрозрачной крышки, обеспечивающей герметичность конструкции. Габаритные размеры разработанной конструкции ($B \times Ш \times Г$) – 596×1678×269 мм.

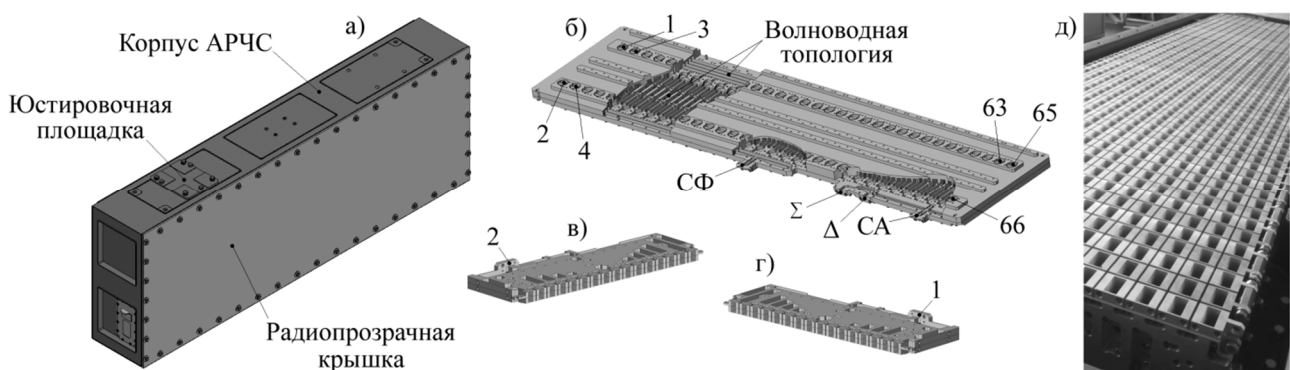


Рис. 4. Конструкция АРЧС

Изготовление ДМ и излучателей производится с использованием высокоточных станков с числовым программным управлением (ЧПУ) [7, 8], что обеспечивает высокую точность изготовления и, соответственно, требуемое качество технических характеристик, а также их повторяемость при серийном производстве.

Заключение

Анализ полученных теоретических результатов показывает, что рекомендации по преодолению известных недостатков моноимпульсных АРЧС с последовательным питанием излучателей, рассмотренные ранее в [5] для S -диапазона частот, также применимы к АРЧС X -диапазона при условии ужесточения требований к допускам изготовления конструкции.

На основании результатов проведенных оценочных расчетов, электродинамического моделирования и оптимизации, а также проработки ключевых конструктивно-технологических вопросов разработана конструкторская документация АРЧС 275АА02, в соответствии с которой изготовлен и экспериментально исследован опытный образец антенны (рис. 4, д).

Измерения характеристик ДН опытного образца производились на стенде ближнего поля АИВК, ЦИВР.464972.001 после проведения предварительной регулировки характеристик ДМ [8]. КСВН

суммарного и разностного входов АРЧС а также уровень развязки между входами, измерялись с помощью векторного анализатора цепей *Agilent PNA-L N5230C*. Экспериментально-расчетная оценка коэффициента усиления антенны производилась методом замещения эталонной антенны на проверяемую. Результаты измерений приведены в табл. 2.

Таблица 2. Результаты измерений АРЧС.

Параметры	Измеренное значение			
	f_1	f_2	f_3	на остальных частотах в полосе 4%, не хуже
Параметры ДН в <i>H</i> -плоскости:	—	—	—	—
ширина ДН на уровне –3 дБ, град	1,48	1,42	1,44	1,48
максимальный УБЛ, дБ	–25,2	–25,6	–25,5	–25,0
пересечение суммарной и разностной ДН, дБ	–4,3	–4,2	–4,4	–4,5
глубина нуля разностной ДН, дБ	–26,3	–32,9	–25,8	–25,3
угловое положение максимума ДН, град	17,86	0,04	–18,03	—
Параметры ДН в <i>E</i> -плоскости:	—	—	—	—
ширина ДН на уровне –3 дБ, град	6,26	6,14	6,31	6,44
ширина ДН на уровне –6 дБ, град	9,18	8,9	9,21	9,76
Коэффициент усиления суммарного канала, дБ	32,9	33,2	33,1	32,8
КСВН суммарного / разностного входов	1,06/1,11	1,63/1,51	1,19/1,14	1,53/1,25
Развязка между входами, дБ	26,8	21,2	30,8	21,2

Сравнительный анализ характеристик показывает, что экспериментально измеренные ДН полностью соответствуют заданным требованиям (см. табл. 1) и имеют хорошее совпадение с расчетными за исключением не принципиальных отклонений в части уровня бокового излучения. Характеристики КСВН входов антенны и уровень развязки между суммарным и разностным каналами также хорошо согласуются с расчетными в рабочей полосе частот.

На основании результатов экспериментальной проверки характеристик АРЧС можно сделать вывод о корректности выполненных теоретических и модельных расчетов, а также заложенных конструктивно-технологических решений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Справочник по радиолокации. Книга 1 / под ред. М.И. Сколника: пер. с англ. – М.: Техносфера, 2014. – 672 с.
2. Бородин Н.Д., Ковалев В.Т., Ленци Ю.И., Немоляев А.И. Волноводно-щелевые антенные решетки с частотным сканированием // Доклады XVII научно-технической конференции ВНИИРТ. – М.: ОАО «ВНИИРТ», 2007. – С. 312-317.
3. Johnson R.C., Jasik H. Antenna engineering handbook. 3d edition. – New York: McGraw-Hill Book Company, 1993.
4. Патент № 2490760 С1 (RU), МПК H01Q 3/00. Моноимпульсная антенна с частотным сканированием / Н.Д. Бородин, М.В. Исаков; заявитель и патентообладатель ОАО «НПП «Салют». – № 2012111088/08. – Заявл. 23.03.2012. – Оpubл. 20.08.2013. – Бюл. № 23. – 7 с.
5. Сучков А.В. Моноимпульсная волноводно-щелевая антенная решетка с частотным сканированием // Труды МАИ. – 2016. – №86. – С. 1-26.
6. Николаев С.Ф., Сеницын Е.А., Сеницын В.А. Радиолокатор «Низовье» обеспечит безопасность на взлетной полосе // Инновационная Россия. Исследования и разработки. – 2009. – № 9. – С. 18-19.
7. Сучков А.В. Линейные излучатели курсовой и глассадной антенн радиолокационной системы посадки // 26-я Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», КрыМиКо'2016, Севастополь, 2016.
8. Сучков А.В. Делитель мощности бегущей волны X-диапазона на базе Т-щелевых направленных ответвителей // Международная научно-практическая конференция «Инновационные, информационные и коммуникационные технологии», Сочи, 2016.
9. Гринев А.Ю. Численные методы решения прикладных задач электродинамики / Учеб. Пособие. М.: Радиотехника, 2012. – 336 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ АППАРАТНОЙ ФУНКЦИИ АКУСТОТЕРМОМЕТРИЧЕСКОГО ДАТЧИКА

Аносов А.А.^{1,2}, Шаракианэ А.А.¹, Казанский А.С.¹, Мансфельд А.Д.³, Санин А.Г.³, Шаракианэ А.С.¹

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

anosov@hotmail.ru

² Первый московский государственный медицинский университет им. И.М. Сеченова

anosov.aa@mma.ru

³ Институт прикладной физики РАН

mansfeld@appl.sci-nnov.ru

Рассчитана и экспериментально проверена аппаратная функция широкополосного (1.6–2.5 МГц) датчика, используемого в акустотермометрии. Исследовано влияние характеристик полосы пропускания и размера датчика на аппаратную функцию приемника. Показано, что для типичных в акустотермометрии расстояний между датчиком и исследуемым объектом основным параметром, определяющим характеристики аппаратной функции, является отношение длины волны (для средней частоты приема) к диаметру датчика. Для задач локализации нагретой области приемник оптимально устанавливать на расстоянии 15–25 мм от нагретой области. Например, в этой зоне для датчика диаметром 8 мм ширина аппаратной функции составляет 1.2 ± 0.1 мм по уровню 0.5 от максимального.

В задачах ранней диагностики и мониторинга нагрева участков тела человека желательно использовать неинвазивный способ измерения распределения глубинной температуры, например, пассивную акустическую термометрию, основанную на регистрации собственного теплового акустического излучения организма человека в мегагерцовом диапазоне [1]. Метод позволяет обеспечить миллиметровое разрешение на глубине 3-5 см [2]. При восстановлении распределения глубинной температуры важно знать аппаратную функцию (АФ) датчика. Изначальным требованием к приемнику теплового акустического излучения является его широкополосность, т.к. пороговая чувствительность прибора зависит от ширины его полосы пропускания [3]. Измерения аппаратных функций акустотермометрических датчиков проводились в работах [4, 5]. В настоящей работе рассчитана аппаратная функция широкополосного акустотермометрического датчика и проведено сравнение расчетных и экспериментальных данных.

Для измерений теплового акустического излучения был использован многоканальный акустотермограф [3], разработанный в ИПФ РАН (полоса пропускания 1.6-2.5 МГц, пороговая чувствительность при времени интегрирования 10 с – 0.2 К). Датчики акустотермографа были расположены в аквариуме размером 400 × 600 × 200 мм, заполненном водой. Использовали плоскую двумерную приемную решетку, состоящую из 14 датчиков (диаметр пьезопреобразователей 8 мм, расстояние между центрами соседних датчиков 10 мм). В качестве теплового источника использовались нагретые пластилиновые цилиндры (диаметром 4 и 9 мм), вытянутые в вертикальном направлении. Размер цилиндра в вертикальном направлении составлял 150 мм и существенно превышал вертикальный размер решетки, составлявший 36 мм. Цилиндры перемещались перпендикулярно осям датчиков. Расстояние между нагретым объектом и решеткой датчиков составляло 44 или 89 мм. Принимаемые акустические сигналы преобразовывались в электрические, которые усиливались, проходили через квадратичный детектор и усреднялись в течение 30 мс. С выходов многоканального акустотермографа сигналы подавались на 14-ти разрядный многоканальный АЦП Е14-140 (ЗАО «L-Card», Москва, Россия) с частотой дискретизации 1 кГц на один канал. Разработанная программа проводила дальнейшее усреднение данных.

При расчете аппаратной функции датчик рассматривается как диск радиуса a , расположенный в плоскости $xу$. Точечный источник S находится в плоскости xz , на заданном удалении по оси z и на расстоянии r от оси z . Источник S испускает сферическую гармоническую волну единичной амплитуды, которая приходит к элементарному приемнику площадью $d\Omega$ с центром в точке Q , являющемуся частью диска с полярными координатами ρ и θ .

$$f(Q, S, t) = \frac{\cos[\omega t - \varphi(Q, S)]}{l(Q, S)},$$

где t – время, $\varphi(Q, S) = 2\pi l(Q, S)/\lambda$, $l(Q, S) = \sqrt{r^2 - 2r\rho \cos \theta + \rho^2 + z^2}$ – расстояние между Q и S , ω и λ – циклическая частота и длина волны. Тогда квадрат амплитуды $A_\omega(S)^2$ гармонической волны, регистрируемой всем диском, можно определить по формуле

$$A_\omega(S)^2 = \left\{ \sum_{\text{по всем } Q} \frac{\cos[\varphi(Q, S)]}{l(Q, S)} d\Omega \right\}^2 + \left\{ \sum_{\text{по всем } Q} \frac{\sin[\varphi(Q, S)]}{l(Q, S)} d\Omega \right\}^2,$$

где суммирование представляет численное интегрирование по площади диска, например:

$$\sum_{\text{по всем } Q} \frac{\cos[\varphi(Q, S)]}{l(Q, S)} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^a \frac{\cos[2\pi\sqrt{r^2 - 2r\rho \cos \theta + \rho^2 + z^2}/\lambda]}{\sqrt{r^2 - 2r\rho \cos \theta + \rho^2 + z^2}} \rho d\rho d\theta.$$

В результате определяется зона чувствительности монохроматического приемника $A_\omega(z, r)^2$, которая нормируется

$$2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} A_\omega(z, r)^2 r dr = 1$$

для любого z . При расчете широкополосной аппаратной функции датчика $AF(z, r)$ монохроматические компоненты интегрируются по частоте с учетом полосы пропускания.

Измеряемый акустотермометром сигнал – инкремент ΔT_A акустоярковой температуры T_A – связан с инкрементом ΔT термодинамической температуры T выражением [6]:

$$\Delta T_A(x_0, y_0) = \int_0^\infty dz \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} AF(x - x_0, y - y_0, z) \gamma(x, y, z) \exp\left[-\int_0^z \gamma(x, y, \xi) d\xi\right] \times \Delta T(x, y, z) dx dy, \quad (1)$$

где γ – коэффициент поглощения ультразвука по интенсивности, AF – аппаратная функция датчика, с центром в точке $(x_0, y_0, 0)$, $\Delta T_A = T_A - T_0$, $\Delta T = T - T_0$, T_0 – температура окружающей среды, в нашем случае – температура аквариума. Отметим, что коэффициент поглощения зависит от частоты, и в формуле (1) следовало бы провести интегрирование и по частоте с учетом характеристик полосы пропускания датчика. Для упрощения в выражении (1) использован эффективный коэффициент поглощения. В качестве АФ можно рассматривать произведение функции AF , коэффициента поглощения и экспоненциального множителя в подынтегральном выражении интеграла (1), но в этой статье аппаратной функцией будем считать только функцию AF . Таким образом, мы рассматриваем аппаратную функцию геометрически, т.е. рассчитываем вклад теплового акустического сигнала из данной области пространства в общий сигнал, регистрируемый датчиком. Для АФ действует правило нормировки:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} AF(x - x_0, y - y_0, z) dx dy = 1. \quad (2)$$

Такая нормировка связана с определением акустоярковой температуры, как температуры черного тела, испускающего ту же плотность потока теплового излучения, что и исследуемый объект. Таким образом, если в выражении (1) температуру считать константой, то этой же константе будет равна и акустоярковая температура. Именно это свойство и дает возможность использовать в уравнении (1) инкременты, что, в свою очередь, позволяет ограничить интегрирование областью, где инкремент температуры отличен от нуля. Таким образом, любое фоновое термоакустическое излучение, поступающее из области, где инкремент температуры равен нулю, не меняет инкремент акустоярковой температуры. Отметим, что выражение (2) позволяет использовать ширину АФ как единственный (если не считать возможные различия формы) независимый параметр.

В эксперименте в качестве источника теплового излучения использовался нагретый пластилиновый цилиндр, помещенный в воду. В пластилине сильное поглощение, в воде – слабое: на частоте 2 МГц при температуре, близкой к комнатной, коэффициенты поглощения различаются приблизительно на три порядка 4.0 и 0.002 1/см. Поэтому мы считали, что нагретое черное тело находится в непоглощающей среде, и тепловой сигнал идет с поверхности цилиндра. Общий сигнал от источника вычислялся посредством численного интегрирования.

Измеренная (методом переменной акустической нагрузки [7]) полоса пропускания акустотермометрического датчика показана на рис. 1.

При измерениях температуры человека акустотермометрический датчик контактирует с телом через иммерсионную жидкость и, таким образом, находится на некотором расстоянии от поверхности, обычно, не ближе, чем 10 мм. Характерное поглощение в мягких тканях организма составляет 0.25 1/см. Т.е. сигнал снижается на порядок на глубине около 100 мм. Эти величины определили диапазон расстояний между приемником и источником, в котором проводилось исследование АФ датчика.

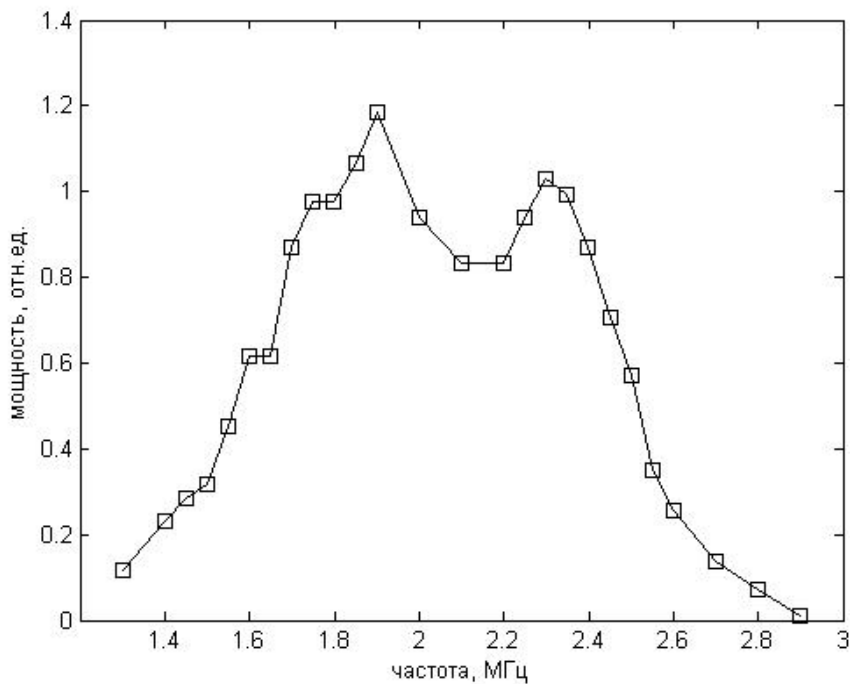


Рис. 1. Измеренная полоса пропускания акустотермометрического датчика.

Рассчитанная АФ широкополосного датчика показана на рис. 2. Из-за широкополосности датчика волновые эффекты сглажены: АФ монотонно убывает от оси датчика, начиная уже с расстояния $z = 15$ мм. На этом расстоянии параметр Френеля $z\lambda/a^2$ меняется от 0.56 (для частоты 2.5 МГц) до 0.88 (1.6 МГц). Наиболее узкой в поперечном направлении (1.2 ± 0.1 мм по уровню 0.5 от максимального) АФ получается в диапазоне расстояний z от 15 до 25 мм. Это оптимальное расстояние между приемником и нагретой областью в теле человека, если ставится задача ее локализации.

Результаты сравнения экспериментальных и расчетных данных, полученных для случаев двух нагретых цилиндров, расположенных на разных расстояниях от приемника, представлены на рис. 3. Мы считали АФ всех 14-и датчиков одинаковыми и усредняли данные, измеренные разными датчиками. В целом результаты вычисления близки к экспериментальным данным, что говорит об адекватности рассматриваемой вычислительной модели. При этом следует отметить систематическую ошибку, возникающую при сдвигах цилиндра от оси датчика, больших 5 мм. При измерениях теплового сигнала от цилиндра радиусом 9 мм (в этом случае отличие экспериментальных и расчетных данных максимально) интегральная ошибка составляет около 15 % от общего сигнала.

Несмотря на то, что в эксперименте были использованы достаточно узкие цилиндры, особенности аппаратной функции при расчете не играют существенной роли. Например, если вместо широкополосной АФ взять монохроматическую для средней частоты, то результаты расчетов акустотермометрической температуры (рис. 3, кривые) неотличимы в использованном масштабе. Это связано с интегрированием сигнала, идущего из разных областей пространства. Отметим, что интегрирование по пространству – неотъемлемая черта акустотермометрии: сигнал теплового излучения пропорционален объему нагретой области (от точечного теплового источника сигнал равен нулю).

Рассмотрим влияние характеристик полосы пропускания на аппаратную функцию датчика на расстояниях $z > 15$ мм. Расчеты показывают, что изменение ширины частотного диапазона практически не влияет на поперечный размер (взятый по уровню 0.5 от максимального) АФ. Например, на расстоянии 40 мм от приемника рассчитанный поперечный размер АФ снижается при переходе от широкополосного к монохроматическому датчику (средняя частота полосы пропускания не меняется) на 0.5 %. При увеличении средней частоты АФ суживается прямо пропорционально длине волны. Например, на расстоянии 40 мм от приемника изменения рассчитанного поперечного размера АФ пропорциональны изменениям длины волны с точностью ± 0.05 мм. Незначительно влияет на вид АФ изменение формы полосы пропускания (при неизменных ширине и средней частоте). Например, на расстоянии 40 мм от

приемника изменение поперечного размера рассчитанной АФ для прямоугольной и для измеренной (см. рис. 2) полос пропускания не превышает 0.1 мм. Уточним, что изменение характеристик полосы пропускания безусловно влияет на форму АФ. Как отмечено выше, увеличение ширины полосы пропускания сглаживает АФ. Однако, ширина АФ (при $z > 15$ мм) определяется, в основном, средней частотой приема сигнала.

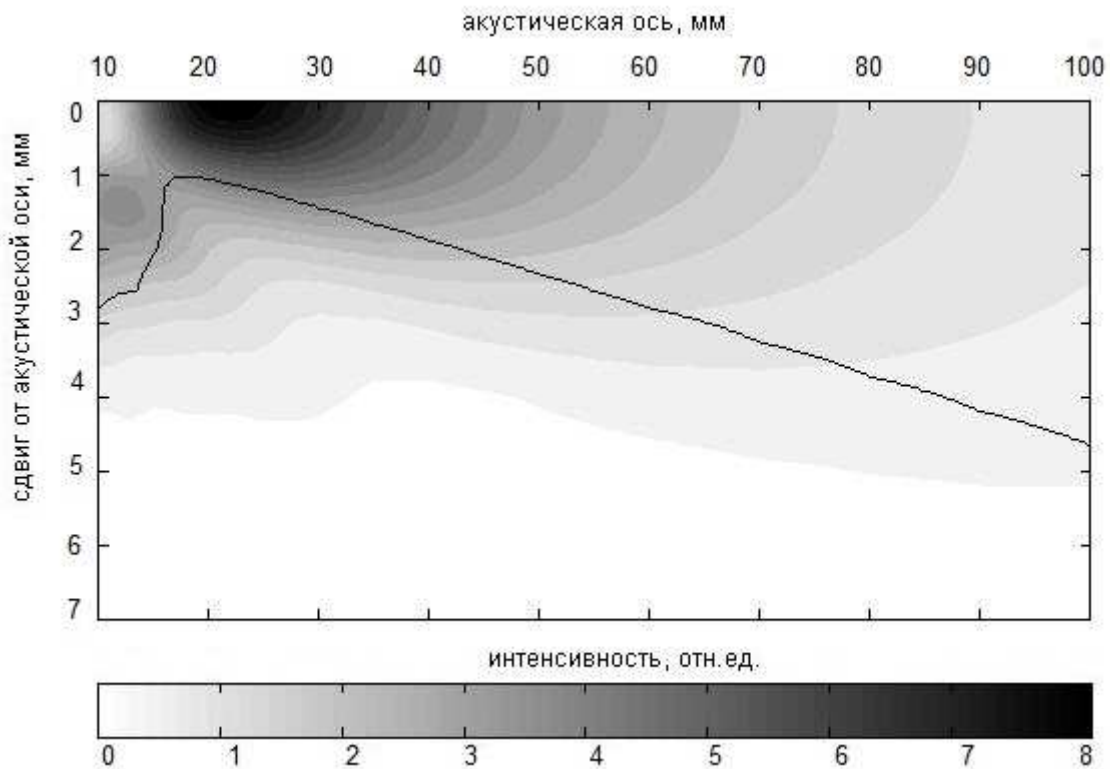


Рис. 2. Линии уровня аппаратной функции (АФ) датчика. Кривая показывает ширину АФ по уровню 0.5 от максимального на данном расстоянии вдоль акустической оси. Расчет проводился для датчика диаметром 8 мм и скорости ультразвука 1500 м/с.

Аппаратная функция датчика определяется не только полосой пропускания, но и диаметром приемника. Расчеты для датчиков разного диаметра показали, что практически линейное расширение поперечного размера АФ (см. кривую на рис. 2) начинается с координаты z , соответствующей значению параметра Френеля равному единице ($z \geq a^2/\lambda$) для средней частоты полосы пропускания (для $a = 4$ мм поперечный размер расширяется линейно при $z \geq 21$ мм). Таким образом, хотя зону Фраунгофера принято определять при значении параметра Френеля много большем единицы, для широкополосного датчика это приближение (для определения поперечного размера АФ) работает уже при значении параметра Френеля просто большем единицы. Расчеты показали, что расширение поперечного размера (по уровню 0.5 от максимального) АФ определяется выражением $0.247 \lambda z/a$.

Таким образом, с одной стороны, с помощью расчетов исследовано влияние, которое оказывает изменение полосы пропускания и размер датчика на аппаратную функцию широкополосного акустотермометрического датчика. С другой стороны, численно и экспериментально исследовано, как изменения АФ влияют на измеряемый датчиком акустотермометрический сигнал. Показано, что для расстояний между датчиком и исследуемым объектом, типичных при акустотермометрических исследованиях в теле человека, основным параметром, определяющим зону чувствительности приемника, является отношение длины волны (для средней частоты приема) к диаметру датчика. Другие параметры полосы пропускания (например, ширина, форма), хотя и меняют незначительно вид аппаратной функции, но (при измерении достаточно протяженных объектов) не оказывают существенного влияния на акустотермометрический сигнал (из-за пространственного интегрирования сигнала). Если ставится задача локализации нагретой области, то приемник (диаметром 8 – 10 мм)

оптимально установить на расстоянии 15 – 25 мм от нагретой области (в этой зоне аппаратная функция датчика является наиболее узкой).

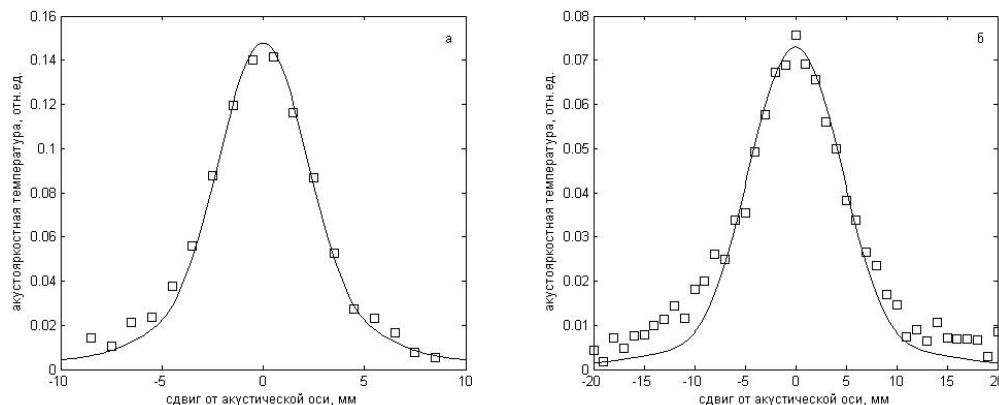


Рис. 3. Экспериментальные (маркеры) и рассчитанные (кривые) акустотермометрические сигналы при сдвиге нагретых цилиндров диаметром (а: 4 мм, б: 9 мм) от акустической оси. Цилиндры удалены на (а) 44 мм и (б) 89 мм от приемника.

ЛИТЕРАТУРА

1. Миргородский В.И., Пасечник В.И., Пешин С.В., Рубцов А.А., Годик Э.Э., Гуляев Ю.В. Зондирование внутренней температуры объектов по их тепловому акустическому излучению // Докл. АН СССР. 1987. Т. 297. №6. С. 1370-1374.
2. Аносов А.А., Гаврилов Л.Р. Восстановление распределения глубинной температуры биообъектов с помощью линейных фазированных решеток // Акуст. журн. Т.51. 2005. №4. С. 447-455.
3. Мансфельд А.Д. Акустотермометрия. Состояние и перспективы // Акуст. журн. 2009. Т. 55. №4-5. С. 536-547.
4. Аносов А.А., Пасечник В.И., Шаблинский В.В. Пространственная разрешающая способность акустотермографии и СВЧ-радиометрии // Акуст. журн. 1991. Т. 37. №4. С. 610-616.
5. Ксенофонтов С.Ю., Мансфельд А.Д., Рейман А.М. Реконструктивная акустическая термотомография биологических объектов // Изв. ВУЗов РАДИОФИЗИКА. 1997. Т. XL. №6. С. 752-760.
6. Passechnick, V.I. Verification of the Physical Basis of Acoustothermography // Ultrasonics. 1994. V.32. N4. P. 293-299.
7. Санин А.Г., Рейман А.М., Чичагов П.К. Градуировка ультразвуковых преобразователей. // Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983. С.21-36.

ФОРМИРОВАНИЕ ЧАСТОТНО-НЕЗАВИСИМЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕНН С КРУГЛОЙ АПЕРТУРОЙ

Бобков Н.И.¹, Габриэлян Д.Д.², Проживальский В.В.¹

¹ АО «КБ «Связь» (г. Ростов-на-Дону),

uablac@mail.ru;

² ФНПЦ «Ростовский НИИ радиосвязи»,

d.gabrieljan@yandex.ru;

Для антенн с апертурой круглой формы предложен метод формирования стабильных характеристик излучения в широкой полосе частот. Путем соответствующего выбора частотнозависимого фазового распределения для равномерно возбужденной апертуры эффект стабилизации диаграмм направленности достигается в полосе частот шириной не менее четырех октав. На примере зеркальной антенны с круглой апертурой приведены результаты численного и физического экспериментов, подтверждающие эффективность предлагаемого метода.

Введение

В некоторых областях применения остроаправленных антенн апертурного типа (линзовых, зеркальных) а также антенных решеток актуальной задачей является поддержание неизменных параметров диаграмм направленности (ДН) в широкой полосе частот.

Для линейной или прямоугольной апертуры эффект стабилизации характеристик излучения (ширины и формы главного лепестка, а также огибающей боковых лепестков) достигается при квадратичном фазовом распределении и спадающем косинусоидальном амплитудном распределении с пьедесталом, не превышающим относительного уровня минус 15-20 дБ. При более высоком уровне возбуждения на краю апертуры наблюдается искажение формы главного лепестка с образованием провалов в направлении оси ДН [1]. Однако в ряде случаев требуется сформировать частотно-независимые ДН при равномерном или близком к равномерному амплитудном распределении. Такие задачи могут возникнуть при проектировании активных широкополосных антенных решеток [2] или при разработке многолучевых зеркальных антенн для систем пеленгации и сопровождения [3], когда для повышения уровня пересечения парциальных ДН применяются облучатели в виде открытого конца волновода.

Рассмотрим один из методов решения подобных задач, основанный на применении свойств эквивалентного линейного излучателя [4]. Его суть состоит в том, что для некоторых форм апертуры, например, для круглой или эллиптической, амплитудное распределение эквивалентного линейного излучателя, соответствующего равномерно возбужденной апертуре, является спадающим до нуля на краях. Задавая частотнозависимое фазовое распределение по одной или обеим координатам круглой апертуры, можно достичь эффекта стабилизации характеристик излучения в одной или в обеих плоскостях. Рассмотрим подробнее особенности формирования частотно-независимых ДН антенн с круглой апертурой.

Основные соотношения

Пусть в круглой излучающей апертуре радиуса R задано осесимметричное амплитудно-фазовое распределение (АФР), которое без ограничения общности можно представить в виде

$$E_s(\rho', \varphi') = E_0 \left[(1 - \Delta) + \Delta \left(1 - \left(\frac{\rho'}{R} \right)^2 \right) \right] \exp(j\Phi(\rho')), \quad (1)$$

где $\Phi(\rho')$ - фазовое распределение поля;

ρ', φ' - текущие координаты точки в апертуре антенны.

Диаграмма направленности круглой апертуры определяется выражением [5]

$$F(\theta, \varphi) = A \int_0^{2\pi} \int_0^R E_s(\rho', \varphi') \exp[jk \sin \theta \cos(\varphi - \varphi') + j\Phi(\rho')] \rho' d\rho' d\varphi', \quad (2)$$

где k - волновое число свободного пространства;

$$A = \frac{1}{\int_0^{2\pi R} \int_0^R E_s(\rho', \varphi') \rho' d\rho' d\varphi'}$$

Расширение ДН при постоянном амплитудном распределении связано, как отмечалось выше, с наличием осесимметричного четного (квадратичного и т.д.) фазового распределения поля в раскрыве вида

$$\Phi(\rho') = \Phi_0 + B_1(\rho'/R)^2 + B_2(\rho'/R)^4 + \dots, \quad (3)$$

с неизвестными коэффициентами разложения B_1, B_2, \dots

Нахождение частотнозависимых фазовых распределений (коэффициентов разложения) при заданных распределениях амплитуды представляет собой задачу синтеза АФР по заданной ДН и решается методами фазового синтеза [6].

Запишем, как предложено в [6], невязку между заданной и формируемой на некоторой частоте f диаграммой направленности

$$\varepsilon = 2\pi \int_0^{\pi/2} |F_{зад}(\theta, \varphi) - F(\theta, \varphi)|^2 \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (4)$$

где $F_{зад}(\theta, \varphi)$ - диаграмма направленности, угловую ширину которой необходимо сохранить в требуемом частотном диапазоне.

С учетом выражений (2), (3) задача формирования частотнозависимого фазового распределения в круглой апертуре, обеспечивающего частотную независимость параметров формируемой ДН, может быть сформулирована следующим образом

$$\min_{\mathbf{B}(f)} \varepsilon, f \in [f_n, f_e] \quad (5)$$

где $\mathbf{B}(f)$ - вектор, элементами которого являются коэффициенты разложения $B_1(f), B_2(f), \dots$

Решение задачи (5) сводится к решению системы нелинейных уравнений, которое выполняется численными методами.

Результаты расчета

На рисунке 1 приведены результаты расчета ширины ДН круглой равноамплитудной апертуры в полосе частот с перекрытием в четыре октавы для различных функций фазового распределения. Расчет проведен для апертуры диаметром $10,6\lambda_0$ (λ_0 – длина волны на нижней границе рабочего диапазона частот f_0), формирующей на частоте f_0 ДН с шириной $5,6^\circ$ в синфазном режиме. Наименьшее отклонение ширины ДН ($5,7^\circ \pm 0,6^\circ$) в полосе частот с перекрытием 16:1 получено для фазового распределения вида косинус в степени 0,35 с начальной расфазировкой 200° на частоте f_0 (кривая 5). На рисунке 1 приведены также зависимости и для других функций фазового распределения: квадратичного (кривая 1), косинусоидального (кривая 2), косинус в степени 0,6 (кривая 3), косинус в степени 0,4 (кривая 4) Кривые 1-4 приведены для начальной расфазировки 120° . Здесь же для сравнения показана зависимость ширины ДН для синфазной апертуры (кривая 6).

Из результатов расчета следует, что квадратичное фазовое распределение, применяемое для формирования частотно-независимых ДН в случае линейной апертуры со спадающим амплитудным распределением [1], неприемлемо для формирования стабильных ДН круглой равномерно возбужденной апертуры. Значительное расширение ДН на частотах выше $2f_0$ (кривые 1, 2) сопровождается искажением формы главного лепестка ДН с образованием провалов, что делает невозможным пеленгование источников радиоизлучения. Наилучшее с точки зрения сохранения формы и отклонения ширины ДН фазовое распределение вида косинус в степени 0,35 графически представлено на рисунке 2 (кривая 2). Здесь же для сравнения показано квадратичное распределение (кривая 1).

Моделирование зеркальной антенны

Для подтверждения возможности стабилизации ДН антенн с круглой апертурой в полосе частот проведено моделирование зеркальной антенны в пакете программ ФЕКО в сантиметровом диапазоне длин волн с перекрытием по частоте 2,25:1 для антенны с отражателем диаметром 1400 мм на основе

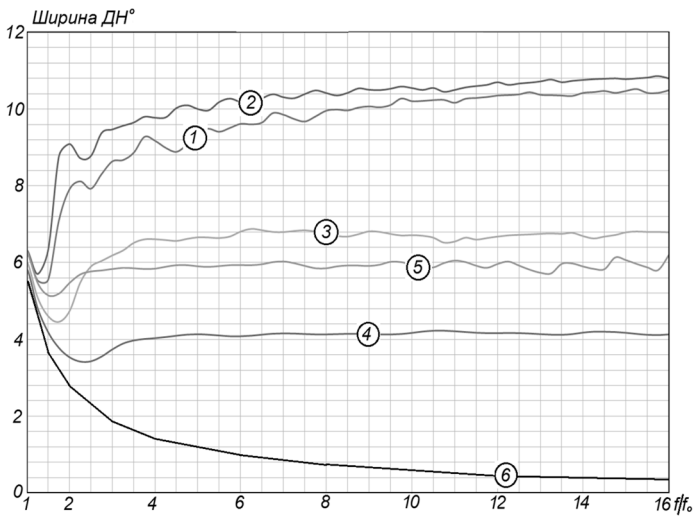


Рис. 1 – Зависимости ширины ДН круглой равномерно возбужденной апертуры от частоты для различных функций фазового распределения

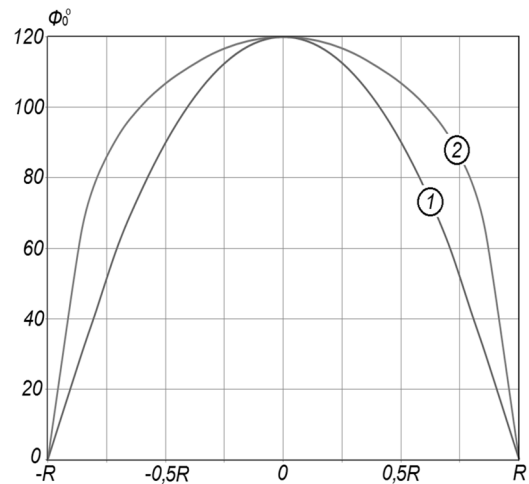


Рис. 2 – Сравнение фазовых распределений: квадратичного (1) и распределения вида косинус в степени 0,35 (2)

несимметричной вырезки из параболоида вращения с фокусным расстоянием 700 мм. В качестве облучателя взят открытый конец прямоугольного волновода с размерами сторон $0,613\lambda_0 \times 0,27\lambda_0$. Амплитудное распределение, задаваемое облучателем, в первом приближении можно считать равномерным: относительный уровень возбуждения на краях апертуры составляет около 0,9 для частоты f_0 и снижается до 0,7 на частоте $2,25 f_0$. Поскольку в зеркальной антенне реализация оптимального фазового распределения (кривая 2 на рисунке 2) вызывает значительные затруднения, при моделировании решено применить дефокусировку путем смещения облучателя из фокуса. При дефокусировке облучателя в небольших пределах фазовое распределение в апертуре отражателя приближенно можно считать квадратичным [4].

В таблице 1 приведены основные расчетные параметры зеркальной антенны для сфокусированного и расфокусированного режимов. Видно, что выравнивание значений ширины ДН в полосе рабочих частот сопровождается снижением коэффициента усиления, которое на нижней частоте составляет 1,2 дБ.

Таблица 1. Основные расчетные параметры зеркальной антенны.

Частота	Ширина ДН в Е- пл., градус		Коэффициент усиления, дБ	
	В фокусе	Дефокусирован	В фокусе	Дефокусирован
f_0	1,61	1,78	36,7	35,5
$1,25f_0$	1,3	1,5	39,2	36,9
$1,5f_0$	1,07	1,29	41,2	37,8
$1,75f_0$	0,91	1,16	43,1	38,6
$2f_0$	0,81	1,35	44,5	38,5
$2,25f_0$	0,72	1,9	45,9	37,9

Результаты экспериментальных исследований

Для подтверждения результатов моделирования проведено экспериментальное исследование на макете зеркальной антенны с параметрами, описанными выше с двумя видами облучателей: одноканальный облучатель – открытый конец волновода и четырехканальный облучатель антенны сопровождения на основе волноводов прямоугольного сечения.

Расчетные и экспериментальные частотные зависимости ширины ДН макета зеркальной антенны с одноканальным облучателем в Е- плоскости приведены на рисунке 3.

Структура четырехканального облучателя зеркальной антенны сопровождения [3] показана на рисунке 4. Принято считать, что волноводные облучатели являются малоэффективными и редко

применяются в зеркальных антеннах, однако в данном случае применение такого типа облучателя оправдано. Данная конфигурация обеспечивает равные значения выноса фазовых центров облучателей d_E и d_H в поперечном направлении в фокальной плоскости и, следовательно, равные угловые отклонения электрических осей ДН, формируемых в главных плоскостях.

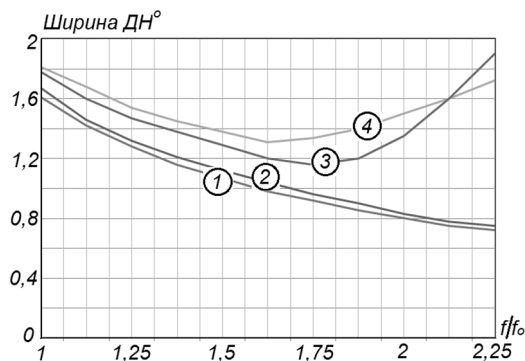


Рис. 3 – Частотные зависимости ширины ДН макета сфокусированной (1, 2) и расфокусированной (3, 4) зеркальной антенны; 1, 3 – расчет; 2, 4 – эксперимент

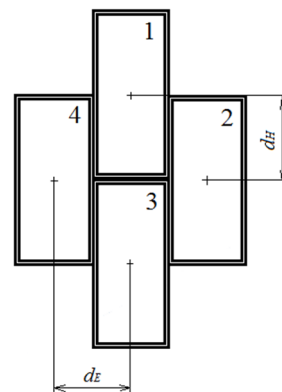


Рис. 4 – Конфигурация четырехканального облучателя

При расположении облучателя в фокусе парабооида за счет малых величин выноса фазовых центров облучателей d_E и d_H оптимальный уровень пересечения парциальных ДН поддерживается в полосе частот с перекрытием не более 1,5:1 и лежит в пределах от минус 2 дБ до минус 4 дБ. Далее с ростом частоты уровень пересечения парциальных ДН снижается и на частоте $2,25 f_0$ падает до минус 8 дБ в Е- плоскости. При дефокусировке антенны за счет расширения ДН уровень пересечения на верхних частотах повышается и в целом в полосе частот с перекрытием 2,25:1 составляет от 1,8 дБ до 4,8 дБ в Е-плоскости и от 2 дБ до 5 дБ в Н- плоскости. Дефокусировка осуществлялась приближением облучателя к отражателю на величину не более длины волны λ_0 .

Экспериментальные ДН каналов 2 и 4 в плоскости Е для трех частот рабочего диапазона приведены на рисунке 5. Несмотря на снижение коэффициента усиления в направлении осей парциальных ДН, за счет подъема уровней пересечения парциальных ДН на верхних частотах коэффициент усиления в равносигнальном направлении остается близким к значениям, полученным для антенны с облучателем в фокусе парабооида. Следует отметить, что при построении широкополосных многолучевых зеркальных антенн, основанных на амплитудных методах стабилизации параметров парциальных ДН с применением частотнозависимых корректирующих покрытий на рабочей поверхности отражателя, потери энергии в диапазоне рабочих частот составляют 1,2 – 6 дБ [7, 8]. При этом антенны с покрытиями отличаются более высокой стоимостью их производства и более низкой надежностью за счет применения магнетодиэлектрических покрытий.

Анализ результатов эксперимента и близкое совпадение с расчетом свидетельствуют о том, что предлагаемый метод формирования частотно-независимых характеристик излучения антенн с круглой апертурой является перспективным. Применение метода на практике может вызывать затруднения в основном при реализации специальных фазовых распределений в апертуре и при разработке широкополосных облучателей для линзовых и зеркальных антенн. Для антенных решеток создать требуемое фазовое распределение сравнительно несложно – оно формируется соответствующим подбором электрической длины соединительных линий передачи между диаграммообразующим устройством и элементами излучающей решетки. В широкополосных линзовых и зеркальных антеннах специальное фазовое распределение может быть сформировано соответствующим выбором преломляющей или отражающей поверхностей, что должно стать предметом проведения исследований и разработки практических методик их инженерного расчета.

Следует отметить, что предлагаемый метод формирования частотно-независимых характеристик излучения может быть применен и при разработке широкополосных антенн с эллиптической апертурой.

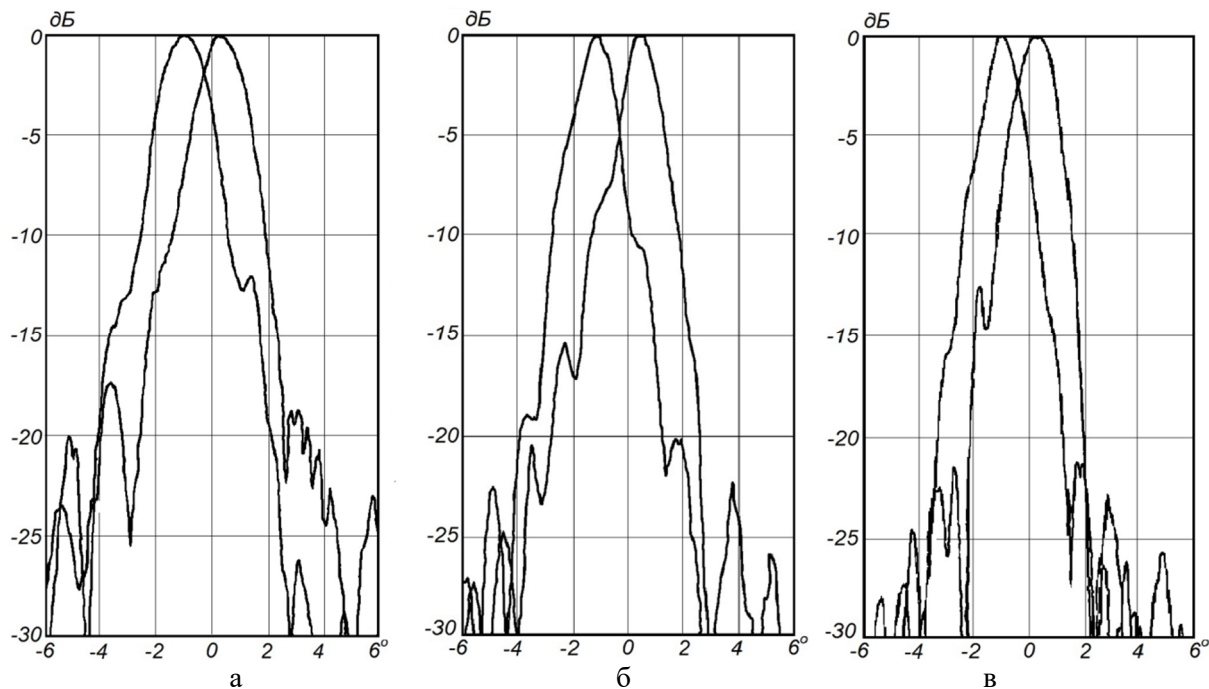


Рис. 5 – Экспериментальные ДН каналов 2 и 4 на частоте f_n (а); $1,5 f_n$ (б); $2 f_n$ (в)

Заключение

Выполненные исследования доказывают возможность построения остронаправленных антенн с круглой апертурой, имеющих частотно-независимые характеристики излучения. Неизменное по частоте равномерное распределение амплитуды при частотно-независимом фазовом распределении в апертуре позволяет сохранить высокий энергетический потенциал в полосе частот. Для многолучевых антенн при этом поддерживается постоянный уровень пересечения парциальных ДН и крутизна пеленгационных характеристик.

Дополнительные возможности по стабилизации ширины и сохранению формы главного лепестка ДН дает использование специальных фазовых распределений в апертуре, позволяющих расширить потенциально возможную полосу рабочих частот антенн до четырех октав.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Бобков Н.И., Габриэлян Д.Д., Ивакина С.С., Пархоменко Н.Г. Построение апертурных антенн с частотно-независимыми характеристиками излучения // «Радиотехника», №1, 2016 г., с.42-49.
- 2 U.S. Patent 8466848. Beam shaping for wide band array antennas / D. Guy, V. Pirollo. Jun. 18.2013.
- 3 Патент 2099836 (RU) Широкополосная четырехлучевая зеркальная антенна (варианты) - Бобков Н.И., Бочарников А.А., Кашубин Б.Т., Логвиненко Е.Л., Савеленко А.А., Стуров А. Г., Яшин Н.Н. Бюллетень изобретений № 35, 20.12.1997, МПК H01Q 19/17.
- 4 Марков Г.Т., Сазонов Д.М. Антенны / М.: Энергия. – 1975. – 529 с.
- 5 Воскресенский Д.И., Гостюхин В.Л., Максимов В.М., Пономарев Л.И. Устройства СВЧ и антенны / Под ред. Д.И. Воскресенского. Изд. 2-е. доп. и перераб. – М.: Радиотехника, 2006. – 376 с.
- 6 Зелкин Е.Г., Соколов В.Г. Методы синтеза антенн: Фазированные антенные решетки и антенны с непрерывным раскрытием. – М.: Сов. радио, 1980, 296 с.
- 7 Басков К.М., Бобков Н.И., Краснолобов И.И., Семенов В.Н. Математическое моделирование сверхширокополосной многолучевой зеркальной антенны // Журнал радиоэлектроники. Электронный журнал. 2013. № 4. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/apr13/9/text.pdf>.
- 8 Патент 2451871 (RU) Сверхширокополосная многолучевая зеркальная антенна - Бобков Н.И., Габриэлян Д.Д., Пархоменко Н.Г., Семенов В.Н., - Бюллетень изобретений № 3, 16.01.2015, МПК H01Q 15/14.

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ТИПЫ КОЛЛЕКТОРНЫХ СИСТЕМ ДЛЯ СВЕРХМОЩНЫХ ГИРОПРИБОРОВ

Глявин М.Ю.¹, Мануилов В.Н.^{1,2}, Морозкин М.В.¹

¹ *Институт прикладной физики РАН*

glyavin@ipfran.ru, morozkin@ipfran.ru

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

manuilov@rf.unn.ru

Дана классификация и проведен сравнительный анализ коллекторных систем гиротронов различных частотных диапазонов и уровня мощности. Рассмотрены как классические схемы коллекторов гиротронов с адиабатическим магнитным полем, так и новые системы с сильно неоднородным полем и с динамическим сканированием электронного пучка, а также системы с рекуперацией остаточной энергии, особенно актуальные для разрабатываемых в настоящее время сверхмощных гиротронов для термоядерного реактора DEMO.

Введение

Гиротроны – наиболее широко распространенная разновидность мазеров на циклотронном резонансе, являются в настоящее время несомненными лидерами среди источников электромагнитного излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн как по уровню выходной мощности, так и по достигнутым частотам генерации, отличаясь в то же время относительной компактностью и умеренной стоимостью (типичная длина наиболее мощных приборов не более 3 м, а стоимость составляет сотни тысяч долларов). Рабочие частоты гиротронов находятся в диапазоне от 20 ГГц до 1.3 ТГц [1,2], а мощность варьируется от десятков ватт до единиц мегаватт [1,3], достигая для релятивистских гиротронов значений в десятки МВт [1].

Как известно, электронный КПД гиротронов относительно невелик – около 30-40% в миллиметровом диапазоне длин волн [1]. Остаточную мощность электронного пучка после взаимодействия с ВЧ полем необходимо рассеивать на медном коллекторе, охлаждаемом водой. В современных мощных гиротронах коллектор испытывает большие тепловые нагрузки и основной задачей при построении коллекторной системы является обеспечение достаточно малой удельной плотности мощности, рассеиваемой на стенках коллектора и обеспечение его долговечности. В настоящее время требования к мощности гиротронов постоянно повышаются, в частности, для проекта термоядерной электростанции будущего, такой как DEMO, наряду с повышением частоты излучения обсуждается возможность увеличения мощности гиротронов примерно вдвое по сравнению с существующими, что резко усложнит теплоотвод с коллектора. Большое разнообразие существующих в настоящее время гиротронов приводит и к большой специфике соответствующих коллекторных систем. Поэтому, для правильного конструирования коллекторных систем необходима их классификация и оценка потенциальных возможностей каждого типа коллекторов.

Классификация коллекторных систем гиротронов

Форма электронного пучка и длина следа пучка на коллекторе в любом электровакуумном приборе, очевидно, зависят от распределения и наличия электрического и/или магнитного полей в области его осаждения. Поэтому, прежде всего, коллекторы подразделяются на системы только с магнитным полем и коллекторы с комбинированными электрическим и магнитным полями. Как правило, последние используются только в одноступенчатых и многоступенчатых системах рекуперации и будут ниже рассмотрены отдельно. Системы только с магнитным полем в свою очередь можно разделить на два подкласса – со статическим магнитным полем и переменным во времени полем, меняющимся по некоторому периодическому закону (рис. 1). Первый тип коллекторов может иметь адиабатическое изменение магнитного поля вдоль всей электронной траектории, либо на определенном участке условия адиабатичности могут быть нарушены. Способы создания неадиабатического поля также могут быть различны, равно как и соответствующие конфигурации магнитных полей. С этой точки зрения можно различать системы с сильной локальной неоднородностью магнитного поля и магнитоэкранированные коллекторы, где в области посадки пучка происходит резкое «выключение» магнитного поля. Что касается коллекторов с переменным магнитным полем, то они могут различаться как по направлению

сканирования пучка (продольное или азимутальное), так и по частоте сканирования: низкочастотные (частоты сканирования до $f \sim 10-50$ Гц) и высокочастотные (100-1000 Гц).



Рис.1. Классификация коллекторных систем гиротронов с магнитным полем.

Основным достоинством адиабатических коллекторов, где масштаб неоднородности магнитного поля многократно превышает шаг электронной траектории и радиус вращения электрона, является простота реализации. В таких коллекторах электроны следуют вдоль силовых линий спадающего по оси z магнитного поля вплоть до осаждения на стенку коллектора. Традиционно для увеличения зоны оседания пучка увеличивают радиус коллектора или уменьшают угол подхода магнитной силовой линии к поверхности осаждения пучка за счет дополнительных магнитных катушек или использования конических коллекторов.

Для увеличения площади следа пучка и снижения тепловой нагрузки на коллектор могут быть использованы системы, возмущающие магнитное поле в коллекторной области и нарушающие условия адиабатичности, т.е. реализующие такие распределения полей, когда шаг траектории или радиус вращения электрона существенно превышают масштаб неоднородности магнитного поля. Один из способов нарушения адиабатичности – создание сильной локальной неоднородности магнитного поля в коллекторной области [4]. При этом размеры, положение и величина неоднородности магнитного поля должны быть оптимизированы таким образом, чтобы обеспечить в коллекторной области оптимальные осцилляторные скорости электронов и избежать излишне большого приращения осцилляторной скорости, которое может привести к отражению части пучка обратно в сторону резонатора. Способы создания неоднородностей также могут различаться и быть активными [5] (посредством дополнительных встречных магнитных катушек) или пассивными [6] (с помощью ферромагнитных экранов или постоянных магнитов).

Предельным случаем неадиабатического коллектора со статическим магнитным полем является магнитно-экранированный коллектор, в котором магнитное поле резко неадиабатически спадает при подлете электронов к коллектору, и в коллекторной области электронный пучок движется в практически нулевом магнитном поле (происходит инерционный разлет частиц в конусе, угловые размеры которого зависят от разности углов входа электронов в эту область). Такой эффект может быть реализован посредством ферромагнитных экранов (полностью закрытый ферромагнетиком коллектор с щелевым отверстием для пропуска электронного пучка) или соленоида со специально синтезированным распределением магнитного поля.

Как альтернатива неадиабатическим системам, а также совместно с ними для снижения диаметра коллектора и повышения срока его службы могут быть использованы системы с динамическим

сканированием электронного пучка с частотой f [7]. Легко оценить, что в гиротроне время пролета электрона от резонатора до коллектора порядка $10 - 100$ нс, что на несколько порядков меньше, чем период сканирования $1/f$ ($1 - 100$ миллисекунд, см. также ниже). В то же время, пространственная неоднородность магнитного поля в сканирующих системах мала, т.е. поле является адиабатическим и пучок движется вдоль магнитной силовой линии, выходящей с точки старта электрона на катоде. Поэтому при периодическом изменении пространственного положения ведущей силовой линии она в разные моменты времени пересекает коллектор в разных сечениях, и след пучка перемещается на расстояние, значительно превышающее мгновенную (статическую) величину следа. Соответственно, средняя за период сканирования рассеиваемая мощность может быть существенно снижена.

Коллекторы мощных гиротронов

Гиротроны мегаваттного уровня мощности (от 0.1 МВт до 1-2 МВт) – наиболее требовательные к коллектору приборы, для них могут быть использованы сразу несколько схем снижения тепловой нагрузки, начиная от простейших адиабатических коллекторов и вплоть до наиболее сложной схемы высокочастотной динамической размазки. Здесь определяющим параметром является длительность импульса излучения.

В квазинепрерывных гиротронах (к которым, безусловно относятся гиротроны для установок УТС), согласно имеющимся экспериментальным данным, необходимо иметь усредненную по времени плотность мощности, рассеиваемой на коллекторе, не более $0.3-0.7$ кВт/см² [8]. В настоящее время указанные параметры обеспечиваются за счет низкочастотного продольного сканирования или комбинации этого метода с азимутальным сканированием [9]. В будущем для нейтрализации термомеханических напряжений, существенно снижающих ресурс коллектора, в зависимости от уровня выходной мощности гиротрона, представляется целесообразным переход на высокочастотные системы сканирования либо использование комбинации неадиабатического коллектора со схемой продольного низкочастотного сканирования. Основным препятствием на этом пути является большая технологическая сложность их реализации.

Существенное снижение тепловой нагрузки (и повышение полного КПД системы) может быть достигнуто в системах с рекуперацией остаточной энергии электронов [10,11], где электрическое поле используется для продольного торможения пучка после его взаимодействия с высокочастотным полем резонатора. В такой схеме, как возможности увеличения КПД, так и снижения плотности мощности определяются прежде всего энергетическим спектром электронов на выходе из пространства взаимодействия. Как показали оценки, на практике целесообразно применять только одно- и двухступенчатую схемы рекуперации, поскольку дальнейшее увеличение числа ступеней дает малый выигрыш в КПД, а конструкция коллектора значительно усложняется. Основная проблема многоступенчатых коллекторов - решение задачи пространственного разделения энергетических фракций электронного пучка. Спецификой гиротрона является наличие минимальной кинетической энергии после взаимодействия [12]. В оптимизированных режимах минимальная остаточная энергия составляет около половины от исходного значения, что позволяет при использовании одноступенчатой рекуперации затормозить весь пучок на величину минимальной энергии как единое целое, без пространственной сепарации, и за счет этого увеличить КПД примерно в 1.5 раза [10,11]. Однако даже в этом случае величина остаточной энергии, рассеиваемая на коллекторе, в современных гиротронах для УТС доходит до 1 МВт. В этой ситуации приемлемые тепловые нагрузки получаются при продольном сканировании и/или использовании сильной локальной неоднородности [13]. В перспективе возможно применение и высокочастотной сканирующей системы. Отметим, что обе упомянутые системы достаточно легко комбинируются с рекуперационной иммерсионной линзой, используемой для предварительного торможения электронного пучка. Как известно, в резонаторе продольная (соответствующая движению вдоль магнитного поля) кинетическая энергия электронов в 1.5-2 раза меньше колебательной. Поэтому для наиболее полного торможения пучка сначала производится трансформация остаточной энергии вращения в энергию продольного движения в поле рассеяния основного соленоида. Поскольку коэффициент декомпрессии магнитного поля в коллекторной области для мощных гиротронов составляет порядка 100 и более, то таким образом практически вся остаточная вращательная энергия преобразуется в продольную и пучок можно затормозить на величину, очень близкую к минимальной остаточной энергии без появления отраженных электронов.

Заключение

Представленный краткий обзор современных коллекторных систем gyroприборов позволяет сформулировать одну из основных задач, которые требуется решить при разработке коллекторной системы сверхмощного гиротрона для ДЕМО: эффективное разделение электронов на энергетические фракции в коллекторной области. В рамках проекта РНФ 16-12-10010, в частности, анализируются системы с помощью реверсом магнитного поля, установкой ферромагнитных колец, созданием неадиабатически меняющихся электрических полей между ступенями торможения. Полученные данные будут использованы при выборе наиболее эффективного метода сепарации. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант РНФ 16-12-10010.

ЛИТЕРАТУРА

1. Thumm M. State-of-the-Art of High Power Gyro-Devices and Free Electron Masers. Update 2015 (KIT Scientific Reports ; 7717). 2016.
2. Глявин, М.Ю., Денисов, Г.Г., Запевалов, В.Е., Куфтин, А.Н., Лучинин, А.Г., Мануилов, В.Н., Морозкин, М.В., Седов, А.С., Чирков, А.В.. Терагерцевые гиротроны: состояние и перспективы // Радиотехника И Электроника. 2014. Vol. 59, № 8. P. 745–751.
3. Litvak, A.G., Denisov, G.G., Myasnikov, V.E., Tai, E.M., Azizov, E.A., Ilin, V.I. Development in Russia of Megawatt Power Gyrotrons for Fusion // J. Infrared Millim. Terahertz Waves. 2011. Vol. 32, № 3. P. 337–342.
4. Fix, A.S., Flyagin, V.A., Goldenberg, A.L., Khizhnyak, V.I., Malygin, S.A., Tsimring, S.E., Zapevalov, V.E. The problems of increase in power, efficiency and frequency of gyrotrons for plasma investigations // Int. J. Electron. 1984. Vol. 57, № 6. P. 821–826.
5. Kulagin, I.S., Manuilov, V.N., Petelin, M.I., Zaitsev, N.I. Separation of energetic fractions of electron beam by cusped magnetic field. III International workshop Strong microwaves in plasmas Nizhny Novgorod, Russia, 1997. Vol. 2. P. 723–729.
6. Глявин М.Ю., Морозкин М.В., Петелин М.И. Разделение энергетических фракций электронного пучка локализованной неоднородностью магнитного поля в коллекторной области gyroприборов // Известия вузов. Радиофизика. 2006. Vol. 49, № 10. P. 900–905.
7. Ларичев Ю.Д., Фикс А.Ш. СВЧ - прибор. Авторское свидетельство СССР SU 1238617 А.
8. Baxi, C.B., Callis, R.W., Gorelov, I.A., Lohr, J. Thermal stress analysis of 1MW gyrotron collector // Fusion Eng. Des. 2007. Vol. 82, № 5–14. P. 731–735.
9. Schmid, M., Illy, S., Dammertz, G., Erckmann, V., Thumm, M. Transverse field collector sweep system for high power CW gyrotrons // Fusion Eng. Des. 2007. Vol. 82, № 5–14. P. 744–750.
10. Sakamoto, K., Tsuneoka, M., Kasugai, A., Imai, T., Kariya, T., Hayashi, K., Mitsunaka, Y. Major Improvement of Gyrotron Efficiency with Beam Energy Recovery // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 73, № 26. P. 3532–3535.
11. Glyavin M.Y., Kuftin A.N., Venediktov N.P., Zapevalov V.E. Experimental investigation of a 110 GHz/1 MW gyrotron with the one-step depressed collector // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. 1997. Vol.18, № 11. P. 2129-2136
12. Bratman V.L., Denisov G.G., Saviolov A.V. To the problem of energy recuperation in gyrotrons // Int. J. Infrared Millim. Waves. 1995. Vol. 16, № 3. P. 459–471.
13. Денисов Г.Г., Мануилов В.Н. Коллектор мегаваттного гиротрона со статическим неадиабатическим магнитным полем // Известия вузов. Радиофизика. 2013. Vol. 56, № 6. P. 422–427.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ АНСАМБЛЯ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ ХАОТИЧЕСКИХ ПЕРЕДАТЧИКОВ

Андреев Ю.В.

Московский физико-технический институт (государственный университет)

andreev.iuv@mipt.ru

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

chaos@cplire.ru

Аналитически исследуется структура поля излучения ансамбля независимых точечных сверхширокополосных (СШП) хаотических источников. Поля, создаваемые элементами такого ансамбля при коллективном излучении, некоррелированы как во времени, так и в пространстве. Как следствие, характеристики излучения ансамбля существенно отличаются от характеристик ансамбля узкополосных излучателей. В частности, диаграмма направленности по мощности СШП ансамбля является линейной комбинацией диаграмм излучателей ансамбля; например, при использовании ненаправленных антенн диаграмма направленности ансамбля также является ненаправленной. Получена оценка границы дальней зоны излучения ансамбля СШП прямохаотических излучателей. Построена модель СШП ансамбля, численно исследованы несколько характерных ансамблей.

Введение

Сверхширокополосные (СШП) прямохаотические системы передачи информации первоначально были предложены для схемы связи «точка – точка» [1, 2], однако в настоящее время с их помощью можно успешно решать задачи организации СШП беспроводных сетей связи, например, для групп мобильных роботов. Поскольку работа СШП систем связи организована на принципах повторного использования спектра [3, 4], на мощность излучения СШП передатчиков национальными регуляторами накладываются жесткие ограничения, вследствие чего дальность связи составляет десятки метров. Однако, как следует из документов, регулирующих повторное использование спектра [4], ограничения на спектральную плотность излучения относятся только к отдельным передатчикам, при этом разрешается использование в одной и той же зоне совокупности передатчиков с некогерентными сигналами. Это дает возможность применения ансамблей передатчиков для увеличения мощности передачи и, соответственно, увеличения дальности связи путем коллективного излучения модулированного несущего радиосигнала.

Классическими радиосистемами коллективного излучения являются многоэлементные антенные системы, в том числе активные антенные решетки [5-8]. В таких решетках в пространство излучается согласованный (когерентный) сигнал от группы элементов, что приводит, в частности, к высокой направленности излучения антенных решеток, даже при использовании ненаправленных антенн.

В отличие от антенных решеток, коллективное излучение в многоэлементных прямохаотических излучающих системах формируется на основе несинхронного (некогерентного) режима излучения элементами ансамбля. Каждый узел ансамбля имеет свой передатчик, излучающий хаотический сигнал. В общем случае, даже генераторы, собранные из одинаковых элементов, стартуя с разных начальных условий, производят некоррелированные хаотические сигналы, (об автокорреляционной функции детерминированных хаотических динамических систем см. [9]). Так как сигналы хаотических генераторов элементов ансамбля являются некоррелированными, то электромагнитные поля, создаваемые излучателями, также являются некоррелированными, как в пространстве, так и во времени.

СШП прямохаотический передающий ансамбль

В прямохаотических системах связи передача информации осуществляется путем формирования и излучения потока хаотических радиоимпульсов [1, 2]. Чтобы организовать передачу информации с помощью ансамбля прямохаотических передатчиков, сложение по мощности необходимо осуществлять в пределах каждого интервала времени излучения импульса элементами ансамбля. Для этого время начала излучения импульсов и их длительность должны быть согласованы во всех излучающих элементах ансамбля. С этой целью, на модуляторы всех передатчиков подается один и тот же информационный сигнал, как показано на рис. 6.4.

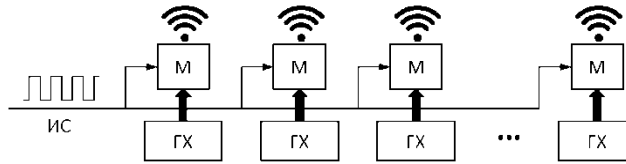


Рис. 1. Прямохаотический передающий ансамбль.

ИС – информационный сигнал, ГХ – генератор хаоса, М – модулятор

В этом случае, передатчики излучают одновременно, каждый через свою антенну, одинаковую последовательность хаотических радиоимпульсов. Таким образом, прямохаотический передающий ансамбль представляет собой совокупность передатчиков, согласованно во времени (одновременно) излучающих некогерентные хаотические радиоимпульсы. В отличие от классических передатчиков с многоэлементными антенными системами, в прямохаотических передающих ансамблях синхронизация элементов производится не по несущему сигналу, а по информационному.

Характеристики излучения СШП передающего ансамбля

Так как в прямохаотической системе связи используется некогерентный (энергетический) прием, то в первую очередь нас будут интересовать характеристики излучения по мощности. Выполним оценки мощности излучения и диаграммы направленности излучения СШП прямохаотического ансамбля.

Мощность излучения ансамбля

Поле единичного излучателя, расположенного в начале сферической системы координат, в дальней зоне $kr \gg 1$ в точке приема $M(\theta, \alpha, r)$ имеет вид расходящихся сферических волн [5, 6]:

$$E(\theta, \alpha, r, \omega) = \frac{A\omega}{r\sqrt{4\pi}} S(\omega) F(\theta, \alpha, \omega) \exp[-j(kr + \varphi)], \quad (1)$$

где E – комплексная амплитуда электрического поля, θ и α – углы сферической системы координат; A – множитель, определяющий интенсивность колебаний излучателя; $S(\omega)$ – комплексная спектральная плотность сигнала на входе антенны; $F(\theta, \alpha, \omega)$ – нормированная диаграмма направленности (ДН) излучателя по полю; r и $\varphi(\omega)$ – соответственно расстояние от излучателя до точки наблюдения и случайная фаза его тока возбуждения; $k = \omega/c$ – волновое число; ω – круговая частота излучения; c – скорость света.

Мгновенная плотность мощности поля в точке $M(\theta, \alpha, r)$ с точностью до постоянного множителя равна, согласно теореме Парсевала [11],

$$P(\theta, \alpha, r) = \int_0^{\infty} |E|^2 d\omega = \int_{\omega_n}^{\omega_s} |E|^2 d\omega. \quad (2)$$

Рассмотрим теперь ансамбль дискретных излучателей. Поле E_{Σ} для системы N излучателей в дальней зоне в точке $M(\theta, \alpha, r)$ равно сумме полей всех излучателей [5-8]:

$$E_{\Sigma}(\theta, \alpha, r, \omega) = \sum_{n=1}^N E_n(\theta, \alpha, r, \omega). \quad (3)$$

где E_n – поле, создаваемое n -м излучателем. Плотность мощности суммарного поля P_{Σ} равна

$$P_{\Sigma} = \int_0^{\infty} \left| \sum_{n=1}^N E_n \right|^2 d\omega = \sum_{n=1}^N \int_{\omega_n}^{\omega_s} |E_n|^2 d\omega + \sum_{i \neq j} \int_{\omega_n}^{\omega_s} |E_i E_j| d\omega. \quad (4)$$

где $[\omega_n, \omega_s]$ – полоса угловых частот СШП хаотических колебаний.

С учетом формулы (2), первый член в выражении (4) представляет собой сумму плотностей мощности полей элементов ансамбля в точке приема. Второй член в выражении (4) близок к нулю, так как это сумма интегралов от произведения некоррелированных функций. Следовательно,

$$P_{\Sigma} \approx \sum_{n=1}^N P_n. \quad (5)$$

Таким образом, плотность мощности суммарного поля в точке наблюдения $M(\theta, \alpha, r)$ равна сумме плотностей мощности полей, создаваемых в этой точке излучателями ансамбля, причем это утверждение

выполняется в дальней зоне вдоль всех направлений (θ, α) . В дальней зоне ансамбль СШП хаотических излучателей выглядит как один источник, мощность излучения которого равна сумме мощностей излучения составляющих его элементов.

Диаграмма направленности излучения ансамбля

Заметим, что диаграмма направленности $F(\theta, \alpha, \omega)$ излучателей ансамбля в выражение (5) в явном виде не входит. Из формулы (5) следует только тот вывод, что вдоль любого направления (θ, α) в дальней зоне ансамбль выглядит как точечный источник, мощность излучения которого равна мощности входящих в него излучателей.

Чтобы определить пространственную структуру излучения ансамбля СШП прямохаотических передатчиков, сначала определим диаграмму направленности по мощности $H(\theta, \alpha)$ (энергетическую ДН) в дальней зоне для единичного СШП излучателя, установим связь между диаграммами направленности по полю $F(\theta, \alpha, \omega)$ и по мощности $H(\theta, \alpha)$, а затем рассчитаем ДН по мощности $H_\Sigma(\theta, \alpha)$ для ансамбля СШП излучателей.

Обычно в радиофизике ДН по мощности обозначают как $F^2(\theta, \alpha, \omega)$, однако, как будет показано ниже, в случае СШП излучателя нельзя отделить характеристики излучения от свойств излучаемого сигнала, кроме того, ДН по мощности СШП излучателя является интегральной по частоте величиной, поэтому во избежание путаницы для ДН по мощности единичного передатчика введем отдельное обозначение $H(\theta, \alpha)$. Физический смысл этой величины – зависимость потока излучаемой мощности от направления в пространстве.

Определим ДН $H(\theta, \alpha)$ как отношение плотности мощности поля излучения источника $P(\theta, \alpha, r)$ к плотности мощности поля $P_i(r)$, создаваемого источником равной мощности при изотропном излучении

$$H(\theta, \alpha) = \frac{P(\theta, \alpha, r)}{P_i(r)}. \quad (6)$$

$P_i(r)$ описывается выражением $P_i(r) = P_0/4\pi r^2$, где P_0 – мощность излучения источника. С учетом обозначений, введенных в предыдущем разделе, P_0 можно вычислить по формуле

$$P_0 = A^2 \int_{\omega_i}^{\omega_g} |S(\omega)|^2 d\omega. \quad (7)$$

Плотность мощность поля $P(\theta, \alpha, r)$ вычислим, используя выражения (1) и (2):

$$\begin{aligned} P(\theta, \alpha, r) &= \int_0^\infty \left| \frac{A}{r\sqrt{4\pi}} S(\omega) F(\theta, \alpha, \omega) \exp[-j(kr + \varphi)] \right|^2 d\omega = \\ &= \frac{A^2}{4\pi r^2} \int_{\omega_i}^{\omega_g} |S(\omega)|^2 F^2(\theta, \alpha, \omega) d\omega. \end{aligned} \quad (8)$$

Подставив выражение (8) для плотности поля в (6), с учетом (7) получим

$$H(\theta, \alpha) = \frac{\int_{\omega_i}^{\omega_g} |S(\omega)|^2 F^2(\theta, \alpha, \omega) d\omega}{\int_{\omega_i}^{\omega_g} |S(\omega)|^2 d\omega}. \quad (9)$$

Анализируя выражение (9), заметим следующее. Во-первых, ДН по мощности $H(\theta, \alpha)$ не зависит от частоты. Во-вторых, ДН по мощности СШП излучателя зависит от характеристик (спектра) излучаемого сигнала. Это свойство резко отличает ДН $H(\theta, \alpha)$ от привычного в радиофизике понятия диаграммы направленности. При общепринятом подходе, при рассмотрении на конкретной частоте ω можно отделить характеристики антенны от характеристик излучаемого сигнала, а ДН по полю $F(\theta, \alpha, \omega)$ и ДН по мощности $F^2(\theta, \alpha, \omega)$ приписать к антенне [5-8]. Однако в случае СШП сигналов, расчет мощностных характеристик выполняется путем интегрирования по частоте ([11]), поэтому итоговая характеристика ДН (9) оказывается неотделима от свойств сигнала. К схожим выводам пришли исследователи в области сверхширокополосной радиолокации (см. например, [12]).

В частном случае, когда диаграмма направленности F по полю не зависит (или слабо зависит) от частоты ω в диапазоне частот $[\omega_n, \omega_e]$ СШП сигнала, т.е. $F(\theta, \alpha, \omega) = F(\theta, \alpha)$, из формулы (9) получаем привычное выражение для ДН по мощности $H(\theta, \alpha) = F^2(\theta, \alpha)$.

Определив ДН по мощности отдельного источника $H(\theta, \alpha)$, рассмотрим теперь направленные свойства ансамбля сверхширокополосных хаотических передатчиков. Введем ДН ансамбля $H_\Sigma(\theta, \alpha)$ как зависимость потока мощности, излучаемой ансамблем, от направления в пространстве аналогично (6)

$$H_\Sigma(\theta, \alpha) = \frac{P_\Sigma(\theta, \alpha, r)}{P_{\Sigma, i}(r)}, \quad (10)$$

где $P_\Sigma(\theta, \alpha, r)$ – плотность мощности поля ансамбля (5), а $P_{\Sigma, i}(r)$ – плотность мощности поля ансамбля излучателей с изотропными антеннами. Тогда

$$H_\Sigma(\theta, \alpha) = \frac{\sum_{n=1}^N P_{i, n} H_n(\theta, \alpha)}{\sum_{n=1}^N P_{i, n}}, \quad (11)$$

где $P_{i, n}$ – плотность мощности поля n -го источника в точке $M(\theta, \alpha, r)$ при изотропном излучении.

Если все элементы ансамбля одинаково ориентированы и имеют одинаковые диаграммы направленности, т.е. $F_n(\theta, \alpha, \omega) = F_0(\theta, \alpha, \omega)$ и соответственно $H_n(\theta, \alpha) = H_0(\theta, \alpha)$, то, как следует из (11), $H_\Sigma(\theta, \alpha) = H_0(\theta, \alpha)$, т.е. ДН по мощности для всего ансамбля совпадает с ДН каждого отдельного элемента. Такое свойство ансамбля хаотических передатчиков резко отличает его от ансамбля когерентных излучателей, для которого характерно появление направленных свойств даже при изотропном характере излучения составляющих ансамбль элементов.

Из формулы (11) также следует интересное следствие: если все передатчики ансамбля имеют одинаковую мощность излучения, т.е. $P_{i, n} = P_{i, 0}$, то

$$H_\Sigma(\theta, \alpha) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N H_n(\theta, \alpha), \quad (12)$$

т.е. суммарная диаграмма направленности образуется путем усреднения диаграмм направленности всех элементов ансамбля.

Так как результирующая ДН по мощности ансамбля СШП прямохаотических излучателей является линейной комбинацией ДН излучателей ансамбля (11), это свойство открывает возможность построения ансамблей с требуемыми диаграммами направленности СШП излучения.

Граница дальней зоны ансамбля

Под дальней зоной ансамбля СШП прямохаотических передатчиков будем понимать область пространства $r \gg L$, где r – расстояние от геометрического центра ансамбля, L – геометрический размер ансамбля, в точках которого волновой фронт излучения ансамбля является плоским [5-8]. Одним из известных свойств поля в дальней зоне является то, что плотность потока энергии излучения (т.е. плотность мощности $P(\theta, \alpha, r)$) в свободном пространстве обратно пропорциональна квадрату расстояния r . Если ДН элементов ансамбля являются изотропными, то поверхность равной плотности мощности ансамбля в дальней зоне является сферой. По мере приближения к границе, эта поверхность начнет искажаться, при этом становится невозможным игнорировать разницу хода волн от разных элементов ансамбля и углов, под которыми эти элементы видны. Граница дальней зоны СШП прямохаотического ансамбля оценивается как расстояние $r_{дз}$, на котором геометрическое искажение поверхности равной плотности мощности превысит заранее определенную величину погрешности δ . Отсюда получена следующая оценка (для малых δ)

$$r_{дз} \approx \frac{L}{2} \sqrt{3 \left(1 + \frac{1}{\delta}\right)}, \quad (13)$$

т.е. с точностью $\delta = 20\%$ граница $r_{дз} \approx 2L$, а с точностью $\delta = 10\%$ $r_{дз} \approx 3L$.

Моделирование

Построена численная модель СШП ансамбля прямохаотических излучателей и проведены численные эксперименты, подтвердившие теоретические выводы. Ансамбль был представлен линейкой из $N = 16$ независимых СШП хаотических излучателей; длина ансамбля $L = 15\lambda$. На рис. 2 представлена

диаграмма мощности сигнала на входе приемника для ансамбля с коллинеарно расположенными антеннами дипольного типа. Можно видеть, что ДН ансамбля хорошо повторяет форму ДН по мощности антенн отдельных излучателей ансамбля.

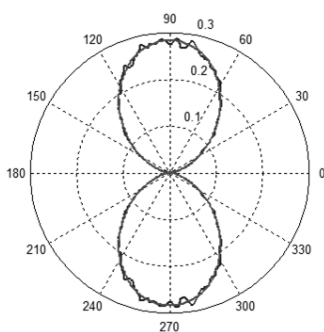


Рис. 2. Диаграмма мощности поля для ансамбля с антеннами дипольного типа

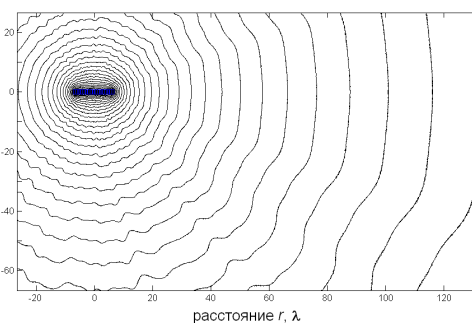


Рис. 3. Линии равной мощности для ансамбля с ненаправленными антеннами

На рис. 3 показано, как для линейки излучателей с ненаправленными антеннами формируется ненаправленная ДН ансамбля по мощности. На расстоянии $r > 2L = 30\lambda$ форма поля становится практически круговой, т.е. на этом расстоянии приемник уже находится в дальней зоне.

Заключение

Исследована структура поля излучения (по мощности) ансамбля сверхширокополосных прямохаотических передатчиков. Получены оценки для энергетических диаграмм направленности отдельных СШП излучателей и СШП ансамбля в целом, а также оценка для границы дальней зоны. Аналитические результаты проверены методом численного моделирования.

Особенности характеристик США прямохаотического ансамбля обусловлены некоррелированностью сигналов излучателей ансамбля, благодаря чему относительные задержки и фазовые соотношения между сигналами излучателей ансамбля в точке приема оказываются несущественны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дмитриев А.С., Панас А.И., Старков С.О., Кяргинский Б.Е. Прямохаотические схемы передачи информации в сверхвысокочастотном диапазоне // Радиотехника и электроника. – М.: 2001. – Т. 46. № 2. с. 224
2. Дмитриев А.С., Панас А.И. Динамический хаос. Новые носители информации для систем связи / М.: Физматлит, 2002. 252 с.
3. FCC 02-48, ET Docket 98-153, First Report and Order, April 2002.
4. Решение ГКРЧ № 09-05-02 от 15 декабря 2009 г.
5. Долуханов М.П. Антенны излучают / М.: Связь, 1973. 142 с.
6. Каплун В.А., Браммер Ю.А., Лохова С.П., Шостак И.В. Радиотехнические устройства и элементы радиосистем: учеб. пособие / М.: Высшая школа, 2002. 294 с.
7. Гостюхин В.Л., Трусов В.Н., Гостюхин А.В. Активные фазированные антенные решетки / М.: Радиотехника, 2011.
8. Хансен Р.С. Фазированные антенные решетки / 2-е изд. пер. с англ. под ред. А.И. Синани. – М.: Техносфера, 2012.
9. Шустер Г. Детерминированный хаос / М.: Мир, 1988.
10. Кузнецов С.П. Динамический хаос / М.: Физматлит, 2009
11. Баскаков С.И. Радиотехнические цепи и сигналы / 3-е изд. – М.: Высшая школа, 2000. 462 с.
12. Иммореев И.Я. Сверхширокополосная радиолокация. Обзор состояния и пути развития. 2005 // Межд. научно-техническая конференция «Радиолокация, навигация, связь»: сборник докладов по тематике «Радиолокация и навигация» за 2002 – 2006 гг.

АНАЛИЗ СЛОЖНЫХ ФАЗОМАНИПУЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ СВЧ ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ ВЕЙВЛЕТ – ПРЕОБРАЗОВАНИЯ С ПРИМЕНЕНИЕМ АКУСТООПТОЭЛЕКТРОННОГО ПРОЦЕССОРА

Медведский Ю.Н., Шарапов Г.А., Подшивалова В.Ю.
 ФГУП «ЦНИРТИ им. академика А.И.Берга»
lab4106@mail.ru

В данной статье рассматривались методы анализа фазоманипулированных сигналов в диапазоне частот до 2000 МГц на основе акустооптики. Была показана возможность выделения локальных особенностей шумоподобных фазоманипулированных сигналов с заданным коэффициентом шума. В результате расчетов с применением вейвлет - преобразования было выявлено, что данный метод позволяет наилучшим образом проводить частотно-временной анализ нестационарных сигналов.

Вейвлет анализ представляет собой особый тип линейного преобразования сигналов и физических данных. Вейвлет функции базиса позволяют сконцентрировать внимание на тех или иных локальных особенностях анализируемых процессов, которые не могут быть выявлены с помощью традиционных преобразований Фурье и Лапласа. К таким процессам в геофизике относятся поля различных физических параметров природных сред. В первую очередь это касается полей температуры, давления, профилей сейсмических трасс и других физических величин.

Выбор анализирующего вейвлета, как правило, определяется тем, какую информацию необходимо извлечь из сигнала. Каждый вейвлет имеет характерные особенности во временном и в частотном пространстве, поэтому иногда с помощью разных вейвлетов можно полнее выяснить и подчеркнуть те или иные свойства анализируемого сигнала.

С позиций анализа произвольных сигналов и функций в частотной области и точного восстановления после преобразований можно отметить ряд недостатков разложения сигналов в ряды Фурье, которые стимулировали развитие вейвлетного преобразования. Основные из них:

- Ограниченная информативность анализа нестационарных сигналов и практически полное отсутствие возможностей анализа их особенностей (сингулярностей), т.к. в частотной области происходит «размазывание» особенностей сигналов (разрывов, ступенек, пиков и т.п.) по всему частотному диапазону спектра.
- Гармонические базисные функции разложения не способны отображать перепады сигналов с бесконечной крутизной типа прямоугольных импульсов, т.к. для этого требуется бесконечно большое число членов ряда. При ограничении числа членов ряда Фурье в окрестностях скачков и разрывов при восстановлении сигнала возникают осцилляции (явление Гиббса).
- Преобразование Фурье отображает глобальные сведения о частотах исследуемого сигнала и не дает представления о локальных свойствах сигнала при быстрых временных изменениях его спектрального состава. Так, например, преобразование Фурье не различает стационарный сигнал с суммой двух синусоид от нестационарного сигнала с двумя последовательно следующими синусоидами с теми же частотами, т.к. спектральные коэффициенты вычисляются интегрированием по всему интервалу задания сигнала. Преобразование Фурье не имеет возможности анализировать частотные характеристики сигнала в произвольные моменты времени.

Достоинства и недостатки вейвлетных преобразований:

- Вейвлетные преобразования обладают всеми достоинствами преобразований Фурье.
- Вейвлетные базисы могут быть хорошо локализованными как по частоте, так и по времени. При выделении в сигналах хорошо локализованных разномасштабных процессов можно рассматривать только те масштабные уровни разложения, которые представляют интерес.
- Вейвлетные базисы, в отличие от преобразования Фурье, имеют много разнообразных базовых функций, свойства которых ориентированы на решение различных задач. Базисные вейвлеты

могут реализоваться функциями различной гладкости.

- Недостатком вейвлетных преобразований является их относительная сложность.

Отличительной особенностью вейвлет-анализа является то, что в нем можно использовать семейства функций, реализующих различные варианты соотношения неопределенности. Соответственно, исследователь имеет возможность гибкого выбора между ними и применения тех вейвлетных функций, которые наиболее эффективно решают поставленные задачи.

Вейвлет-анализ фазоманипулированных сигналов

В основе вейвлет - преобразований, в общем случае, лежит использование двух непрерывных, взаимозависимых и интегрируемых по независимой переменной функций:

- Вейвлет - функции $\psi(t)$, в которой выделяются локальные особенности сигнала;
- Масштабирующей функции, которой выполняется грубое приближение (аппроксимация) сигнала.

Базис вейвлетов - это функции типа: $\psi\left(\frac{(t-b)}{a}\right)$ [1], где b -сдвиг по времени, a -масштаб.

Важным применением вейвлет-преобразования является анализ модулированных сигналов(рис. 1).



Рис. 1 Фазоманипулированный сигнал

Для определения локальных особенностей таких сигналов в данной статье используется акустооптический вейвлет - процессор. По обычному спектру такого сигнала нельзя сделать вывод о характере манипуляции. Однако вейвлет-спектрограмма дает четкие данные о быстром переключении фазы и моментах времени, в которые такое переключение происходит (рис. 2)

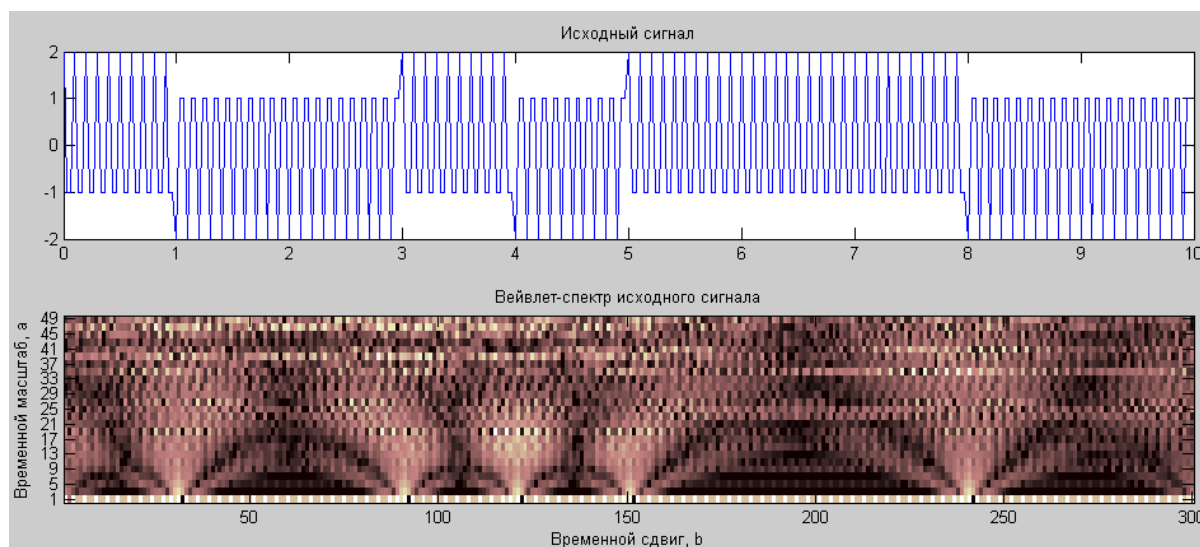


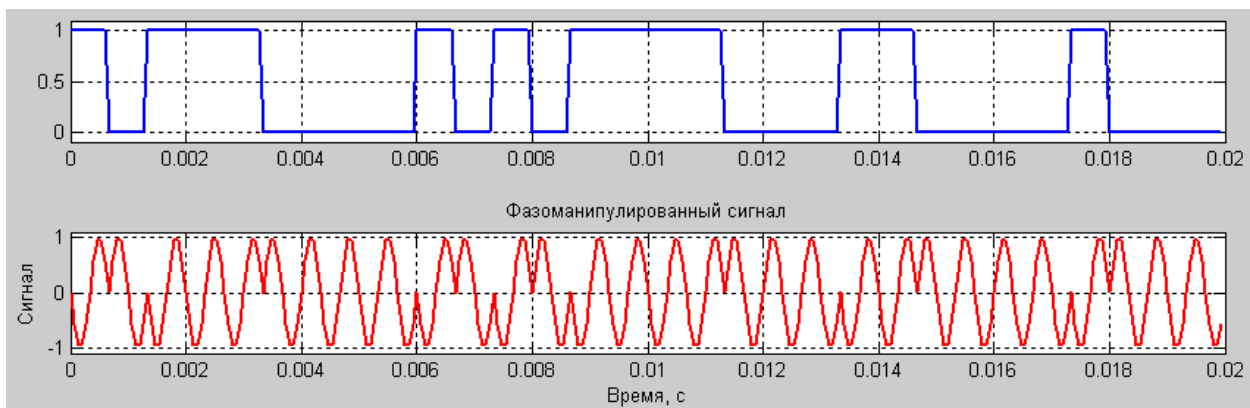
Рис 2. Вейвлет – спектрограмма сигнала

Среди шумоподобных сигналов (ШПС) особое место занимают фазоманипулированные ШПС. Они обладают рядом особенностей, делающих использование именно этих сигналов предпочтительным. У ФМ ШПС уровень несущей оказывается сильно подавленным (значительно ниже уровня «шума», создаваемого кодовой модуляцией), поэтому процесс обнаружения таких сигналов затруднен и требует привлечения нетривиальных способов обработки. Среди таких способов наиболее перспективным является использование время–частотных распределений, многообразие которых приводит к необходимости выбора оптимального распределения для решения каждой конкретной задачи.

Пример:

```
N = 30; % длина последовательности
z = randint(1,N); % случайные данные
fc = 1500; % частота несущего колебания, МГц
fz = 1500; % частота символов
fd = 10*fc; % частота дискретизации
td = 1/fd; % период дискретизации
t = 0:td:N/fz*td; % массив времени
Z = z( fix(t*fz)+1 );
S = sin(2*pi*fc*t + Z*pi); % сигнал с фазовой модуляцией
```

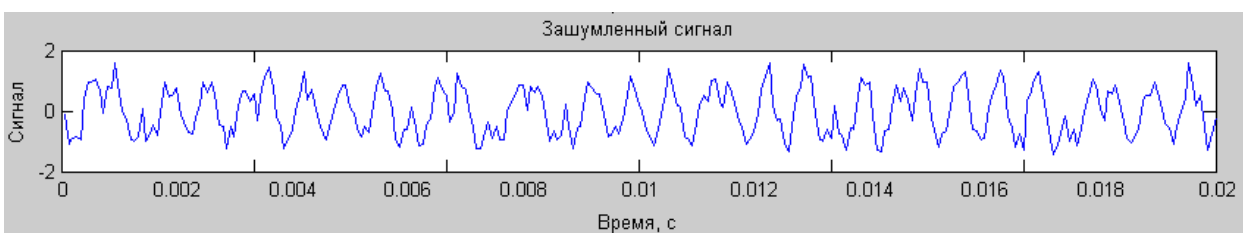
Рис.3 Сигнал с фазовой манипуляцией



```
n = g*randn(size(t)); % добавляем шум
```

```
x = S + n;
```

Рис. 4 Сигнал с шумом



```
% задаем параметры фильтрации
wname = 'db5'; lev = 1;
[c,l] = wavedec(x,lev,wname);
sigma = wnoisest(c,l,1);
alpha = 2;
thr = wbmphen(c,l,sigma,alpha);
keepapp = 1;
xd = wdencmp('gbl',c,l,wname,lev,thr,'s',keepapp);
```

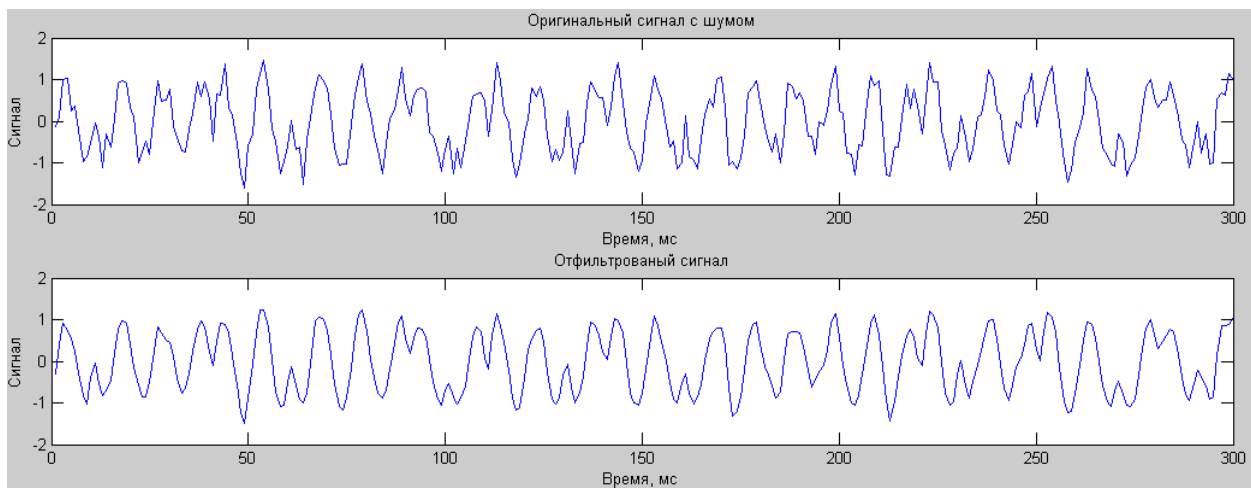



Рис. 5 Сигнал с шумом и отфильтрованный сигнал

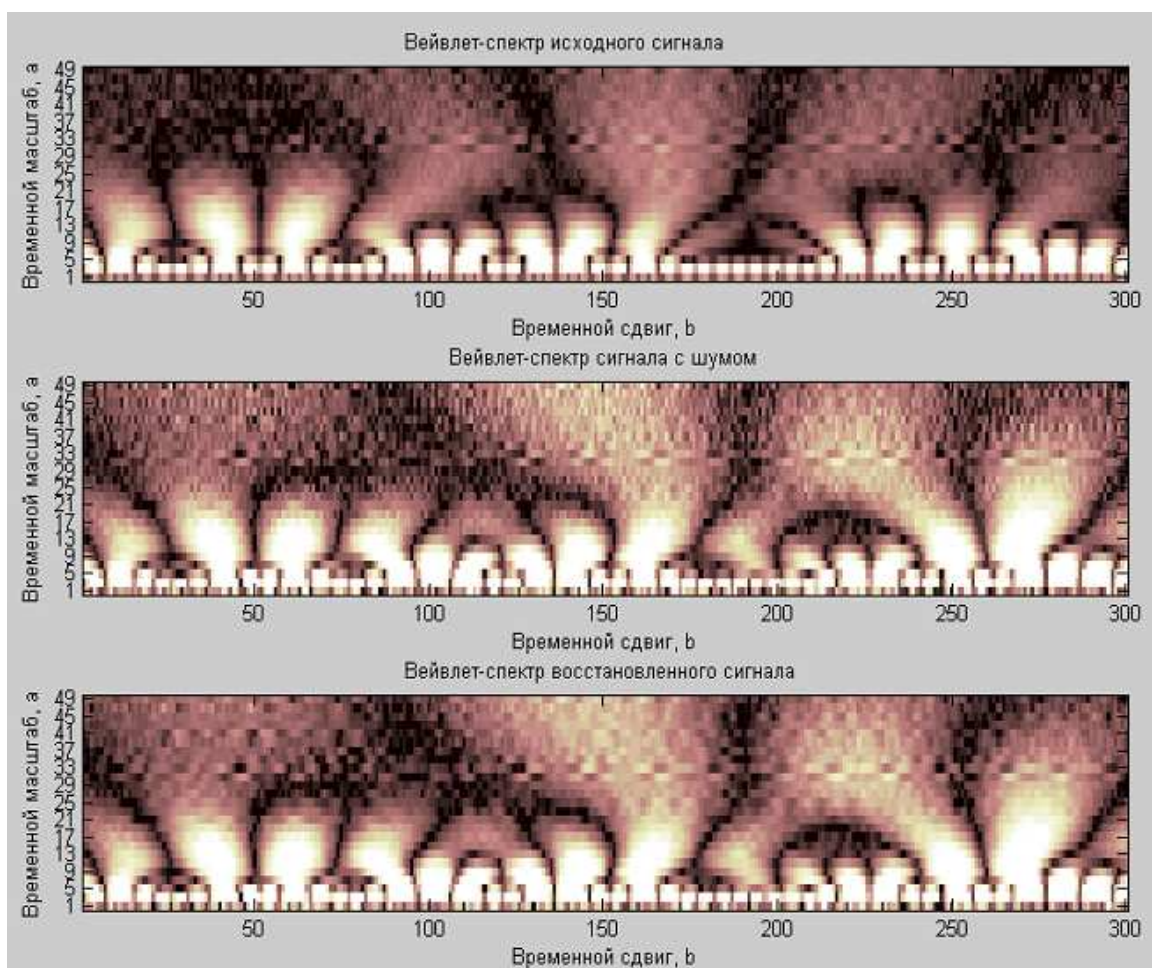


Рис.6 Вейвлет спектр сигналов

Заключение

Результаты расчетов показали, что вейвлет–преобразование позволяет наилучшим образом проводить частотно–временной анализ нестационарных сигналов. Кроме того, за счет выбора базиса вейвлет–преобразования можно добиться наилучшего решения какой–либо конкретной задачи, например, выделения и локализации перескока фазы сигнала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Астафьева Н.М. // УФН. Т. 166.№ 11.
2. Медведский Ю.Н., Шарапов Г.А. "Методы обработки сложных сигналов РЛС СВЧ - диапазона на основе оптического вейвлет - процессора" Москва,"II Всероссийская Микроволновая конференция".2014. - 326 с.
3. Дьяконов В.П. - MATLAB R2007-2008-2009 для радиоинженеров – 2010
4. Медведский Ю.Н., Шарапов Г.А., Подшивалова В.Ю., Трофимов Э.И. «Методы обработки сложных сигналов РЛС СВЧ – диапазона на основе модифицированного вейвлет – преобразования Морле» Москва, IX Всероссийская научно-техническая конференция «Радиолокация и связь".2015. - 247 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В РАБОЧЕЙ ЗОНЕ РУПОРНОЙ КАМЕРЫ С ЛИНЗОЙ, ПОКРЫТОЙ С ДВУХ СТОРОН ПРОСВЕТЛЯЮЩИМ СЛОЕМ.

Н.П. Балабуха¹, Н.Л. Меньших^{1,2}, В.С. Солосин¹

¹ Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики РАН

² Московский физико-технический институт (ГУ)

n_bala@mail.ru, sula1989@mail.ru, svs15105@yandex.ru

В данной работе представлены расчеты распределения поля в линзовом коллиматоре на основе рупорной камеры. Рассматривается гиперболическая линза, установленная в апертуре рупорной камеры. Показано, что нанесение просветляющего слоя на обе поверхности линзы, позволяет уменьшить неравномерность амплитуды поля в рабочей зоне. Распределение фазы поля имеет неравномерность не более 10° , что с хорошей точностью можно считать квазиплоским фронтом волны.

Безэховые камеры рупорного типа (РБЭК) используются при измерениях на низких частотах [1] радиочастотного диапазона. Для обеспечения минимальной неравномерности распределения фазы электромагнитного поля в рабочей зоне необходимо использовать линзу.

Рупорная часть камеры имеет 15 метров в длину, апертура раскрыва камеры $8.3\text{ м} \times 8.3\text{ м}$ (рис. 1). Прямоугольная часть камеры имеет 9 метров в длину, центральную часть занимает рабочая зона, представляющая собой горизонтально расположенный цилиндр диаметром 3 м и длиной 3 м. Рабочий диапазон частот камеры 0.1 – 1 ГГц. Линза устанавливается в апертуре рупорной части камеры и имеет следующие параметры: диэлектрическая проницаемость 1.6, диаметр линзы 4 метра, фокусное расстояние 17 метров.

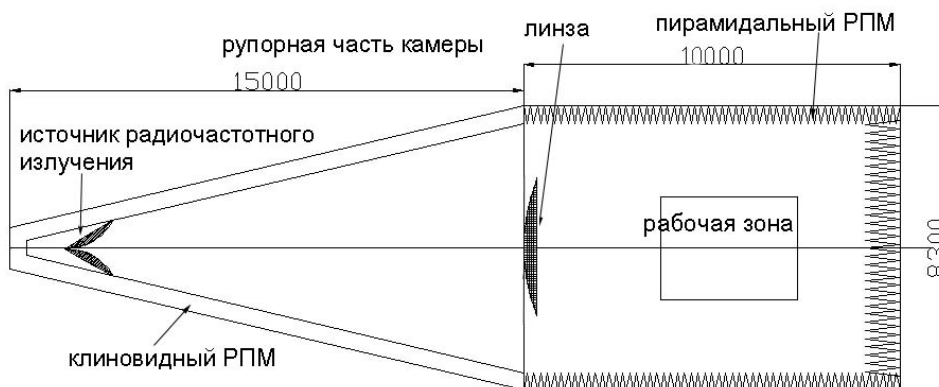


Рис.1. Геометрия БЭК рупорного типа

Ранее [2] нами исследовалось поле в рабочей зоне рупорной камеры с линзой. Результаты расчетов показали, что в рабочей зоне камеры, неравномерность поля в верхней части диапазона частот (~ 1 ГГц)

не превосходит 3 дБ. В нижней части диапазона (~400 МГц) неравномерность не превосходит 4 дБ. В качестве источника излучения рассматривался диполь.

В данной работе исследуется возможность уменьшения неравномерности поля в рабочей зоне камеры с линзой путем ее просветления.

Обе поверхности линзы покрыты просветляющим слоем для частоты 600 МГц: диэлектрическая проницаемость 1.265 и толщина 111 мм (рис. 2). Диаметр линзы с учетом просветляющего слоя 4.5 метра. Углы линзы сглажены.

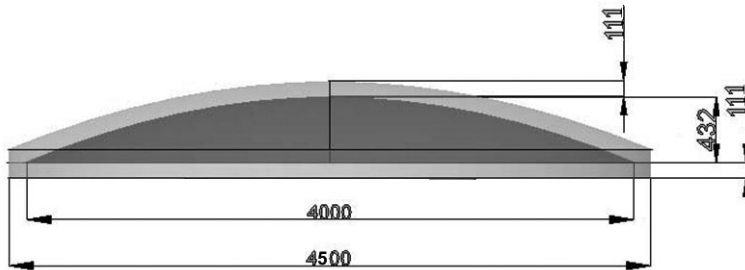
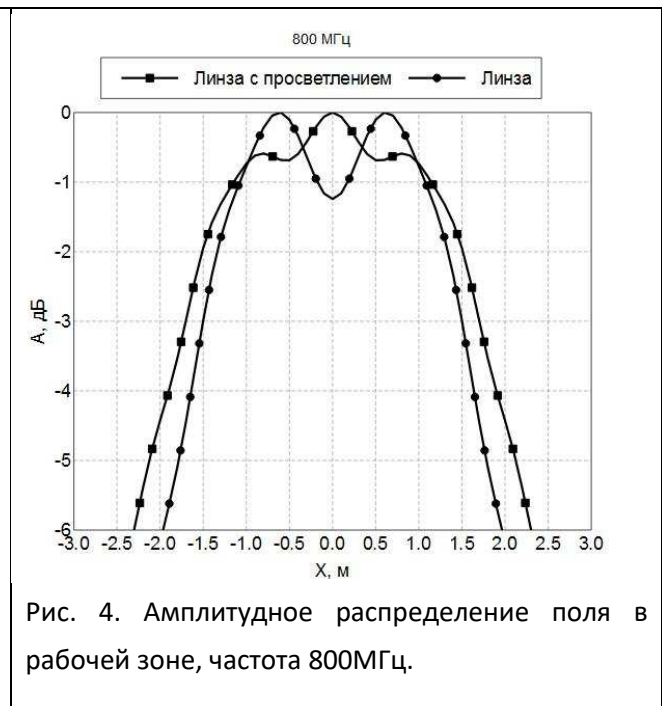
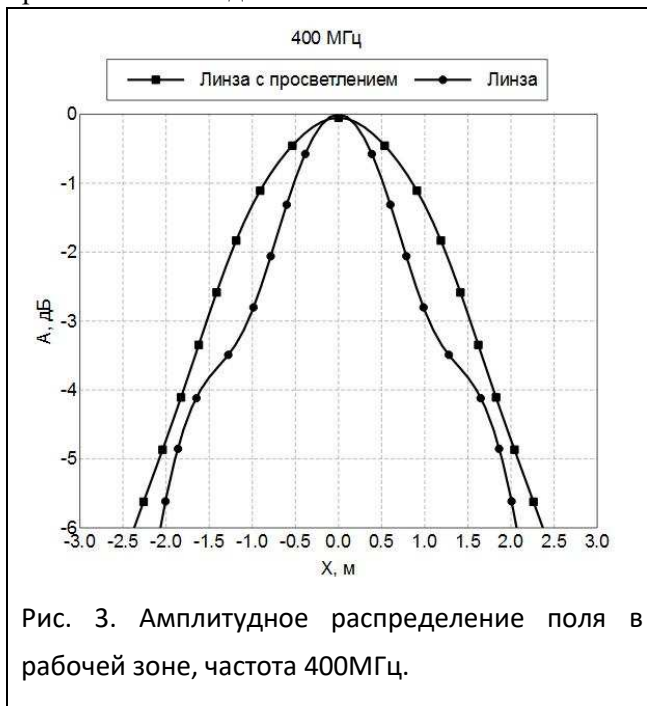
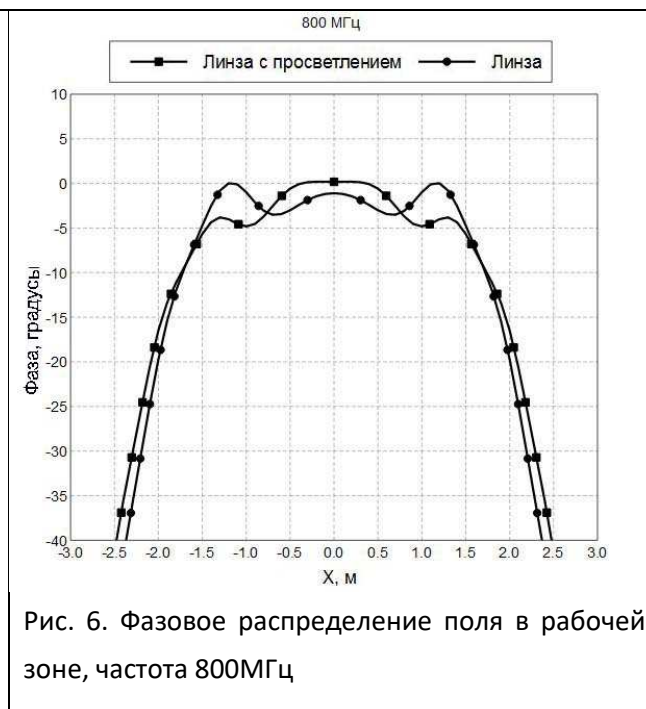
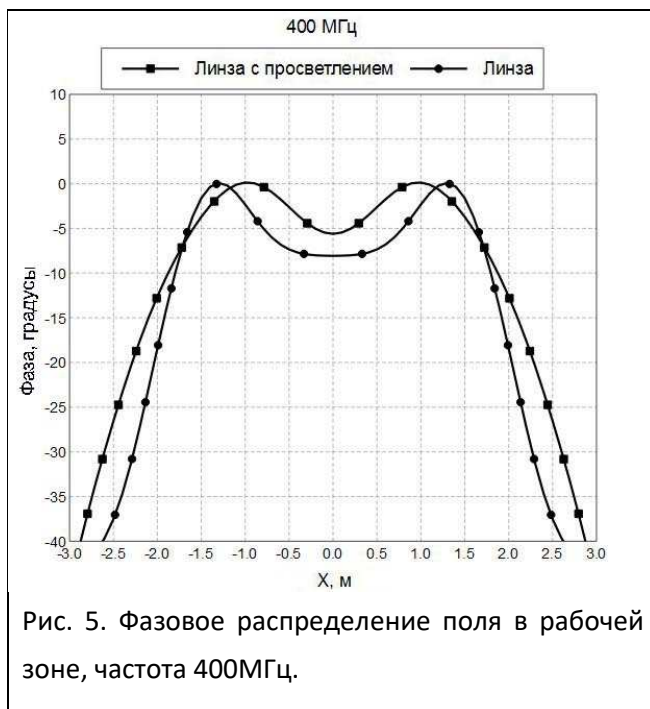


Рис.2. Линза с просветлением

Расчет распределения поля в рабочей зоне рупорной БЭК был выполнен на вычислительном комплексе ИТПЭ РАН с использованием программы FEKO. Расчет проводился строгим методом моментов, чтобы учесть дифракционные эффекты на краях линзы.

Результаты расчета распределения амплитуды поля на частотах 400 МГц и 800 МГц представлены на рис. 3 и 4 для вертикальной плоскости при горизонтальной поляризации падающей волны. Приведено наихудшее распределение поля в рабочей зоне для линзы с просветлением и без просветления. Неравномерность амплитуда поля в рабочей зоне после линзы до просветления составляла 4 дБ, после просветления – 3 дБ.





Неравномерность распределения фазы поля для линзы с просветлением и без него изменилась незначительно и составила 10° в пределах рабочей зоны (рис. 5-6).

По результатам расчета можно заключить, что просветление поверхностей линзы позволяет уменьшить неравномерность распределения амплитуды поля в рабочей зоне рупорной БЭЖ с 4 дБ до 3 дБ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния. М.:Наука, 2007.
2. Балабуха Н.П., Меньших Н.Л., Солосин В.С. Математическое моделирование электромагнитного поля в рупорной безэховой камере с линзой. Шестнадцатая ежегодная конференция ИТПЭ РАН (М.: 18-21 мая 2015).

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ РАССЕЯНИЯ РАДИОВОЛН НА СОСТАВНОМ ЦИЛИНДРЕ И УСЕЧЁННОМ КОНУСЕ

Афонин А.А., Тимофеев В.А.

Ярославский государственный университет им.П.Г.Демидова

afonin@uniyar.ac.ru, letni@uniyar.ac.ru

В работе проведено сравнение и анализ результатов математического моделирования рассеяния электромагнитных волн на объектах, составленных из нескольких однородных цилиндров конечной длины и усечённых конусов, представляющих модель элементов лесного массива. Расчёты произведены на основе метода дискретных источников. Получены и проанализированы угловые зависимости рассеянного поля для различных углов падения излучения на объект, соотношений геометрических размеров частей рассеивателей и длины волны падающего излучения.

Введение

Исследования и анализ взаимодействия радиоволн метрового и сантиметрового диапазонов с различными видами рассеивателей актуальны для радиосвязи (мобильная, радиорелейная и т.д.), радиолокации, радионавигации, дистанционного зондирования земных покровов и геодезических задач, решаемых радиометодами. При этом существенный вклад в условия распространения радиоволн в приземном слое атмосферы вносят лесные массивы. Они представляют собой случайно неоднородную диэлектрическую среду, основными структурными элементами которой являются листва, иглы, ветви и стволы деревьев.

В различных подходах для решения данной задачи используют либо плоскостойкие регулярные модели леса [1-2], либо статистические модели рассеяния радиоволн с использованием в таких моделях геометрических характеристик отдельных рассеивателей различного вида [3-6].

С развитием вычислительных средств развиваются статистические модели рассеяния радиоволн в лесу. Но переход к таким моделям требует также накопление результатов численного моделирования, полученных для рассеивателей различной формы с различными геометрическими соотношениями, для того, чтобы была возможность провести сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными. При их соответствии можно будет активнее использовать этот метод моделирования в практических приложениях.

Расчет характеристик рассеянного поля проводится на основе теории распространения волн в среде со случайными дискретными рассеивателями в приближении однократного или многократного рассеяния.

В представленной работе рассматриваются угловые характеристики рассеяния объектов, составленных из соосных цилиндрических элементов и усечённых конусов. С помощью них могут быть образованы модели стволов деревьев и крупных веток, приближенные к действительности. В качестве метода моделирования выбран метод дискретных источников (МДИ). С его помощью можно решать задачи дифракции плоской электромагнитной волны на рассеивателях различной формы с комплексной диэлектрической проницаемостью.

Расчёт взаимодействия плоской электромагнитной волны с осесимметричными рассеивателями методом дискретных источников

Реальные ветки и стволы деревьев имеют изменяющийся по длине диаметр и для их моделирования можно использовать либо несколько соосно составленных в длину цилиндров с разными диаметрами, либо усечённые конусы. Оба таких типа рассеивателей являются осесимметричными.

Пусть падающая волна имеет линейную поляризацию и распространяется в положительном направлении оси ОУ:

$$E_0 = E_0 e^{-iky}, E_x = E_0 e^{-iky}, E_y = 0, E_z = 0. \quad (1)$$

Задача описания взаимодействия электромагнитной волны с гомогенным диэлектрическим рассеивателем, ограниченным достаточно гладкой поверхностью S , является внешней краевой задачей для системы уравнений Максвелла.

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = -i\omega\epsilon\mathbf{E}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -i\omega\mu\mathbf{H} \quad (2)$$

с граничными условиями на поверхности S рассеивателя

$$[\mathbf{n} \times \mathbf{E}] = 0, \quad (3)$$

где $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_s$, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_s$, \mathbf{E}_0 , \mathbf{H}_0 и \mathbf{E}_s , \mathbf{H}_s – векторы напряженностей электрического и магнитного падающего и рассеянного полей; ϵ и μ – электрическая и магнитная проницаемости среды; ω – частота электромагнитных колебаний; \mathbf{n} – вектор внешней нормали к поверхности тела.

Рассеянное поле в дальней зоне можно представить в виде суммы полей производимых электрическими диполями, размещенными в точках M_n (x_n, y_n, z_n) внутри рассеивателя на вспомогательной поверхности S_0 .

$$\mathbf{E}_s = \sum_{n=1}^N \frac{i\omega}{k^2} \text{rot rot} \Pi_n^e,$$

$$\mathbf{H}_s = \sum_{n=1}^N \frac{i}{\mu} \text{rot} \Pi_n^e,$$

$$\Pi_n^e = \Psi(M, M_n) \mathbf{P}^n = \Psi(M, M_n) [P_{\tau 1}^n \mathbf{e}_{\tau 1}^n + P_{\tau 2}^n \mathbf{e}_{\tau 2}^n],$$

где $\Psi(M, M_n) = \exp(ikR_{MMn})/R_{MMn}$ – решение уравнения Гельмгольца; Π_n^e – электрический вектор Герца; N – число диполей на поверхности S_0 ; k – волновое число; R_{MMn} – расстояние от диполя с номером n до точки наблюдения $M(x, y, z)$; \mathbf{P}^n – неизвестные векторные дипольные моменты.

Поля дискретных источников находящиеся на вспомогательной поверхности должны удовлетворять системе Максвелла, условию излучения и образовывать полную замкнутую функциональную систему на поверхности препятствия [7].

Результаты моделирования

На основе данной математической модели были выполнены численные расчеты угловых характеристик рассеянного поля в зависимости от угла наклона рассеивателя к направлению распространения падающего поля, геометрических параметров частиц и длины волны падающего излучения.

При моделировании были проанализированы зависимости скорости вычислений задачи и значения невязки от количества дискретных источников и точек коллокации, а также от схемы их расположения. Были опробованы как равномерная, так и неравномерная сетки. В результате было выбрано неравномерное распределение дискретных источников по боковой поверхности цилиндра с увеличением концентрации точек вблизи торцов [8]. В работе [9] было представлено сравнение результатов численного моделирования рассеяния для составных цилиндрических объектов и гладких цилиндров. Модель предполагала минимизацию возможных геометрических форм при анализе сложных объектов лесного массива – использование только цилиндров. Было показано сильное влияние выбора шага диаметров цилиндров, составляющих рассеиватель, на результаты.

В качестве рассеивателей для анализа в данной работе были выбраны составные объекты из трёх однородных цилиндров и усечённые конусы с одинаковой комплексной диэлектрической проницаемостью, соответствующей живой древесине. Цилиндры составлены по одной оси, причём центр масс среднего цилиндра совпадает с нулём оси координат. При изменении диаметров цилиндров верхний из них имеет диаметр на шаг меньше среднего, а нижний – на такой же шаг больше. Для сравнения на каждом рисунке рассеиватель слева составлен из цилиндров, а справа представляет собой усечённые конусы с диаметрами оснований, соответствующими верхнему и нижнему цилиндрам.

На рис.1 был выбран малый шаг изменения диаметров. При этом наблюдается более выраженная асимметричность для рассеянного поля объекта, составленного из цилиндров с уменьшающимися диаметрами от нижнего к верхнему, по сравнению с моделью усечённого конуса при длине рассеивателя меньше длины волны.

На рис.2 был выбран больший шаг изменения диаметра рассеивателя по сравнению с рис.1. При этом наблюдается более выраженная асимметричность для рассеянного поля объекта, составленного из цилиндров с уменьшающимися диаметрами от нижнего к верхнему по сравнению с моделью усечённого конуса при длине рассеивателя меньше длины волны.

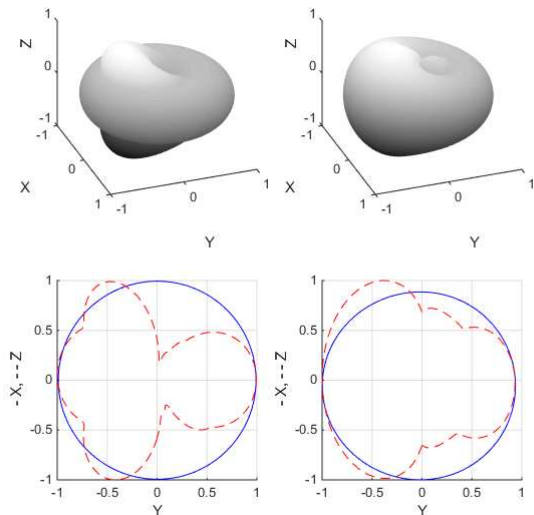


Рис. 1. Нормированные на максимум угловые зависимости рассеянного поля составного цилиндра при $\lambda > h$. Слева рассеиватель из цилиндров с диаметрами, уменьшается снизу вверх. Справа рассеиватель из усечённого конуса с основаниями равными верхнему и нижнему цилиндру рассеивателя, представленного слева. Отношение верхнего диаметра к нижнему 0,95.

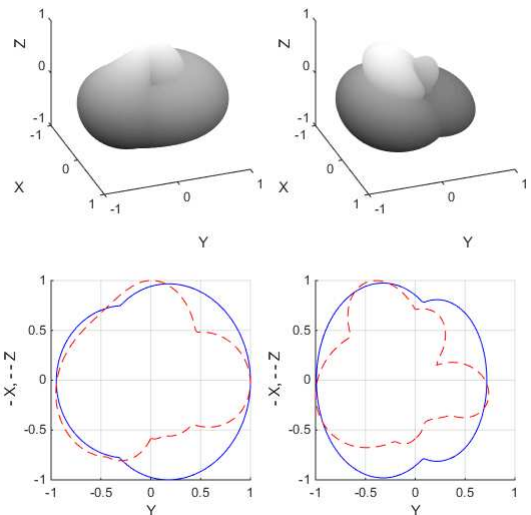


Рис. 2. Нормированные на максимум угловые зависимости рассеянного поля составного цилиндра при $\lambda > h$. Слева рассеиватель из цилиндров с диаметрами, уменьшается снизу вверх. Справа рассеиватель из усечённого конуса с основаниями равными верхнему и нижнему цилиндру рассеивателя, представленного слева. Отношение верхнего диаметра к нижнему 0,7.

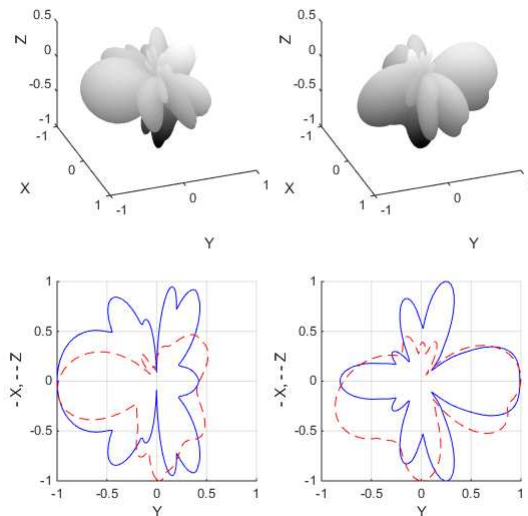


Рис. 3. Нормированные на максимум угловые зависимости рассеянного поля составного цилиндра при $\lambda < h$. Слева рассеиватель из цилиндров с диаметрами, уменьшается снизу вверх. Справа рассеиватель из усечённого конуса с основаниями равными верхнему и нижнему цилиндру рассеивателя, представленного слева. Отношение верхнего диаметра к нижнему 0,8.

Более сложная картина наблюдается при длине волны меньше размеров рассеивателя, что видно на рис.3. При этом наблюдается большее количество лепестков для рассеивателя из цилиндров.

Основная проблема может возникнуть, если цилиндрический объект будет располагаться под углом к направлению падающего поля. Исследуем это при дальнейшем анализе.

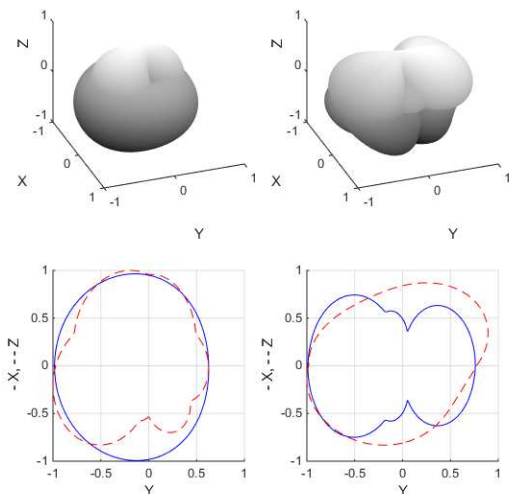


Рис. 4. Нормированные на максимум угловые зависимости рассеянного поля составного цилиндра при $\lambda > h$. Слева рассеиватель из цилиндров с диаметрами, уменьшается снизу вверх. Справа рассеиватель из усечённого конуса с основаниями равными верхнему и нижнему цилиндру рассеивателя, представленного слева. Отношение верхнего диаметра к нижнему 0,8. Угол наклона (+ $\pi/6$).

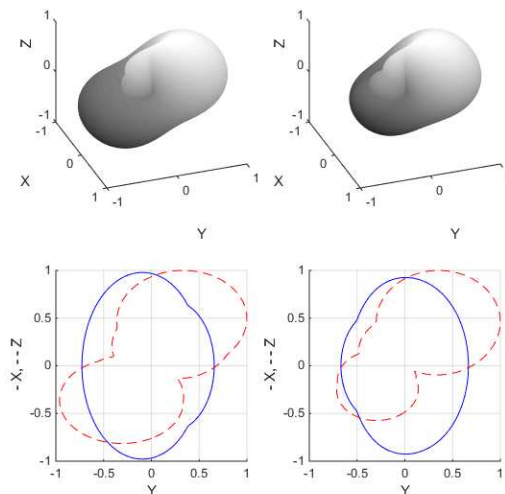


Рис. 5. Нормированные на максимум угловые зависимости рассеянного поля составного цилиндра при $\lambda > h$. Слева рассеиватель из цилиндров с диаметрами, уменьшается снизу вверх. Справа рассеиватель из усечённого конуса с основаниями равными верхнему и нижнему цилиндру рассеивателя, представленного слева. Отношение верхнего диаметра к нижнему 0,95. Угол наклона (+ $\pi/6$).

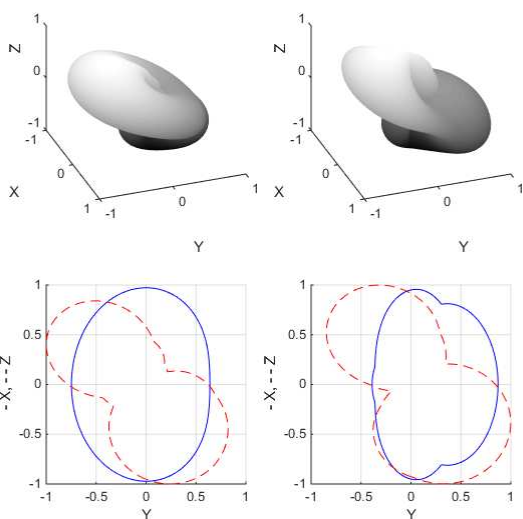


Рис. 6. Нормированные на максимум угловые зависимости рассеянного поля составного цилиндра при $\lambda > h$. Слева рассеиватель из цилиндров с диаметрами, уменьшается снизу вверх. Справа рассеиватель из усечённого конуса с основаниями равными верхнему и нижнему цилиндру рассеивателя, представленного слева. Отношение верхнего диаметра к нижнему 0,95. Угол наклона (- $\pi/6$).

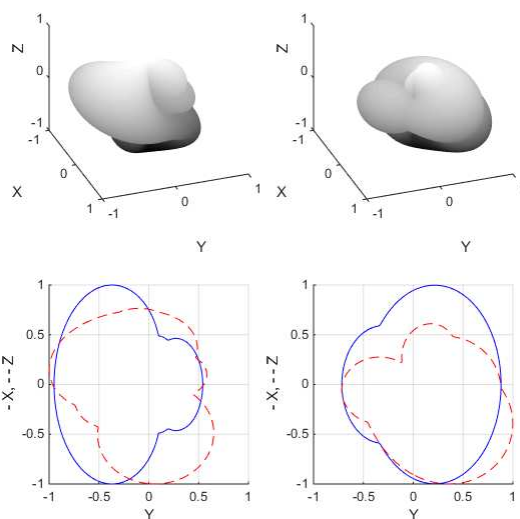


Рис. 7. Нормированные на максимум угловые зависимости рассеянного поля составного цилиндра при $\lambda > h$. Слева рассеиватель из цилиндров с диаметрами, уменьшается снизу вверх. Справа рассеиватель из усечённого конуса с основаниями равными верхнему и нижнему цилиндру рассеивателя, представленного слева. Отношение верхнего диаметра к нижнему 0,8. Угол наклона (- $\pi/6$).

На рис.4 видно большее количество лепестков на сечении, обусловленном наклоном при рассеянии от набора цилиндров, по сравнению с усечённым конусом. При этом наблюдается более выраженная асимметричность для рассеянного поля объекта, составленного из цилиндров по сравнению с моделью усечённого конуса при длине рассеивателя меньше длины волны.

При сравнении рис. 4 и рис. 5 видно, что на последнем из них сечения YZ, обусловленные наклоном объектов становятся всё более схожими. При этом на рис. 5 небольшие минимумы сечения по YX наблюдаются для разных углов, что может быть обусловлено различным вкладом образующих цилиндров и конусов, расположенных под разными углами к направлению падающего поля.

При анализе сечений, обусловленных наклоном рассеивателя (YZ) на рис. 5 и рис. 6, видно изменение углов направлений рассеяния в соответствии с изменением направления падающего поля.

Характерной особенностью при сравнении рис. 5 и рис.7, которые отличаются только углом поворота рассеивателя относительно падающего поля, является появление на последнем большего количества лепестков диаграммы рассеяния для объекта, составленного из цилиндров. Это говорит о большом вкладе кромок и торцевых плоскостей в формирование картины рассеяния.

Заключение

В работе на основе метода дискретных источников с помощью компьютерного моделирования проведено сравнение и анализ результатов математического моделирования рассеяния электромагнитных волн на объектах, составленных из нескольких однородных цилиндров конечной длины и усечённых конусов. Приведены зависимости характеристик рассеяния при различных соотношениях геометрических параметров рассеивателей и длины падающей волны, а также угла наклона объектов к направлению падающего поля. Были получены трехмерные зависимости и сечения, позволяющие наглядно представить рассеянное поле.

На основании полученных зависимостей можно сделать вывод, что моделирование лесной среды только унифицированными цилиндрами различных геометрических размеров может приводить к дополнительным погрешностям, обусловленным появлением рассеяния на кромках и торцах в местах стыковки элементов.

Полученные зависимости позволят в дальнейшем провести анализ рассеивающих свойств элемента объема лесной среды путем моделирования составными рассеивателями в виде цилиндров и усечённых конусов, находящимися в пространстве под разными углами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Доржиев Б.Ч., Плетнев В.И., Хомяк Е.М. Погонное ослабление метровых волн, распространяющихся в лесной среде. // Распространение электромагнитных волн: сб. статей. – Улан-Удэ, 1987, С.87-103.
2. Доржиев Б.Ч., Хомяк Е.М. Экспериментальные методы определения эффективных электрических параметров лесной среды в УКВ диапазоне. // XVIII Всероссийская конференция по распространению радиоволн. С-Петербург, 1996 г, Тезисы докладов, том 2, М., 1996 г., с. 439-440.
3. Чухланцев А.А., Шутко А.М., Головачев С.П. Ослабление электромагнитных волн растительными покровами. / Радиотехника и электроника, 2003, т.48, №11, с. 1285-1311.
4. Ulaby F.T., Sarabandi K., McDohald K., et al. Michigan microwave canopy scattering model. /Int. J. Remote Sensing, 1990, v.11, No 7, pp. 1223-1253.
5. Чухланцев А.А. СВЧ радиометрия растительных покровов. / Дисс. на соискание ученой степени д.ф.-м.н, М. 2004.
6. Хюлст Г., Рассеяние света малыми частицами, пер. с англ., М., 1961.
7. Еремин Ю.А., Свешников А.Г. Метод дискретных источников в задачах рассеяния электромагнитных волн. // Успехи современной радиоэлектроники. 2003. № 10. С. 3.
8. Афонин А.А., Тимофеев В.А. Моделирование рассеяния радиоволн на цилиндрических объектах методом дискретных источников. // XX международная научно-техническая конференция радиолокация навигация связь (RLNC*2014). Воронеж 2014.
9. Афонин А.А., Тимофеев В.А. Моделирование угловых характеристик рассеяния радиоволн на составных цилиндрических объектах. // XXII международная научно-техническая конференция радиолокация навигация связь (RLNC*2016). Воронеж 2016.

ОПЫТ КАЛИБРОВКИ ФАЗИРОВАННЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК В ПАО «РАДИОФИЗИКА»

Шитиков А.М., Коротецкий Е.В., Саблина А.В.

ПАО «Радиофизика»

grtn15@gmail.com, kitkik@gmail.com, sdfrul@gmail.com,

Рассмотрены основные задачи и проблемы связанные с калибровкой фазированных антенных решеток, в том числе многоэлементных и крупноапертурных. Описан опыт калибровки ПАО «Радиофизика» фазированных антенных решеток как различных конструкций, так и в различных условиях эксплуатации, а также опыт в создании встроенных систем контроля.

Введение

Калибровкой ФАР, или калибровкой каналов ФАР, будем называть процесс определения характеристик каналов, необходимых для использования в алгоритмах диаграммоформирования. С ростом распространенности фазированных антенных решеток - растет и актуальность разработки и использования методов их калибровки, в особенности - автоматизированных методов. Настоящая работа посвящена более чем двадцатилетнему опыту работы ПАО «РАДИОФИЗИКА» в этой области. Описываются задачи и проблемы калибровки ФАР, с которыми пришлось столкнуться предприятию за это время, а также методы их решения.

Основные задачи и проблемы калибровки ФАР. Требования к калибровочному стенду

Практически каждая фазированная антенная решетка предназначена для выполнения базовой задачи - формирования луча в заданном направлении. Для этого, контроллер ФАР выдает команды фазовращателям так, чтобы сформировать в апертуре плоское наклонное фазовое распределение, или плоский фазовый фронт в заданном направлении излучения-приема. В некоторых случаях могут использоваться аттенюаторы, для формирования требуемого амплитудного распределения в апертуре. Для управления фазовращателями и аттенюаторами, необходимо знать фазу и амплитуду комплексного коэффициента передачи канала без управляющих элементов (иными словами, когда фазовращатель и аттенюатор установлены в исходное состояние), которые еще называют начальной фазой и начальной амплитудой канала.

В "классическом" случае калибровка включает в себя определение начальных фаз каналов и производится на этапе настройки, непосредственно до измерения характеристик антенн при сдаче в эксплуатацию. Иногда, к ней добавляется измерение начальных амплитуд.

С одной стороны, характеристики каналов могут быть измерены еще до полной сборки ФАР. Например, ферритовые фазовращатели могут быть отсортированы по литерам, с последующей установкой их на соответствующие места. Коэффициент передачи также может непосредственно измеряться с помощью зонда, вручную надеваемого на каждый излучатель в апертуре, и т.п. Однако, помимо присущих подобным методам ряда неустраняемых ошибок - они также требуют огромного количества квалифицированной ручной работы.

Столкнувшись в свое время с растущим спросом на фазированные антенные решетки, ПАО «РАДИОФИЗИКА» было поставлено перед необходимостью разработки автоматизированных стендов для калибровки ФАР. Разрабатываемый стенд должен был удовлетворять следующим основным требованиям:

- условия, в которых находится антенна при калибровке, должны быть максимально приближены к условиям эксплуатации (исключить сборку-разборку, непосредственное подключение к каналам и т.п.);
- процесс калибровки ФАР должен быть максимально автоматизирован;
- переход от калибровки к измерениям характеристик должен занимать минимальное время (должен быть единый стенд для калибровки и измерений).

ПАО «РАДИОФИЗИКА» к тому моменту уже обладал мощной стендовой базой. Большая безэховая камера (70-80 метров в длину) дополнялась наличием опорно-поворотных устройств, среди которых - 4-хкоординатное, и соответствующим измерительным оборудованием (НР 85301). Все это позволило организовать автоматизированный стенд для измерения характеристик ФАР. Он же, без доработок, мог быть использован для калибровки.

Для этого, антенна устанавливалась на ОПУ, и ее геометрическая ось ориентировалась на вспомогательную антенну, расположенную на расстоянии, удовлетворяющем условию дальней зоны. Для калибровки на прием, вспомогательная антенна излучала монохроматический сигнал, принимаемый всеми каналами калибруемой ФАР. Для выделения сигнала одного канала, производилась манипуляция фазой фазовращателя этого канала, и измерением мощности суммарного сигнала.

Манипуляция и обработка результатов производилась в соответствии с методами REV и MTE, описанных в [1], [2]. Метод удобен простотой управления и обработки, а также отсутствием необходимости измерения фазы. В дальнейшем, метод показал себя удобным для применения в системах встроенной калибровки и контроля ФАР.

Описанный стенд позволял производить калибровку несложных ФАР относительно небольшого размера, могущих быть установленными на ОПУ. Однако постепенно, с ростом требований к разрабатываемым на предприятии ФАР, появилась нужда в доработке и развитии методов калибровки. Должны были быть решены следующие задачи:

- калибровка многоэлементных антенн;
- создание встроенных систем калибровки и контроля;
- создание систем для калибровки ФАР в процессе эксплуатации;
- калибровка цифровых ФАР;
- калибровка ФАР с использованием планарного сканера;
- калибровка ФАР по движущимся источникам излучения.

Ниже дается краткое описание каждой проблемы, а также метода ее решения.

Калибровка многоэлементных антенн

Особенность калибровки многоэлементных антенн состоит в том, что при манипуляции фазовым состоянием элемента при калибровке по методу REV, вариации мощности суммарного сигнала ФАР могут быть очень малы. Например, для ФАР с тысячами каналов, изменения сигнала могут составлять сотые доли децибела, и быть совершенно неразличимыми на фоне шумов. Для того, чтобы обеспечить возможность калибровки, начальный набор фазовых состояний должен быть таким, чтобы суммарный сигнал антенны был достаточно низок. Фактически, суммарный сигнал многоэлементной ФАР должен быть равен сигналу пятиэлементной или десятиэлементной ФАР. Это может быть достигнуто специальной подготовкой, подбором фазового распределения в соответствии со специально разработанным алгоритмом, описанным в [3].

Альтернативный подход к калибровке многоэлементной ФАР - калибровка по частям. При этом, каналы ФАР вначале условно делятся на группы, затем производится калибровка каналов внутри каждой из групп. После этого, группы как целое калибруются между собой [3,4].

Создание встроенных систем калибровки и контроля.

В связи с развитием активных ФАР, встал вопрос о необходимости ремонта антенн в процессе эксплуатации. В настоящее время предполагается, что их ремонт, связанный с заменой части активных элементов, должен производиться без демонтажа антенны и доставки ее на предприятие-изготовитель.

В результате подобного ремонта, однако, изменяются начальные амплитуды и фазы каналов, и работа ФАР становится невозможной без повторной калибровки. При этом, стенд по описанной выше схеме не может быть организован. Часто даже невозможно установить рядом с ФАР вышку для установки юстировочной антенны и доставки калибровочного сигнала.

Кроме того, сам процесс определения исправности активных элементов ФАР требует использования контрольного сигнала, сходного с калибровочным.

В ПАО «РАДИОФИЗИКА» была разработана, и в настоящее время эксплуатируется система связи с интегрированными в активные элементы цепями контрольного сигнала [5], что позволяет организовать как калибровку так и встроенный контроль параметров ФАР. Использование этих цепей позволяет обеспечить как калибровку, так и контроль исправности каналов в процессе эксплуатации.

Для калибровки и контроля в процессе эксплуатации был использован метод REV. Это позволило организовать систему контроля без коммутации контрольного сигнала, содержащую из активных элементов только монохроматический генератор и детектор мощности.

Создание систем для калибровки ФАР в процессе эксплуатации

В том случае, когда тракты контрольного сигнала не могут быть интегрированы в конструкцию ФАР, вариантом выбора является использование юстировочной антенны, расположенной на вышке в непосредственной близости от калибруемой ФАР. Вышка может быть как разворачиваемой - в случае мобильной ФАР - так и стационарной, например в случае больших стационарных систем. Расположение вышки в дальней зоне ФАР при этом обычно невозможно, вышка располагается на расстоянии не более нескольких размеров апертуры, зачастую - даже ближе, чем размер ФАР.

При калибровке ФАР по такой вышке остро встает вопрос переотражений от подстилающей поверхности и элементов окружения. Нами были получены [6] оценки влияния переотражений на форму луча ФАР после калибровки в таких условиях, намечены меры по снижению этого влияния.

Также, нам удалось показать, что существенное влияние на форму луча может оказать ошибка в определении положения источника сигнала при калибровке [7]. Неправильный учет фазовых набегов калибровочного сигнала при распространении по эфиру приведет к квадратичным и кубическим фазовым ошибкам в апертуре антенны после калибровки, обратно пропорциональным кубу и квадрату расстояния между апертурой и источником сигнала. Также в фазовом распределении будет присутствовать линейный член, вызывающий дополнительное отклонение луча ФАР. Отклонение пропорционально смещению источника вдоль апертуры и обратно пропорционально расстоянию между ними. Показано, что для успешной калибровки комплекс должен обеспечиваться соответствующей аппаратурой топопривязки.

При близком расположении источника (меньше размера апертуры) охват одним источником всей апертуры становится затрудненным. В этом случае, необходима калибровка антенны по частям, с последующим совмещением данных по перекрывающимся областям [4].

Калибровка ФАР по движущимся источникам излучения.

В ряде случаев, источник калибровочного сигнала не является неподвижным относительно калибруемой ФАР. Это может быть в случае калибровки корабельной антенны по береговому источнику сигнала, калибровке наземной ФАР по искусственному спутнику земли, или калибровке стационарной или мобильной ФАР по раскачивающейся вышке.

Мы показали [8], что это может оказать существенное влияние на результаты калибровки поэлементными коммутационными методами, даже в том случае, когда положение источника относительно ФАР в каждый момент известно. Требуется доработка существующих коммутационных методов калибровки для обеспечения необходимой точности в таких условиях.

Калибровка цифровых ФАР

Цифровые ФАР обладают большей гибкостью по сравнению с классическими ФАР с дискретными фазовращателями и аттенуаторами. В принципе, ничего не мешает применять для их калибровки аналоги коммутационных методов, с учетом необходимости определять начальные амплитуды каналов. Однако, гибкость цифровых ФАР позволяет существенно сократить время калибровки путем выбора соответствующего метода.

Для калибровки ЦФАР на прием, предлагается освещать всю апертуру ФАР контрольным сигналом, с записью потока отсчетов принятого сигнала во всех каналах и последующим сравнением. На передачу предлагается использовать модуляцию сигнала нескольких каналов, с последующим приемом суммарного сигнала и фильтрацией.

Калибровка ФАР с использованием планарного сканера

С ростом размеров и рабочих частот, становится практически невозможным измерение ФАР с использованием ОПУ и источника в дальней зоне. Для измерения таких систем часто используются планарные сканеры. Как уже упоминалось выше, калибровку следует производить на том же стенде, где

будет осуществляться ее обмер, с минимумом операций по развороту, монтажу-демонтажу и т.п. Соответственно, автоматизированный стенд для калибровки должен быть построен на базе сканера.

ПАО «РАДИОФИЗИКА» имеет опыт калибровки крупных ФАР в таких условиях. Зонд сканера последовательно устанавливается над элементами ФАР, с последующим измерением. Для выделения сигнала канала на фоне соседей может использоваться управление фазовращателем канала.

Выводы

ПАО «РАДИОФИЗИКА» обладает опытом калибровки ФАР самых различных конструкций, как на предприятии, так и в условиях эксплуатации, а также опытом разработки систем контроля ФАР. На предприятии ведется научно-исследовательская работа в области развития и совершенствования методов калибровки и контроля ФАР.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Mano S. and Katagi T.* A Method for measuring amplitude and phase of each radiating element of a phased array // *Electronics and Communication in Japan (IECE)*, vol. 65-B, no.5. 1982. P. 58-64
2. *Shubov A.G., Shishlov A.V.* Analysis of methods for phased array antenna phasing based on amplitude measurements only // *Proceedings of Millennium Conference on Antennas and Propagation. Davos. 2000.* P. 295-298.
3. *Бондарик А.В., Шитиков А.М., Шубов А.Г.* Опыт использования в многоканальных фазированных антенных решетках поэлементных методов калибровки без применения фазометрической аппаратуры // *Антенны. 2005. №1 (92).* С.15-21.
4. *Korotetskiy Y.V., Shitikov A.M., Denisenko V.V.* Phased array antenna calibration problems, including in-service and multi-element PAA calibration // *International Conference on Antenna Theory and Technique. Odessa. 2013.* P. 405-407.
5. *Россельс Н.А., Шишлов А.В., Шитиков А.М.* Активные фазированные антенные решетки – некоторые вопросы настройки и обслуживания // *Радиотехника. 2009. №4.* С.64-70.
6. *Коротецкий Е.В., Шитиков А.М.* Оценка влияния близкорасположенного помехового сигнала при калибровке на результирующую ДН ФАР // *Радиотехника. 2012. № 4.* С.96-101.
7. *Korotetskiy Y.V., Shitikov A.M., Denisenko V.V.,* Phased Array Antenna Calibration with Probe Positioning Errors // *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 1 june 2016. P. 65-80.
8. *Шитиков А.М., Саблин А.В., Дурандин С.П.* Особенности калибровки фазированных антенных решеток методом REV по движущемуся источнику сигнала // *Радиотехника. 2017.*

АНОМАЛЬНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В ОЗОННОМ СЛОЕ НАД МОСКВОЙ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ НА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ В 2015-2016 ГГ.

С.Б.Розанов, С.В.Соломонов, Е.П.Кропоткина, А.Н.Игнатъев, А.Н.Лукин
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
sergroz@sci.lebedev.ru

Представлены результаты дистанционного зондирования вертикального распределения озона над Москвой в холодное полугодие 2015-2016 гг. Измерения осуществлялись с помощью малошумящего спектрометра на частотах спектральной линии озона с центром на 142,175 ГГц. Дано описание измерительной аппаратуры и методики решения обратной задачи. Зарегистрированы аномальные изменения в защитном озонном слое, включающие явления значительного понижения содержания озона на 30-35% при появлении воздуха полярного стратосферного вихря над Москвой.

Введение

Молекулы атмосферного озона, максимум концентрации которого приходится на стратосферу, имеют много линий излучения (и поглощения) в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых волн и оказывают значительное влияние на условия распространения радиоволн в земной атмосфере. Одной из важнейших проблем является истощение озонного слоя, защищающего жизнь на Земле от губительного УФ-Б излучения Солнца. Разработанные в ФИАН методы дистанционного зондирования озона на миллиметровых волнах, в отличие от оптических методов, позволяют проводить с поверхности Земли круглосуточные наблюдения озонного слоя по его собственному тепловому радиоизлучению в широком диапазоне высот (в стратосфере и мезосфере) при различных погодных условиях, поскольку ослабление излучения в облаках и слоях аэрозоля в радиодиапазоне существенно меньше, чем в оптической области спектра. В результате многолетнего мониторинга озонного слоя, проводимого в ФИАН на миллиметровых волнах, получены уникальные данные о вариациях вертикального распределения озона над Москвой.

В докладе рассмотрены изменения в озонном слое над Москвой, происходившие в зимне-весенний период 2015-2016 гг., включая аномальные уменьшения содержания озона. Рассмотрена связь этих изменений с особенностями динамики и теплового режима стратосферы.

Аппаратура и методы

Измерения вертикального распределения озона выполнялись с помощью малошумящего спектрометра-озонметра ФИАН. Прибор регистрирует спектральную линию теплового излучения озона на частотах вращательного перехода $10_{1,9}-10_{0,10}$ с центром на 142,175 ГГц (длина волны 2,1 мм). Эта уширенная столкновениями линия содержит информацию о высотном распределении молекул озона в стратосфере и мезосфере [1]. Спектрометр состоит из малошумящего модуляционного супергетеродинного приемника, 96-канального анализатора спектра АС-96 и персонального компьютера с интерфейсными модулями и программным обеспечением [2]. Наблюдения вертикального распределения озона над Москвой с помощью этого прибора проводятся с 1996 г.

На рис. 1 показан общий вид двухканального квазиоптического блока спектрометра [2]. Стрелкой 1 на рисунке отмечена входная линза одного из каналов спектрометра. Диаметр этих линз 120 мм. В 2015 г. в спектрометре были установлены новые генераторы стабильных опорных частот диапазона 3-6 ГГц на основе микросхем ROS-3550+ и ROS-5580-119+ фирмы Mini-Circuits. Они заменили использовавшиеся ранее синтезаторы Ч6-31 и Ч6-71 с умножителями и переносчиками частоты (пять приборных блоков). Модуль генераторов, разработанный А.В. Ищуком, отмечен стрелкой 2 на рис. 1. Опорный сигнал для систем ФАПЧ этих генераторов с частотой 10 МГц задается высокостабильным кварцевым генератором ГК75-ТС производства ОАО «Морион».

Подробное описание приёмника, в котором используется смеситель на планарном диоде Шоттки, дано в работе [3]. Однополосная шумовая температура приёмника составляет около 1500 К без охлаждения и около 700 К при охлаждении входных цепей до температуры жидкого азота. Фильтровой анализатор спектра АС-96 с широкой полосой частот и высоким спектральным разрешением в центре

линии создан в ИПФ РАН при участии ФИАН. В состав анализатора входят блок преобразований частоты с четырьмя гетеродинами и блоки фильтров, имеющие 96 фильтровых каналов, перекрывающих полосу анализа 475 МГц (диапазон частот 75–550 МГц). Ширина каналов изменяется от 0,1 МГц в центре линии озона до 20 МГц на ее крыльях ступенями с промежуточными значениями 0,2, 0,5, 2 и 5 МГц. Такой выбор ширины полос пропускания каналов обеспечивает минимальное искажение регистрируемой линии и максимальное отношение сигнал/шум в каналах. Напряжения с выходов квадратичных детекторов в каналах АС-96 поступают в интерфейсный 96-канальный модуль АЦП DAQ-2208 фирмы ADLINK. Спектрометр установлен в лабораторном помещении перед радиопрозрачным окном.

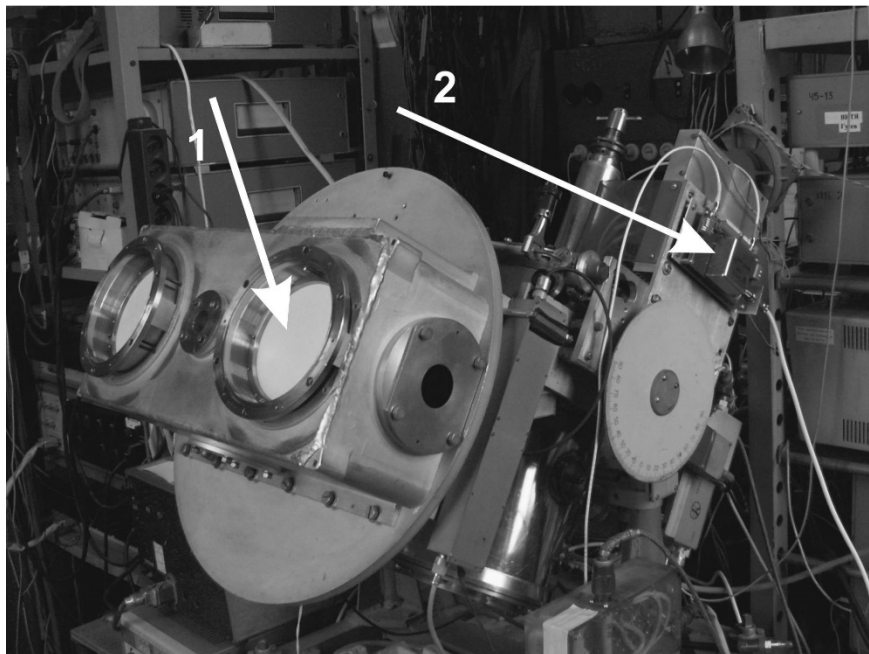


Рис. 1. Антенный двухканальный квазиоптический блок спектрометра ФИАН. Стрелкой 1 отмечена входная линза одного из каналов, а стрелкой 2 - модуль генераторов опорных частот.

Проведенная оптимизация параметров спектрометра обеспечивает высокую точность записи линии озона, что минимизирует погрешности определения вертикального распределение озона (ВРО) на высотах стратосферы и мезосферы. Для восстановления профиля ВРО по измеренной спектральной линии используется предложенный К.П.Гайковичем алгоритм, основанный на методах Тихонова и статистической регуляризации, сочетание которых позволяет оптимизировать решение задачи восстановления вертикального распределения озона.

Физической основой решения обратной задачи дистанционного зондирования является чувствительность контура регистрируемой спектральной линии озона к высотному распределению молекул этого газа в стратосфере и мезосфере [1]. Соотношение между яркостной температурой T_B спектра теплового радиоизлучения и высотным профилем концентрации озона $U(h)$ после вычитания вклада других атмосферных составляющих может быть представлено [1] в виде интеграла:

$$T_B(f) = \int_0^{\infty} U(h)K(U, \nu, \theta, h)dh, \quad (1)$$

где $\mathbf{K} = K(U, \nu, \theta, h)$ - нелинейное ядро уравнения (1), ν и θ - частота и угол, под которым принимается излучение, h - высота.

На каждом шаге используемого итерационного алгоритма интегральное уравнение Фредгольма 1-го рода решается методом обобщенной невязки Тихонова. Алгоритм решения уравнения (1) как нелинейной задачи в операторном виде записывается следующим образом

$$\mathbf{K}^{(n)} U^{n+1} = T_B^{\delta}, \quad (2)$$

где оператор $\mathbf{K}^{(n)} = \mathbf{K}(U^n, \nu, h)$, а в качестве первого приближения $U^1(h)$, которым может служить произвольная функция, используется модельный профиль концентрации озона.

Для решения обратной задачи используется также метод статистической регуляризации. При этом интегральное уравнение (2) сводится к системе уравнений с выделенным вектором ошибки δ :

$$\sum_{i=1}^N k_{ji}^{(n)}(h_i, \nu_j) u_i^{(n+1)}(h_i) = T_{Bj}^{\delta}(\nu_j) - \delta_j, \quad j = 1, 2, \dots, M. \quad (3)$$

Здесь M – число частотных точек в записанном спектре, N – число высотных уровней. Обозначая $\mathbf{u} = [u_1, u_2, \dots, u_N]^*$, $\mathbf{T}_B^{\delta} = [T_{B1}^{\delta}, T_{B2}^{\delta}, \dots, T_{BM}^{\delta}]^*$, $\mathbf{K} = k_{ji}$, $i = 1, 2, \dots, N$, где (*) означает матричное транспонирование, запишем (2) в матрично-векторной форме:

$$\mathbf{T}_B^{\delta} = \mathbf{K}\mathbf{u} + \delta, \quad (4)$$

где относительно вектора ошибки δ предполагается, что он имеет нормальное распределение с нулевым средним и заданной ковариационной матрицей. Решение обратной задачи в этом случае определяется соотношением [1]

$$\tilde{\mathbf{u}} = \langle \mathbf{u} \rangle + \mathbf{B}_u \mathbf{K}^* (\mathbf{K} \mathbf{B}_u \mathbf{K}^* + \mathbf{B}_{\delta})^{-1} (\mathbf{T}_B^{\delta} - \langle \mathbf{T}_B^{\delta} \rangle), \quad (5)$$

основанным на методе максимального правдоподобия. Здесь $\langle \dots \rangle$ - среднее по ансамблю, $\mathbf{B}_u = \langle (u_i - \langle u_i \rangle)(u_j - \langle u_j \rangle) \rangle$, $\mathbf{B}_{\delta} = \langle \delta_i \delta_j \rangle$, $\langle \delta(v_i) \rangle = 0$.

Данные о профилях температуры и давления в атмосфере, необходимые для восстановления профилей ВРО, получены из базы данных BADC [4]. Суммарная погрешность восстановления профиля вертикального распределения озона (с учетом шума аппаратуры и других экспериментальных погрешностей) при оптимальных условиях наблюдения и времени накопления сигнала около 1 часа не превышает 5–7% на высотах от 20 до 50 км, постепенно возрастая в более низких и в более высоких слоях [1, 2]. По основным параметрам (чувствительности, точности восстановления профилей озона) аппаратура ФИАН соответствует мировому уровню инструментов такого типа. Получено хорошее согласие результатов наблюдений в ФИАН с данными спутниковых измерений ВРО. Озонометр ФИАН включен в международную сеть NDACC [5] в качестве инструмента-кандидата.

Результаты измерений и их обсуждение

Примеры спектральных линий озона, зарегистрированных в январе 2016 г. для двух различных условий в стратосфере, показаны на рис. 2а. Вертикальные профили озона, восстановленные по этим линиям, представлены на рис. 2б. Содержание озона C_{O_3} дано в единицах отношения смеси ррт, или

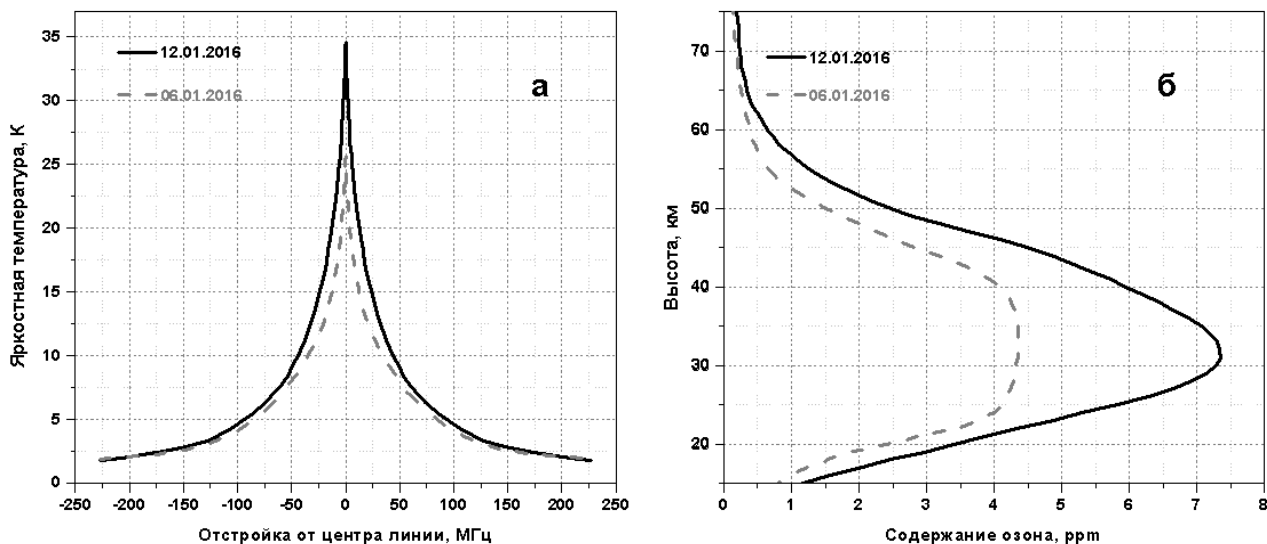


Рис. 2. Спектральные линии озона (а), зарегистрированные 6 и 12 января 2016 г. (сделана коррекция на тропосферное поглощение), и соответствующие им восстановленные вертикальные профили содержания озона над Москвой (б).

10^{-6} . На основании данных регулярных наблюдений, проведённых в 2015-2016 гг., построено высотно-временное распределение содержания озона над Москвой. Наибольшие изменения в озоновом слое происходили в холодное полугодие. На рис. 3 показаны значения C_{O_3} на уровне давления 10 мбар (высота примерно 30 км) над Москвой в период с декабря 2015 г. по март 2016 г.

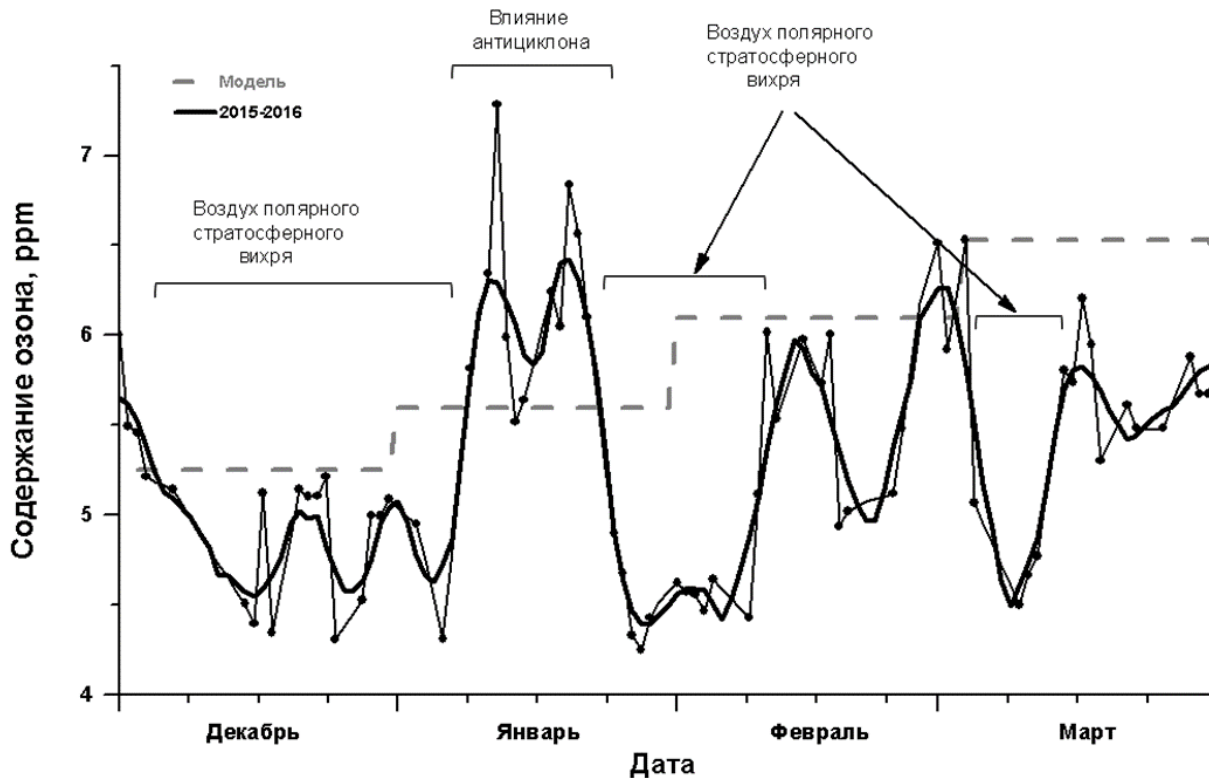


Рис. 3. Содержание озона на уровне давления 10 мбар над Москвой в период с декабря 2015 г. по март 2016 г. Точки – измерения, толстая линия – сглаживание по 10 дням. Горизонтальные пунктирные отрезки – среднемесячные значения содержания озона над Москвой по данным наблюдений в ФИАН с 1996 по 2016 гг.

Для сравнения на этом же рисунке пунктиром нанесены среднемесячные значения C_{O_3} над Москвой по данным наблюдений в ФИАН с 1996 по 2016 гг. (модель). На рис. 3 отмечены также периоды аномального понижения содержания озона над Москвой в декабре 2015 г., в начале и в конце января и в начале марта 2016 г. На основании анализа параметров стратосферы сделан вывод, что причиной обнаруженного аномально низкого содержания озона в эти периоды было появление над Москвой воздуха полярного стратосферного вихря. (Методика анализа результатов наблюдений изложена в работе [6]). Температура воздуха внутри вихря в холодный сезон 2015-2016 гг. опускалась ниже порога образования полярных стратосферных облаков, в которых происходит разрушение озона в химических реакциях с участием хлора. Из рис. 3 видно, что большую часть времени значения C_{O_3} расположены ниже средних значений и в начале марта 2016 г. понижение озона достигло примерно 30% от среднемесячных значений. В это же время содержание озона на высоте 20 км, по измерениям на миллиметровых волнах в ФИАН, снижалось примерно на 35%. Сильное истощение озонового слоя над Москвой весной 2016 г. было зарегистрировано также в результате оптических измерений общего содержания озона [7]. Это истощение охватило огромную площадь над средними и высокими широтами Европейского сектора. Известно, что столь значительное весеннее истощение озонового слоя приводит к повышению уровня вредного для здоровья УФ-Б излучения Солнца, достигающего поверхности Земли.

В холодное полугодие 2015-2016 гг. положение центра полярного вихря и его форма всё время изменялись, что привело к колебаниям содержания озона над Москвой. Так, увеличение C_{O_3} в январе (см. рис.2 и 3) связано с появлением над пунктом наблюдения богатых озоном тёплых воздушных масс из области высокого давления. Финальное стратосферное потепление с перестройкой циркуляции на летний тип произошло очень рано, в начале марта 2016 г. Оно сопровождалось разделением полярного

вихря, его последующим полным разрушением и весенним увеличением содержания озона, которое было зарегистрировано над Москвой с середины марта 2016 г. (рис. 3).

Прогнозирование аномальных изменений состояния защитного озонового слоя под влиянием совокупности динамических, температурных и химических факторов представляет собой сложную задачу. Поэтому комплексный мониторинг озонового слоя, включающий дистанционное зондирование озоносферы на миллиметровых волнах, является одной из важнейших, приоритетных задач.

Авторы выражают глубокую благодарность проф. Е.В.Суворову, чл.-корр. РАН Г.Г.Денисову и В.А.Черепенину за поддержку данной работы. Авторы признательны А.В.Ищуку за создание модуля опорных частот для спектрометра, центру British Atmospheric Data Center (BADC) за любезно предоставленные метеорологические данные. Работа поддержана Программами ОФН РАН «Радиоэлектронные методы в исследовании природной среды и человека» и «Новые источники миллиметрового и терагерцового излучения и их перспективные приложения».

ЛИТЕРАТУРА

1. Соломонов С.В., Гайкович К.П., Кропоткина Е.П., Розанов С.Б., Лукин А.Н., Игнатьев А.Н. Дистанционное зондирование атмосферного озона на миллиметровых волнах // Известия вузов. Радиофизика, том 54, №2, с.113-121, 2011.

2. Соломонов С.В., Игнатьев А.Н., Кропоткина Е.П., Логвиненко С.В., Лукин А.Н., Никифоров П.Л., Розанов С.Б. Спектральная аппаратура для мониторинга атмосферного озона на миллиметровых волнах // Приборы и техника эксперимента, 2009, №2, с.138-144.

3. Rozanov S.B., Lukin A.N., Solomonov S.V. Low-noise cooled planar Schottky diode receivers for ground-based ozone measurements at 142 GHz // Int. J. Infrared and Millimeter Waves, vol.19, no.2, pp.195-222.

4. The British Atmospheric Data Centre (BADC). URL: http://badc.nerc.ac.uk/view/badc.nerc.ac.uk_ATOM_dataent_ASSIM

5. Network for the Detection of Atmospheric Composition Change. URL: <http://www.ndsc.ncep.noaa.gov/>

6. Соломонов С.В., Кропоткина Е.П., Розанов С.Б., Игнатьев А.Н., Лукин А.Н. Изменения вертикального распределения озона над Москвой в период внезапного стратосферного потепления 2012-2013 годов // Краткие сообщения по физике ФИАН, 2014, №3, с.8-19.

7. Environment Canada. Select Ozone Maps from Archive. <http://www.ec.gc.ca/default.asp?lang=En&n=FD9B0E51-1>

ПЕРЕДАЮЩАЯ АДАПТИВНАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА

Новиков А.Н., Новикова Е.Е.

*Военная академия РВСН имени Петра Великого
band31@mail.ru*

Рассмотрены возможности функционирования адаптивной антенной решетки на передачу. Приведена функциональная схема передающей адаптивной антенной решетки, выведены основные закономерности.

Проблема обеспечения надежной связи в условиях ведения радиоразведки, воздействия организованных и непреднамеренных помех, а также сложной электромагнитной обстановке наилучшим образом может быть решена при использовании в средствах радиосвязи (СРС) сигналов с расширением спектра [1]. Сущность метода расширения спектра сигналов формулируется следующим образом: расширение спектра сигнала есть способ передачи, при котором сигнал занимает полосу частот более широкую по сравнению с полосой, минимально необходимой для передачи информации; расширение полосы частот сигнала обеспечивается специальным кодом, который не зависит от передаваемой информации; для последующего сжатия полосы частот сигнала и восстановления данных в приемном устройстве СРС также используется специальный код, аналогичный коду в передатчике СРС и синхронизированный с ним.

Системы радиосвязи, в которых применяются сигналы с расширением спектра, обладают целым рядом достоинств:

- 1) повышенной помехоустойчивостью;
- 2) энергетической скрытностью;
- 3) возможностью обеспечения кодового разделения сигналов при многостанционном доступе;
- 4) способностью противостоять преднамеренным помехам;
- 5) повышенной пропускной способностью;
- 6) возможностью измерения времени прихода сигналов с большой точностью и высоким разрешением и др.

Однако использование данного вида сигналов в полной мере не обеспечивает решение задачи по обеспечению надежности связи. В связи с этим особую актуальность приобретает вопрос применения на СРС интеллектуальных антенных систем, а именно, адаптивных антенных решеток (ААР). Задача приема и обработки широкополосных сигналов в ААР в сложной сигнально-помеховой обстановке достаточно проработана и в той или иной мере решена [4-7]. А вот вопросы, касающиеся передачи широкополосных сигналов ААР малоизучены.

Таким образом, цель доклада – исследование возможностей функционирования ААР на передачу и разработка ее функциональной схемы.

Проведем теоретическое обоснование режима передачи широкополосных сигналов в ААР при обеспечении радиоскрытности, электромагнитной совместимости радиоэлектронной аппаратуры и электромагнитной экологии.

Рассмотрим N -элементную антенную решетку с известной геометрией излучающего раскрытия, осуществляющую передачу полезного широкополосного сигнала с направления θ_0, ϕ_0 и формирование «нуля» диаграммы направленности (ДН) антенной решетки в направлениях θ_l, ϕ_l ($l=1, \dots, L$). Требуется определить и реализовать набор частотно-зависимых весовых коэффициентов в каналах передающей адаптивной антенной решетки, обеспечивающих формирования «нулей» ДН в требуемых частотных диапазонах и направлениях.

На основе формулировки критерия оптимальной обработки широкополосного сигнала по максимуму ОСПШ [4-7] сформулируем аналогичный критерий для передающей адаптивной антенной решетки:

$$Q = \max_w \left\{ \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{W(\omega)^T R_{ss}(\omega) W(\omega)^*}{W(\omega)^T R_{mm}(\omega) W(\omega)^*} d\omega \right\}, \quad (1)$$

где $R_{ss}(\omega)$ – частотно-зависимая ковариационная матрица полезного сигнала;
 $R_{nn}(\omega)$ – частотно-зависимая ковариационная матрица сигналов помех;
 $W(\omega)$ – частотно-зависимый вектор весовых коэффициентов;
 ω_1, ω_2 – определяют полосу частот, в которой передается полезный сигнал;
 $T, *$ – символы операций транспонирования и комплексного сопряжения соответственно.

Интеграл (1) принимает максимальное значение, когда подынтегральное выражение является максимальным для каждой частоты. Это позволяет представить оптимальную частотную зависимость весовых коэффициентов в виде [4-7]:

$$W_{opt}(\omega) = R_{nn}^{-1}(\omega) S_0^*(\omega), \quad (2)$$

где $S_0(\omega) = \exp(-i\omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}(x_n \sin \theta_0 \cos \phi_0 + y_n \sin \theta_0 \sin \phi_0))$ – управляющий вектор, обеспечивающий построение ДН в состоянии покоя.

ϵ_0, μ_0 – электрическая и магнитная постоянные свободного пространства соответственно;
 θ_0, ϕ_0 – направление передачи полезного широкополосного сигнала;
 x_n, y_n – координаты n -го элемента антенной решётки.

Частотно-зависимая ковариационная матрица помеховых сигналов при произвольном числе помеховых сигналов определяется соотношением вида [3]:

$$R_{nn}(\omega) = \sigma^2 E + \sum_{l=1}^L P^2 U_l^*(\omega) U_l^T(\omega), \quad (3)$$

где σ^2 – мощность тепловых шумов антенной решётки;

P – мощность l -го помехового сигнала, $l=1, \dots, L$;

$U_l(\omega) = \exp(-i\omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}(x_n \sin \theta_l \cos \phi_l + y_n \sin \theta_l \sin \phi_l))$ – помеховый вектор-столбец, элементами которого являются комплексные сомножители, учитывающие фазовый набег на каждом элементе антенной решетки.

Тогда обратная частотно-зависимая ковариационная матрица имеет вид [3]:

$$R_{nn}^{-1}(\omega) = \frac{1}{\sigma^2} \left(E - \sum_{l=1}^L \sum_{p=1}^L \alpha_{lp}(\omega) U_l^*(\omega) U_p^T(\omega) \right). \quad (4)$$

В соотношении (4) известны все члены за исключением частотно-зависимых коэффициентов $\alpha_{lp}(\omega)$, которые можно найти из выражения (3) и (4) из условия

$$R_{nn}^{-1}(\omega) R_{nn}(\omega) = E. \quad (5)$$

Таким образом, выражение для оптимального частотно-зависимого вектора весовых коэффициентов можно записать в виде

$$W_{opt}(\omega) = \frac{1}{\sigma^2} \left(E - \sum_{l=1}^L \sum_{p=1}^L \alpha_{lp}(\omega) U_l^*(\omega) U_p^T(\omega) \right) S_0^*(\omega), \quad (6)$$

Однако точно реализовать данную зависимость технически невозможно. Поэтому предлагается обеспечить точную реализацию значений вектора весовых коэффициентов в полосе частот полезного сигнала для ограниченного числа K частот из данного частотного интервала. Между данными частотами значения весовых коэффициентов могут быть аппроксимированы достаточно простой зависимостью, например, кусочно-постоянной функцией или кусочно-линейной. Выбор числа частот K определяется с учетом противоречивых требований, например:

- увеличение числа частот K , для которых обеспечивается точная реализация значений весовых коэффициентов, приводит к более точному формированию «нулей» ДН передающей адаптивной антенной решетки в требуемых направлениях;
- увеличение числа частот K обуславливает резкое усложнение антенны.

На основе изложенного математического аппарата разработана функциональная схема передающей ААР (рисунок 1).

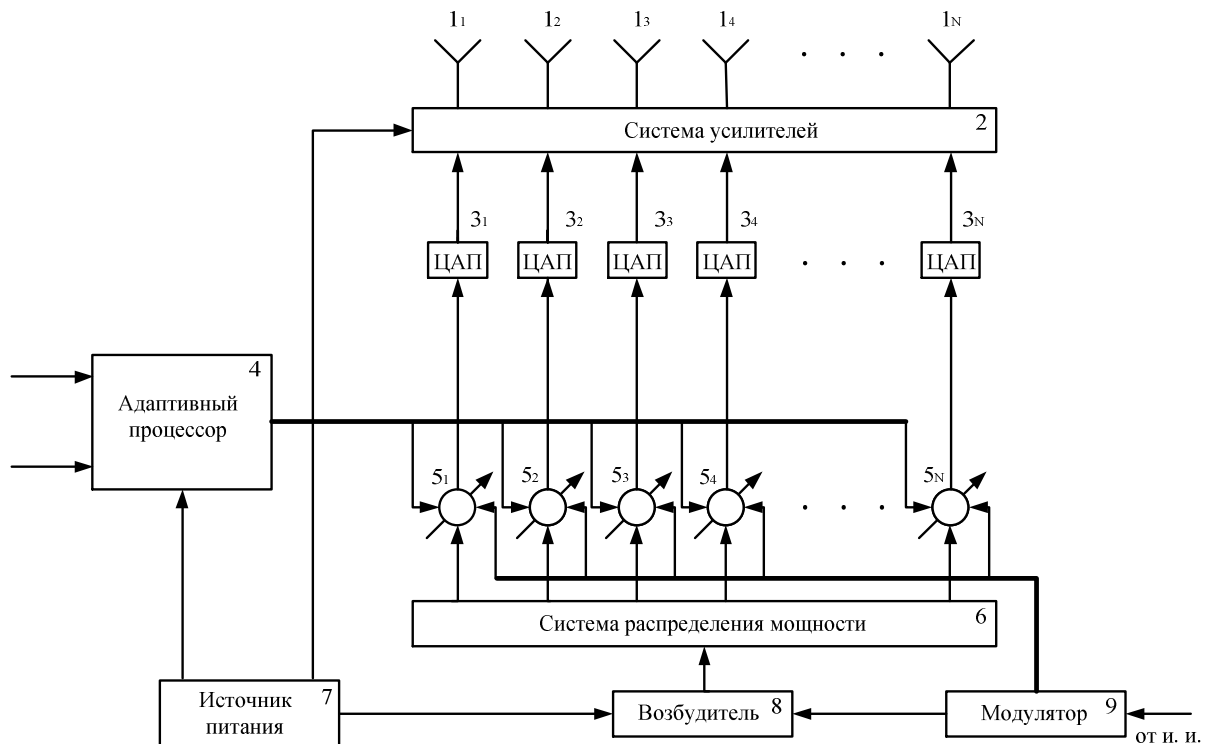


Рисунок 1 – Функциональная схема передающей адаптивной антенной решетки

В состав передающей ААР (рисунок 1) входят антенные элементы 1, образующие N -элементную антенную решетку и соединенные с выходами системы усилителей 2, N цифро-аналоговых преобразователей 3, соединенных со входами системы усилителей 2 и с выходами N блоков 5 комплексного взвешивания сигналов, адаптивный процессор 4, выход которого соединен со входами каждого из N блоков 5 комплексного взвешивания сигналов, система распределения мощности 6, N выходов которой соединены со входами N блоков 5 комплексного взвешивания сигналов. Выходы источника питания 7 соединены со входами адаптивного процессора 4, системы усилителей 2 и возбuditеля 8. Управляющий выход модулятора 9 соединен со входом возбuditеля 8, информационный выход модулятора 9 соединен с информационным входом каждого из N блоков 5 комплексного взвешивания сигналов. Вход модулятора 9 соединен с источником информации.

Адаптивный процессор 4 (рисунок 2) состоит из совокупности K блоков 10 формирования вектора весовых коэффициентов, информационные входы которых соединены с внешним источником, и блока 11 аппроксимации вектора весовых коэффициентов, входы которого соединены с каждым из K блоков 10 формирования вектора весовых коэффициентов, а выход которого является управляющим выходом адаптивного процессора.

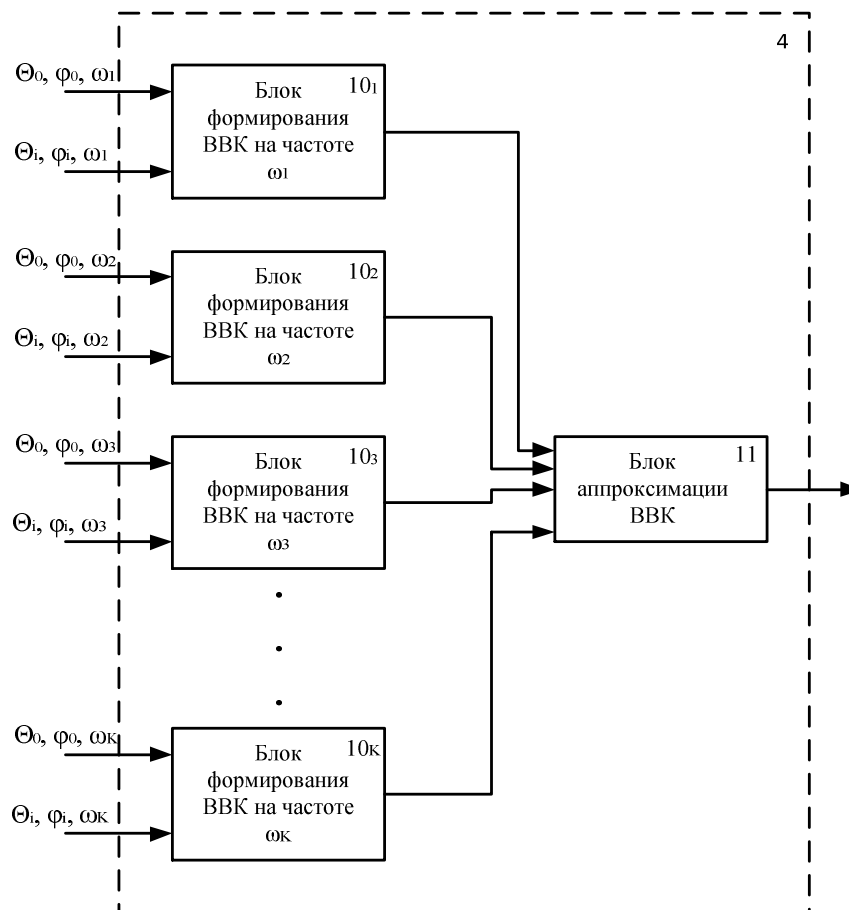


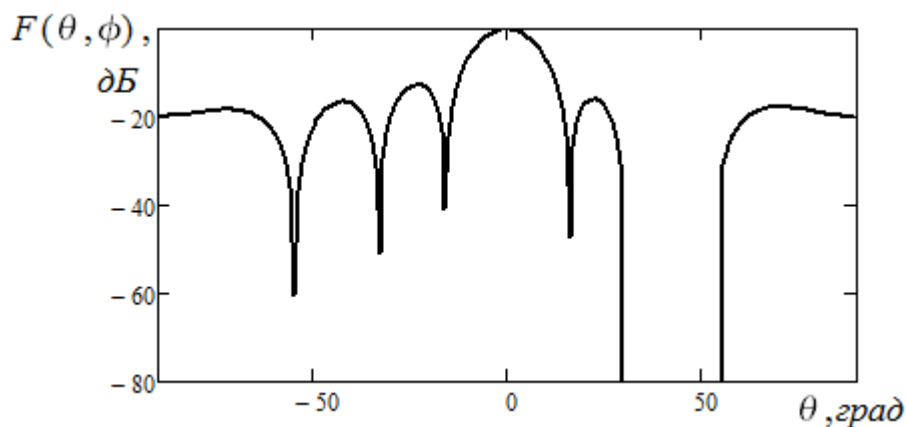
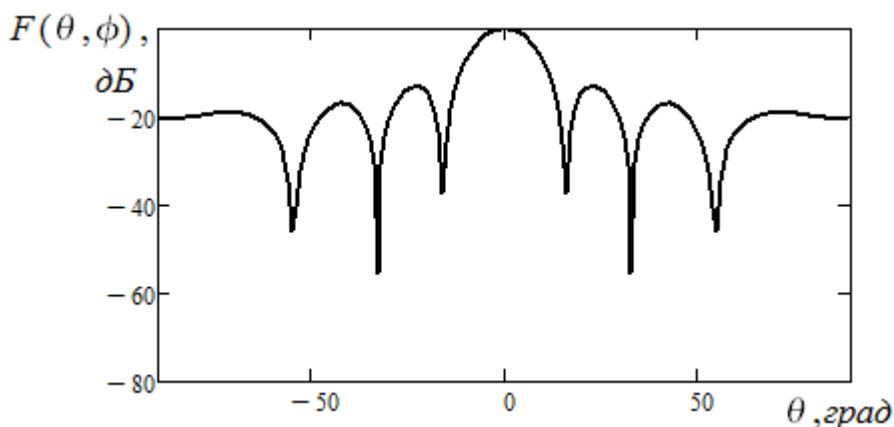
Рисунок 2 – Функциональная схема адаптивного процессора

Каждый из K блоков 10 формирования вектора весовых коэффициентов состоит из блока 12 формирования управляющего вектора, информационный вход которого соединен с внешним источником, а выход со входом перемножителя 16, блока 13 формирования помехового вектора, информационный вход которого также соединен с внешним источником, а N выходов, по числу элементов антенной решетки, соединены с N входами блока 14 формирования ковариационной матрицы помеховых сигналов. N выходов блока 14 формирования ковариационной матрицы помеховых сигналов соединены с N входами блока 15 обращения ковариационной матрицы помеховых сигналов, выходы которого соединены со входами перемножителя 16. Выход перемножителя 16 является выходом блока 10 формирования вектора весовых коэффициентов.

Для исследования возникающих закономерностей рассмотрим антенную решетку 10×10 ($N = 100$), элементы которой расположены с шагом 0.5λ (λ - длина волны, соответствующая средней частоте диапазона полезного сигнала). Направление излучения полезного сигнала $\theta_0 = 0^\circ, \phi_0 = 0^\circ$ с базой $B = 200$, а в направлении $\theta_1 = 30^\circ \dots 54^\circ, \phi_1 = 0^\circ$ на частоте ω_2 антенная решетка излучать не должна (рисунок 3). Данная информация от внешнего источника оперативно поступает на блоки 12 и 13 блока 10 формирования вектора весовых коэффициентов.

А на рисунке 4 показано, что на частоте ω_1 в направлении $\theta_1 = 30^\circ \dots 54^\circ, \phi_1 = 0^\circ$ передающая антенная решетка излучает, так как на этой частоте радиоразведка не ведется.

Аналогичным образом обеспечивается и электромагнитная совместимость радиоэлектронных средств и электромагнитная экология.

Рисунок 3 – ДН передающей ААР на частоте ω_2 Рисунок 4 – ДН передающей ААР на частоте ω_1

ЛИТЕРАТУРА

1. Ратынский М.В. Адаптация и сверхразрешение в антенных решетках. - М: Радио и связь, 2003.- 200 с.
2. Пистолькорс А.А., Литвинов О.С. Введение в теорию адаптивных антенн. - М.: Наука, 1991. - 200 с.
3. Литвинов О.С. Аналитические свойства ковариационной матрицы помех в теории приемных адаптивных решеток // Антенны. 1982. Вып. 30. С. 65 – 78.
4. Габриэльян Д.Д., Новиков А.Н., Цыпорина И.Г. Оптимальное подавление широкополосных помех в адаптивных антенных решетках // Электромагнитные волны и электронные системы. 2011. Т. 16. № 6. С. 20-23.
5. Габриэльян Д.Д., Новиков А.Н. Квазиоптимальный метод обработки широкополосных сигналов в условиях радиопомех // Антенны. 2011. № 9. С. 26-29.
6. Габриэльян Д.Д., Новиков А.Н., Шацкий В.В., Шацкий Н.В., Бибарсов М.Р., Боков А.Н. Модифицированная антенная решетка широкополосной радиоэлектронной системы // Известия высших учебных заведений России. Радиоэлектроника. Выпуск 1. 2012. С. 3-8.
7. Новиков А.Н., Бибарсов М.Р., Алешин С.Л., Габриэльян Д.Д., Шацкий Н.В. Подавление помех в антенных решетках с ограниченным числом каналов адаптации // Информация и космос. 2015. № 3. С. 17-22.

СПОСОБ РАДИОГОЛОГРАФИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ ГЛАВНОГО ЗЕРКАЛА РАДИОТЕЛЕСКОПА РАТАН-600 С РАДИАЛЬНЫМ ДВИЖЕНИЕМ ОПОРНОГО ЭЛЕМЕНТА

В.Б.Хайкин, М.К.Лебедев

Специальная астрофизическая обсерватория РАН
vkhstu@mail.ru

Предложен новый способ записи радиоголографического сигнала, не требующий применения специальной фазостабильной радиоголографической аппаратуры. Приводится схема и математическое описание предложенного способа формирования радиоголографического сигнала, а также первые результаты его применения на антенной системе (АС) «Юг+Плоский» радиотелескопа РАТАН-600 с использованием сигнала ГСЗ и сигнала монохроматического генератора в режиме автоколлимации.

Введение

Радиоголографический метод метрологии крупных рефлекторных антенн был предложен в работе [1]. В 80-х годах предложены и испытаны различные методы радиоголографического контроля и юстировки Главного зеркала (ГЗ) радиотелескопа РАТАН-600 в режиме автоколлимации (АК) и самофокусировки антенны по удаленному наземному источнику сигнала [2]. Все они требовали создания специальной фазостабильной аппаратуры для формирования и записи радиоголограмм, после восстановления (обработки) которых можно было найти поле на апертуре, определить и исправить ошибки в положении отражающих элементов (ОЭ) ГЗ радиотелескопа. Наибольшую эффективность показали способы записи голограммы с внешним опорным сигналом что требовало двухканальной схемы формирования сигнала [2].

Привлекательным является способ радиоголографической записи, в котором радиоголограмма формируется самой антенной и принимается одноканальным однорупорным радиометрическим приемником. Ниже дано описание и приводятся первые результаты применения такого методически и технически простого радиоголографического метода.

Описание и результаты моделирования нового способа записи радиоголографического сигнала

В предложенном способе записи радиоголограммы внешний опорный сигнал формируется радиальным движением опорного ОЭ на краю апертуры относительно всей измеряемой антенны, а интерферограмма (голограмма) записывается обычным радиоастрономическим приемником в процессе движения каретки облучателя в направлении взаимного разбегания с движущимся опорным щитом. При этом не несущая полезной информации и мешающая восстановлению поля на апертуре часть голограммы с пространственными частотами, лежащими вблизи нуля, удаляется вычитанием тут же измеренной мощностной диаграммы направленности или АК фокального пятна радиотелескопа.

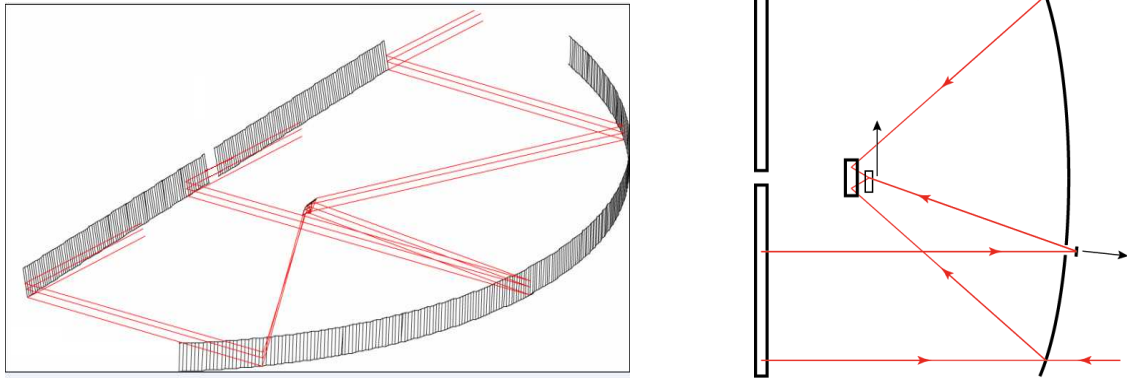


Рис. 1. Схема радиоголографического эксперимента с космическим источником на АС “Юг+Плоский”

Таким образом, в процессе антенных измерений с помощью приемника на подвижной каретке просто записывается фокальное пятно и голограмма с движущимся опорным щитом. Схема измерений по сигналу космического источника (например, ГСЗ) приведена на рис. 1.

Результат сложения фокальных полей от измеряемой апертуры $V(x)$ и движущегося опорного щита $A(x)$ на выходе квадратичного приемника на фокальной линии каретки будет иметь вид:

$$H(x) = |V(x) + A(x)|^2 = |V(x)|^2 + |A(x)|^2 + V(x)A^*(x) + V^*(x)A(x).$$

Учтем линейный набег фазы поля, возникающий при движении опорного щита и имеющий крутизну c [град/мм], и возьмем преобразование Фурье от голограммы $H(x)$:

$$A(x) = A_0(x)e^{icx};$$

$$H(x) = |V(x)|^2 + |A_0(x)|^2 + V(x)A_0^*(x)e^{-icx} + V^*(x)A_0(x)e^{icx}.$$

Поскольку

$$F[e^{\pm icx}](\xi) = \sqrt{2\pi}\delta(\xi \pm c),$$

получаем

$$F[H(x)](\xi) = F[|V(x)|^2](\xi) \otimes F[|A_0(x)|^2](\xi) + F[V(x)A_0^*(x)](\xi) * \delta(\xi - c) + F[V^*(x)A_0(x)](\xi) * \delta(\xi + c).$$

При вычитании мощностного члена автокорреляционные составляющие уходят и остаются только свертки с δ -функциями:

$$\begin{aligned} F[H(x)](\xi) &= \sqrt{2\pi} \left(F[V^*(x)A_0(x)](\xi) * \delta(\xi - c) + F[V(x)A_0^*(x)](\xi) * \delta(\xi + c) \right) = \\ &= \sqrt{2\pi} \left(F[V^*(x)](\xi) * F[A_0(x)](c) * \delta(\xi - c) + F[V(x)](\xi) * F[A_0^*(x)](\xi) * \delta(\xi + c) \right) = \\ &= \sqrt{2\pi} \left(E^*(\xi) * E_0(\xi) * \delta(\xi - c) + E(\xi) * E_0^*(\xi) * \delta(\xi + c) \right), \end{aligned}$$

где E и E_0 — комплексные поля, создаваемые на апертуре антенны измеряемой поверхностью и опорным элементом.

Поскольку амплитуда и фаза поля на неподвижном опорном элементе постоянна, свертка с ним при его движении будет сглаживать смещенное восстановленное поле прямоугольным окном масштаба щита и этим, наряду с другими факторами, ограничивать пространственное разрешение метода. На рис. 2 представлена модельная голограмма с движущимся опорным щитом и результат восстановления поля по ней. Видны восстановленные провалы амплитуды поля на апертуре и восстановленные контрольные сдвиги фаз ($\lambda/10$, $\lambda/20$).

Для записи голограммы с большим числом интерференционных лепестков в реальном эксперименте предпочтителен монохроматический источник сигнала, кратковременная стабильность которого определяется отношением величины измеряемой ошибки поверхности к разности длин измеряемого и опорного каналов ΔL в процессе записи голограммы, точнее их электрических длин в атмосфере с учетом показателя преломления на пути распространения волн, что в нашем случае

перемещения опорного щита и каретки в пределах $\Delta l=1\text{ м}$ и $\Delta X=1.5\text{ м}$ дает величину требуемой стабильности не выше 10^{-5} , что не сложно обеспечить.

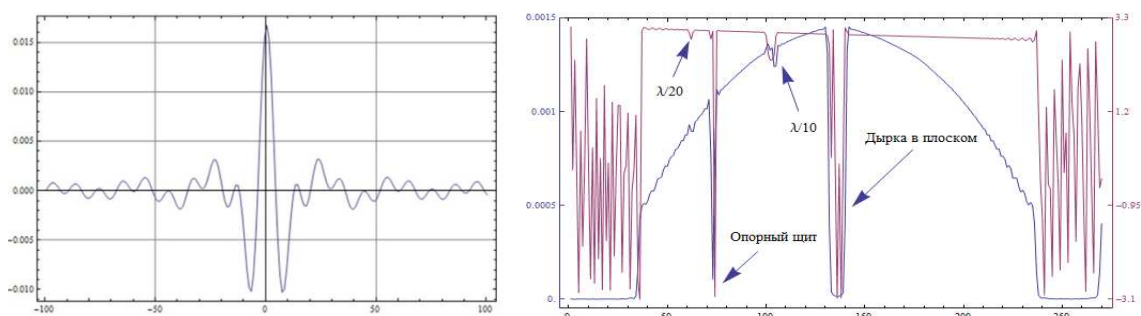


Рис. 2. Модельная голограмма (слева) и восстановленное амплитудно-фазовое распределение поля на апертуре ГЗ с заданными на ней и восстановленными сдвигами фазы.

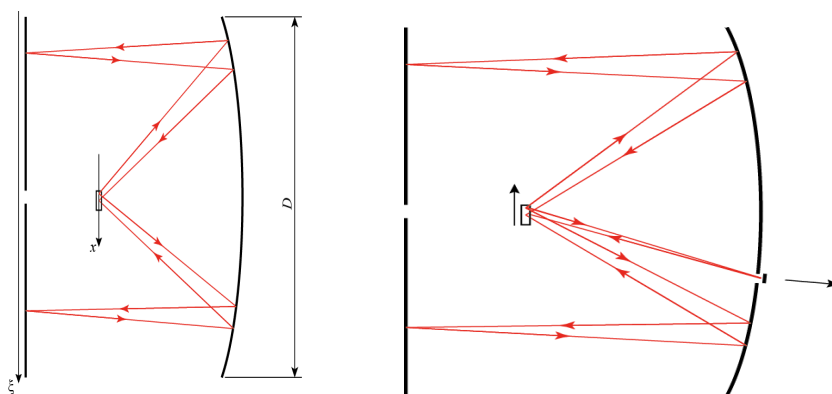


Рис. 3. Схема АК измерений (слева) и голографии в АК режиме (справа)

Схема эксперимента в АК режиме представлена на рис. 3. В АК режиме ГЗ имеет форму параболического цилиндра, как и в режиме космического источника, но Перископ наклоняется вертикально. Как и в режиме измерений по ГСЗ, наилучшим вариантом с точки зрения качества получаемой голограммы является взаимное удаление (разбегание) каретки и опорного щита — по-видимому, при этом возникает дополнительный набег фазы опорной волны на фокальной линии, который улучшает качество голограммы и восстановленного «изображения».

Для разрешения ОЭ с геометрическим размером a в любой точке восстановленной апертуры область измерения вдоль оси X определяется линейным размером полуширины диаграммы направленности любого ОЭ в фокусе антенны:

$$\Delta x = \frac{\lambda \rho_1(\psi)}{a_{\text{эфф}}},$$

где $\rho_1(\psi)$ — расстояние из фокуса до измеряемого ОЭ под углом ψ в полярных координатах, $a_{\text{эфф}}$ — эффективный размер элемента, т.е. проекция ОЭ на ось X : $a_{\text{эфф}} = a \cos \psi$, ψ — угол между осью антенны и направлением на измеряемый ОЭ из фокуса.

Тогда пространственное разрешение метода равно

$$a' = \frac{\lambda \rho_1(\psi)}{\Delta x \cos \psi}.$$

Входящие в приведенную формулу расстояния и углы можно получить из геометрии схемы эксперимента (рис.1,рис.3) и уравнения параболы в полярных координатах:

$$\rho_1(\psi) = \frac{1 - \sqrt{1 - \left(1 - \frac{\Delta l}{R_{\max}}\right)^2}}{1 + \cos \psi} R_{\max}, \quad \psi = \arctg \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi - 1 + \frac{\rho_1(0)}{R_{\max}}},$$

где φ — угол между осью антенны и направлением на измеряемый ОЭ из центра, R_{\max} — максимальное расстояние от центра, на которое перемещаются ОЭ (288500 мм), Δl — диапазон перемещения каретки (максимум 1500 мм), Δl — диапазон перемещения ОЭ по радиусу (1 м), $\rho_1(0)$ — расстояние от фокуса до центрального ОЭ (132000 м).

Для $\varphi=45^\circ$ получаем $\psi \approx 40^\circ$, $\rho_1(0) = 132000$ мм, $a'(\lambda=10$ мм) = 880 мм, $a'(\lambda=15$ мм) = 1320 мм; $\rho_1(40^\circ) = 162987$ мм, $a'(\lambda=10$ мм) = 1418 мм, $a'(\lambda=15$ мм) = 2127 мм.

В АК режиме разрешение удваивается из-за перемещения источника вместе с приемником, что сжимает масштаб и позволяет прописать больше интерференционных лепестков голограммы, однако для использования полного диапазона перемещения каретки необходимо размещать рупор приемника в ее центре или размещать рупоры источника и приемника симметрично относительно центра, что трудно реализовать практически; невыполнение этого требования может снижать разрешение на 30%-50%. Таким образом, теоретически разрешение на краях сектора на волне 15 мм при измерениях по космическому источнику может достигать горизонтального размера щита ($a' \approx 2$ м) а на волне 10 мм в АК режиме — половины щита ($a' \approx 1$ м). Однако из-за свертки восстановленного изображения с прямоугольным окном масштаба опорного щита получить разрешение выше эффективного размера опорного щита на краю сектора $a'_{\text{эфф}} = a \cos \psi \approx 0.8a$ не удастся даже в центре апертуры. Преодолеть это ограничение можно только закрыв половину щита поглощающим материалом, что в два раза уменьшит его поперечный эффективный размер.

Результаты применения нового способа записи радиоголографического сигнала

Впервые на РАТАН-600 предложенным способом радиоголограммы получены по сигналу ГСЗ Turksat 2A/3A на волне 2.5 см. Способ и результаты измерения характеристик АС «Юг+Плоский» по ГСЗ описаны в [3-4]. В дальнейшем способ применен и в АК режиме по сигналу высокостабильного монохроматического генератора на синтезаторе частоты на волне 1.8 см.

Необходимая для голографической записи временная когерентность в обоих случаях обеспечивается минимальной временной задержкой между опорной и измеряемой волнами при максимальном возможном смещении опорного щита на 2×0.5 м, что дает ограничение полосы не монохроматического источника сигнала $\Delta F = 20$ МГц в режиме космического источника и $\Delta F = 10$ МГц в АК режиме. Пространственная когерентность может нарушаться в АК режиме из-за различия длин путей измеряемого сигнала при смещении источника на край каретки, что приводит к «замыванию» интерференционных лепестков. При полном размере апертуры достаточная степень пространственной когерентности, по нашим оценкам, соблюдается на волне 1 см в полосе $\Delta F < 30$ МГц. Для достижения приемлемого разрешения, безусловного выполнения условий временной и пространственной когерентности и качественного разделения изображений в первых экспериментах были взяты сокращенные апертуры размером 65 м (33 щита) по ГСЗ и 42 м (21 щит) в АК режиме. По мере уменьшения длины волны, увеличения скорости движения каретки, оптимизации других параметров эксперимента, включая положение приемника (и источника в АК режиме), измеряемая апертура может быть увеличена в несколько раз — теоретически до горизонтальных размеров сектора АС «Юг+Плоский» (270 м). Примеры записанных голограмм по ГСЗ и в АК режиме при движении каретки облучателя приведены на рис. 4.

На рис. 5, 6 показаны первые результаты восстановления поля на апертуре. На месте прохода в перископическом отражателе (рис. 1), как и на модели рис. 2, виден провал («дырка») в центре распределения амплитуды поля, на местах специально отведенных контрольных щитов Южного сектора наблюдаются провалы амплитуды и скачки фазы поля.

Достигнутое пространственное разрешение метода в центре апертуры составило 1.5 щита по ГСЗ и 1 щит в АК режиме. В дальнейшем планируется использовать волну 1.5 см ГСЗ Turksat 4A и волну 1 см в АК режиме и достичь разрешения 1 щит на краю апертуры по ГСЗ, и выше — в АК режиме, что позволит точнее определять и однозначно исправлять ошибки в положении ОЭ. Использование АК режима наряду с рабочим режимом наблюдений космического источника позволяет изучить разницу в положении ОЭ на различных углах наблюдений.

Предложенный способ записи радиоголограммы на радиотелескопе РАТАН-600 может быть применен для радиоголографического контроля поверхности других рефлекторных радиотелескопов с активной поверхностью, как наземных по сигналу ГСЗ на волне 1.5 см, так и космических по сигналу сильнейших H_2O мазеров на волне 1.35 см [5].

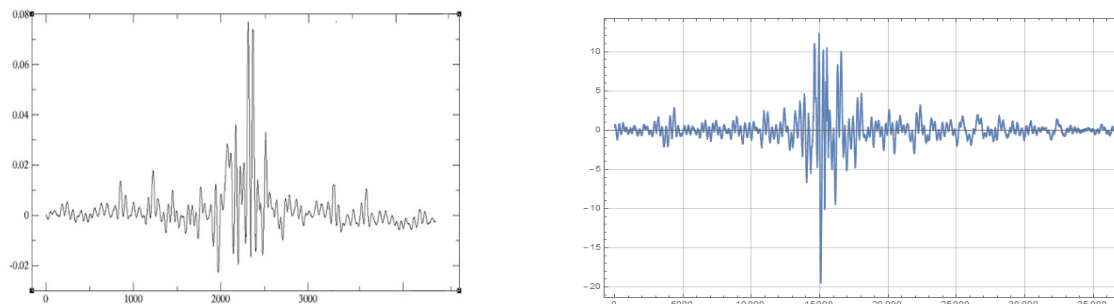


Рис. 4. Пример голограммы, полученной по ГСЗ $\lambda=2.5$ см (слева) и в АК режиме $\lambda=1.8$ см (справа)

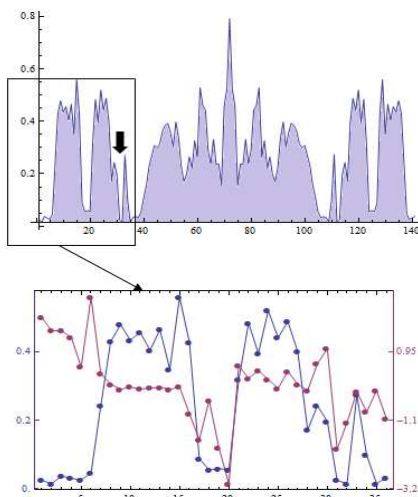
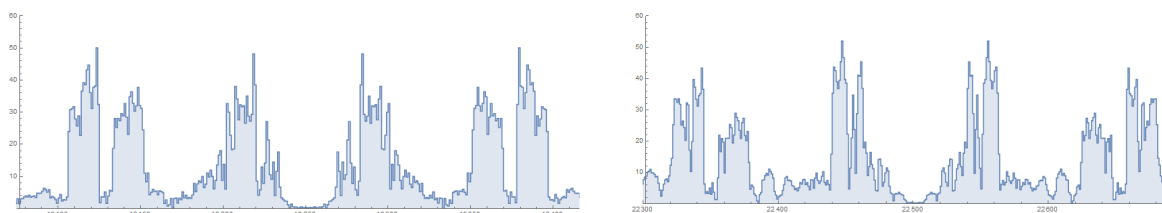


Рис. 5. Восстановленное действительное и мнимое изображение и остаточная автокорреляционная функция по сигналу ГСЗ (вверху), жирной стрелкой указан контрольный щит, восстановленная амплитуда и фаза поля (внизу)



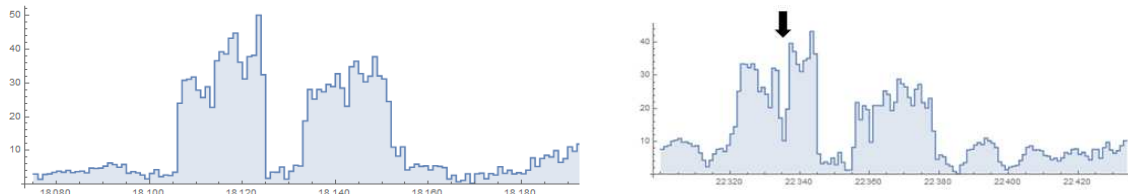


Рис. 6. Восстановленная амплитуда поля на апертуре в АК режиме (слева), то же с отведенным контрольным щитом в середине левой половины антенны (справа)

ЛИТЕРАТУРА

1. J.C.Bennet, A.P.Anderson, P.A.McInnes, A.J.T.Whitaker. Microwave holographic metrology of large reflector antennas. IEEE Trans., AP-24, pp.295-303, 1976.
2. G.A.Pinchuk, V.I.Sinyanskii, A.A.Stotskii and V.B.Khaikin. Use of autocollimation radioholographic method for the RATAN-600 radio telescope testing. In Proceed. of International Workshop Holography testing of large radio telescopes., N.Arkhiz, 1990.
3. В.Б.Хайкин, М.К.Лебедев, Н.Н.Бурсов, А.А.Стороженко. Контроль характеристик радиотелескопа РАТАН-600 по ГСЗ. Журнал Радиоэлектроники, сс.13-40, июль 2015 г.
4. В.Б.Хайкин, А.В.Шендрик, Н.Н.Бурсов, М.К.Лебедев, А.А. Стороженко. Способы и результаты контроля характеристик антенной системы “Юг+Плоский” радиотелескопа РАТАН-600 в многоазимутальном режиме работы по сигналу геостационарных спутников Земли. В тезисах докладов X Всероссийского семинара по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн. Нижний Новгород, март 2016г.
5. В.Б.Хайкин, М.К.Лебедев, Р.Р.Байрамуков. Способ радиоголографического контроля поверхности субмиллиметрового телескопа космической обсерватории «МИЛЛИМЕТРОН». В трудах X Всероссийского семинара по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн, Н-Новгород, март 2016.

СПОСОБ И ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ СТАБИЛИЗАЦИИ ОТРАЖАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ РАДИОТЕЛЕСКОПА РАТАН-600

В.Б.Хайкин

Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Россия.

vkhstu@mail.ru

Юстировка и стабилизация поверхности отражающих элементов (ОЭ) радиотелескопа РАТАН-600 была выполнена 15-20 лет назад. Описан способ стабилизации ОЭ с помощью установки пружинных фиксаторов на крепежно-юстировочные винты. Приводятся результаты контроля состояния поверхности контрольных щитов Северного сектора радиотелескопа и Перископа методами высокоточной лазерной геодезии. Описан ранее предложенный способ оценки СКО поверхности отдельных щитов Южного сектора антенной системы (АС) "Юг+Плоский" по рассеянному фону от Солнца на волне 1 см и приведены результаты его применения. Оба метода дают оценку СКО всей поверхности контрольных щитов не хуже 0.45 мм, а эффективно работающей на коротких волнах части поверхности щита - не хуже 0.35 мм. Дается оценка темпа старения поверхности щита за прошедшие 15-20 лет по результатам контрольных измерений - 0.25 мм для всей поверхности щита и 0.15 мм для наиболее эффективной части щита.

Введение

Точность отражающей поверхности панелей – ключевой фактор антенной эффективности коротковолнового радиотелескопа, определяющий эффективную площадь, широкое поле рассеяния, уровень боковых лепестков и динамический диапазон инструмента. В начале 90-х годов качество поверхности ОЭ стало серьезной проблемой на радиотелескопе РАТАН-600 из-за раскручивания крепежно-юстировочных винтов, обеспечивающих крепление алюминиевого листа к ферме щита и формирующих отражающую поверхность. Винты раскручивались в результате воздействия термических деформаций поверхности щита в условиях значительных перепадов температур день-ночь. К решению проблемы в середине 80-х годов привлекался ЛенНИИХиммаш, где пытались решить проблему разработкой подходящего герметика для фиксации винта в нужном положении. Применение герметика требовало снятия винта и, как следствие, расстройтва сформированной поверхности, при этом новая юстировка поверхности была затруднена и требовала удаления герметика. Испытывались и другие способы, которые фиксировали винт путем усложнения его конструкции, что также предполагало удаление винтов, их доработку, последующую установку и формирование новой поверхности. В период 1993-1995 был предложен и испытан способ стабилизации поверхности щита РАТАН-600 путем установки на поверхность и шлицы винтов внешних пружинных фиксаторов, в 1995-2000 гг. была выполнена юстировка и стабилизация ("переобшивка") всех работающих щитов Главного зеркала и Перископического отражателя радиотелескопа [1-4].

В последние годы возникла потребность оценки состояния отражающей поверхности щитов спустя 15-20 лет после выполнения этих масштабных работ. За прошедшее время появились принципиально новые лазерные геодезические приборы, позволяющие достаточно оперативно и с высокой точностью (порядка 0.05 мм) измерить топографию поверхности щита [5]. В настоящей работе для оценки состояния поверхности ОЭ радиотелескопа применялись радиофизические, радиоастрономические методы и лазерная геодезия, что позволило получить близкие результаты принципиально разными измерительными средствами.

Способ стабилизации поверхности щита РАТАН-600

Для стабилизации поверхности щита в условиях термических деформаций в середине 90-х был предложен пружинный фиксатор, устанавливаемый на поверхность щита через шлицы крепежно-юстировочных винтов [2]. Фиксатор выполнен из стальной проволоки диаметром $d=1.5$ мм с последующей закалкой для достижения требуемой степени упругости и оцинковкой для предотвращения коррозии металла. Модель пружинного фиксатора и щиты Плоского отражателя с пружинными фиксаторами на крепежно-юстировочных винтах показаны на рис.1.

Надежность фиксации винта пружинными фиксаторами проверялась на стенде, где перемещением алюминиевого листа моделировались подвижки листа под действием тепла, ветра и наклонов щита.



Рис.1. Модель пружинного фиксатора и поверхность щитов Плоского отражателя РАТАН-600 с пружинными фиксаторами на кречно-юстировочных винтах.

Способ и результаты юстировки поверхности щитов

Для юстировки поверхности щитов перед фиксацией (стабилизацией) в середине 90-х был предложен инструмент, получивший название “вращающаяся оптическая струна”. Новый прибор разработан совместно с ЛОМО на базе оптической трубы ППС-11 [3]. Отклонения поверхности панелей от плоскости вращения луча в нем измеряются оптико-механическим или фото-электрическим отчетным устройством движимым оператором на подъемнике вдоль поверхности щита. Достижимая в благоприятных погодных условиях точность метода составляет 10 мкм - 50 мкм на расстоянии 3 м - 30 м от объекта. Работа по переобшивке щитов велась в горизонтальном положении прибора, установленного под щитом в вертикальном положении юстируемого щита (рис.2) без остановки процесса наблюдений со скоростью 2 щита в день в хороших погодных условиях. Сразу после юстировки на каждом из 286 винтов щита устанавливался пружинный фиксатор, для чего на поверхности щита рядом с винтом просверливалось два отверстия диаметром 2.5 мм. Независимый контроль за процессом юстировки выполнялся радиофизическими методами, выборочным измерением автоколлимационного КПД щитов на волне 3.2 мм и наблюдением Солнца группами щитов с старой и новой поверхностью [4].

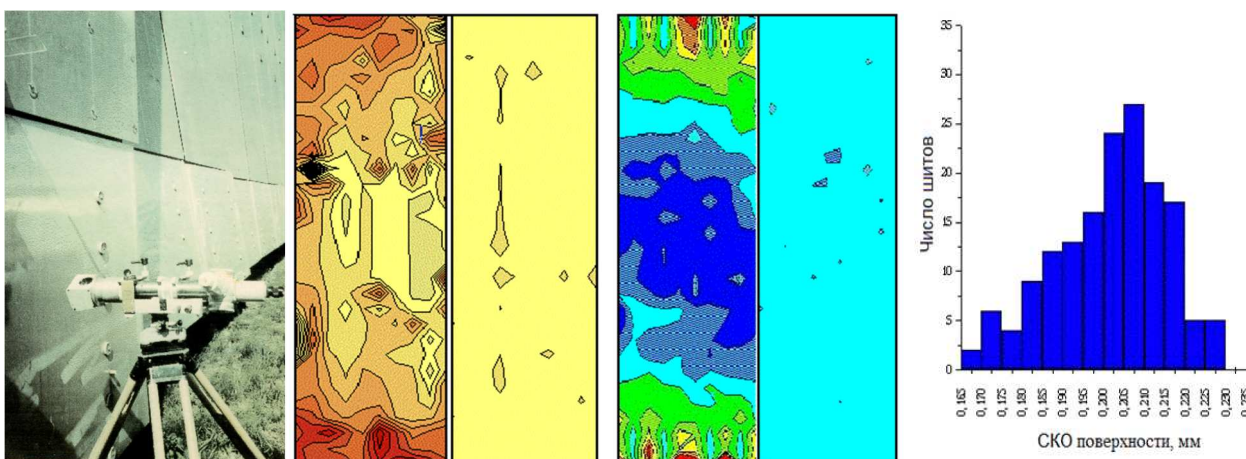


Рис.2. Прибор “оптическая струна” (слева), топография ошибок поверхности типовых щитов Северного и Южного сектора до/после “переобшивки”, СКО 1.1/0.18 и 1.2/0.2 мм (справа), гистограмма ошибок поверхности щитов Южного сектора после переобшивки (справа).

Топография ошибок поверхности типовых щитов Северного и Южного сектора до/после “переобшивки” и гистограмма ошибок поверхности щитов Южного сектора представлены на рис.2. По результатам контрольных измерений середины 90-х годов СКО поверхности щитов после “переобшивки” уменьшилось с 1.2 мм \pm 0.1 мм до 0.2 \pm 0.02 мм, что существенно снизило рассеянный фон антенны. Повышение точности отражающей поверхности щитов обеспечило возможность проведения на Северном секторе РАТАН-600 околоразенитного космологического обзора с матричным радиометром на волне 10 мм [6].

Способы и результаты оценки состояния поверхности отражающего элемента

На рис. 3 слева представлена топография ошибок поверхности щита N711 Северного сектора, полученная лазерным трекером API-Tracker 3 в 2011 г [5]. СКО от теоретической формы по всему щиту составило 0.42 мм, по эффективной части щита (работающей на коротких волнах высотой 5.5 м) - 0.34 мм, по центральной части щита (около 2 м) - 0.27 мм. На рис. 3 справа представлена топография ошибок поверхности одного из щитов Плоского отражателя, измеренная лазерным 3D сканером Surphaser в 2013 г. СКО поверхности всего контрольного щита Плоского отражателя и его эффективной части составило 0.5 мм и 0.4 мм соответственно. Полученная ошибка включает как собственную погрешность прибора, так и отскоки, вызванные попаданием луча лазера на шайбы юстировочных винтов. С учетом вклада указанных ошибок СКО поверхности не более 0.45 мм и 0.35 мм соответственно. Ср.кв. повторяемость выполненных измерений обоими приборами составляет, по нашим оценкам, 0.05 мм и 0.15 мм.

Таким образом, результаты измерений топографии поверхности контрольных щитов показали увеличение СКО поверхности от оптимальной формы примерно в 2 раза в сравнении с измерениями, выполненными 15-20 лет назад (СКО \approx 0.2 мм, рис.1), эффективная часть контрольных щитов, работающая на коротких волнах, показала увеличение СКО в 1.5 раза. Наблюдаемый темп старения поверхности составил 0.2-0.25 мм за 15-20 лет. Прежний темп старения поверхности щитов до установки фиксаторов по данным измерений с 1968 г составлял 0.1 мм в год первые 7 лет и 0.05 мм в год последующие 7 лет [1], т.е. СКО поверхности через 15-20 лет после юстировки заметно превышало бы 1 мм, что и наблюдалось в середине 90-х перед началом работ по переобшивке щитов (рис.2).

На топографии поверхности щита N711 (рис.3) видны отдельные отскоки особенно на краях щита, как правило, вызванные отсутствием пружинных фиксаторов в результате их естественного разрушения под действием критических механических напряжений, коррозии металла или попадания в них (удара) крупных градин. Число разрушенных пружинных фиксаторов составляет по оценкам службы геодезии РАТАН-600 1%-2%. Восстановление правильных положений винтов с последующей установкой новых фиксаторов может снизить СКО всей поверхности щита, по нашим оценкам, до величины 0.30-0.35 мм.

Наряду с прямыми измерениями топографии нами были использованы косвенные методы оценки качества отражающей поверхности. Так в конце 80-х, начале 90-х был предложен и успешно испытан способ оценки СКО поверхности отдельных щитов Северного сектора РАТАН-600 в рабочем положении по рассеянному фону от Солнца на волне 3.2 мм [4]. С этой целью отдельные щиты Северного сектора последовательно в течение одного дня наводились на Солнце и в результате прописывался отклик от Солнца с каждым щитом. Кривая прохождения Солнца на волне 3.2 м на одном элементе N675 Северного сектора РАТАН-600 с выделенным рассеянным фоном масштаба 20 см и 70 см приведена на рис.4. В течение нескольких лет перед этими измерениями была выполнена юстировка поверхности 75 щитов на стапеле [7], после чего проводились пробные наблюдения Солнца, Луны и Юпитера на 3-х группах Севера-Востока с “переобшитой” поверхностью [8]. В указанной работе по результатам наблюдения Солнца 3-ми группами щитов и отдельными щитами была сделана оценка СКО отражающей поверхности эффективной части щитов с масштабом 20 см 0.14 мм \pm 0.03 мм.

Подобные наблюдения Солнца отдельными щитами выполнены в марте 2015 г на АС “Юг+Плоский” на волне 10 мм. На рис. 4 справа приведена кривая прохождения Солнца с одним

установленным щитом Южного сектора N136, под кривой прохождения выделен рассеянный фон масштаба 20 см.

Для оценки СКО щита по рассеянному фону от Солнца воспользуемся способом, предложенным в [9] для оценки СКО поверхности сектора РАТАН-600 по рассеянному фону от протяженного источника. Если измерены ДН антенны или отклик антенны на точечный источник, то по площади главного лепестка $S_{ГЛ}$ и рассеянного фона S_{Φ} можно определить СКО поверхности σ :

$$\sigma = \frac{\lambda}{4\pi} \sqrt{\ln\left(1 + \frac{S_{\Phi}}{S_{ГЛ}}\right)}$$

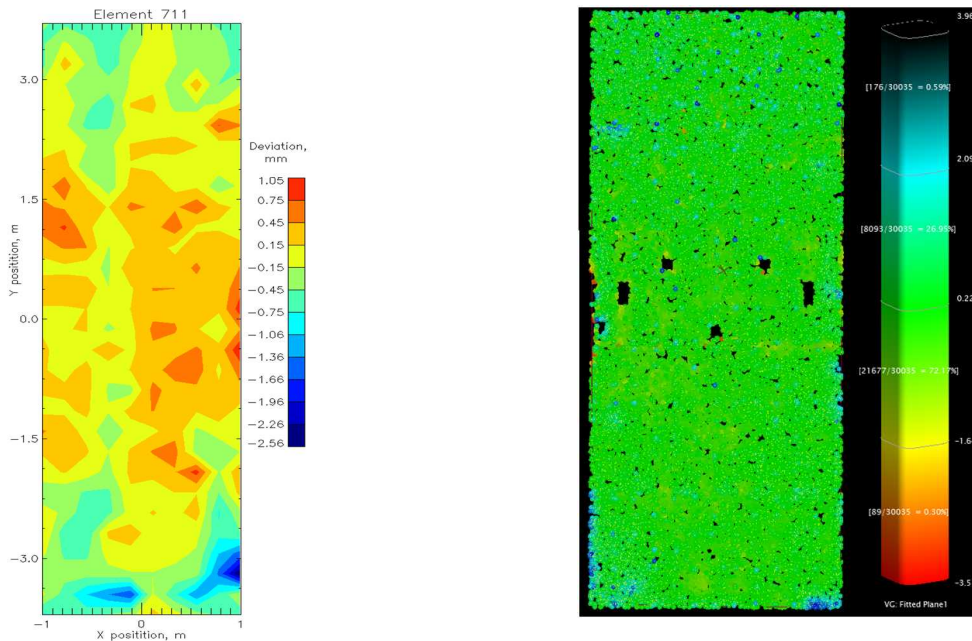


Рис.3.Топография ошибок поверхности ОЭ N711 Северного сектора, выполненная с использованием лазерного трекера API-Tracker СКО=0.42 мм (слева), топография ошибок поверхности щита Плоского отражателя, выполненная с помощью лазерного сканера Surphaser СКО=0.45 мм (справа).

Площади главного лепестка и рассеянного фона отражают энергию, собираемую главным лепестком и рассеянным фоном $P_{ГЛ}$ и P_{Φ} . Если энергия, принятая идеальной антенной (без ошибок) равна P_0 , то энергия, принятая в главном максимуме при наличии фазовых ошибок равна:

$$P_a = P_0 \sigma^2$$

Для источника с высотой h и СКО поверхности щита σ_R имеем:

$$\sigma = 4\pi \frac{\sigma_R}{\lambda} \cos^2 \frac{h}{2}$$

Полная энергия равна сумме энергий в главном лепестке и рассеянном фоне ($P_0=P_a+P_{\Phi}$) и тогда:

$$\sigma_R = \frac{\lambda}{4\pi \cos^2 \frac{h}{2}} \sqrt{\ln\left(1 + \frac{P_{\Phi}}{P_{ГЛ}}\right)}$$

Исследование рассеянного фона диаграммы направленности по точечным источникам затруднительно, так как низкий уровень рассеянного фона требует очень высокой точности измерений [10]. В то же время протяженные источники (Солнце, Луна) также являются точечными для рассеянного фона масштаба расстояния между винтами. В этом случае антенная температура фона будет пропорциональна телесному углу источника и его яркостной температуре, а антенная температура

источника будет слабо изменяться с увеличением его телесного угла и будет близка (стремиться) к яркостной температуре источника. Поэтому рассеянный фон на сильных протяженных источниках легко проявляется (выделяется) и можно перейти от измерений площади рассеянного фона к его амплитуде. Как показано в [9] для источников масштаба Луны:

$$P_{ГЛ} \approx T_{ГЛ}$$

$$P_{\phi} \approx 2T_{\phi},$$

где $T_{ГЛ}$ и T_{ϕ} - максимальные значения антенных температур источника и фона. Тогда:

$$\sigma_R = \frac{\lambda}{4\pi \cos^2 \frac{h}{2}} \sqrt{\ln\left(1 + \frac{2T_{\phi}}{T_{ГЛ}}\right)}$$

По результатам наших оценок рассеянного фона контрольных щитов Южного сектора СКО эффективной части поверхности щита масштаба винта не хуже 0.3 мм-0.4 мм.

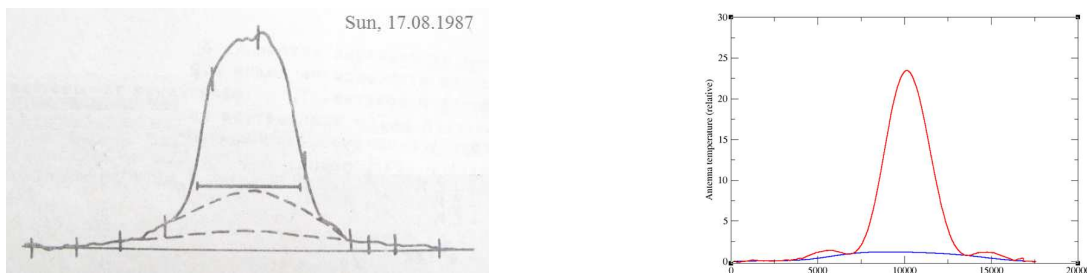


Рис.4. Кривая прохождения Солнца на волне 3.2 м на одном элементе N675 Северного сектора РАТАН-600 (слева), кривая прохождения Солнца на волне 10 мм на одном элементе N136 Южного сектора (справа).

Таким образом, по данным прямых и косвенных измерений получены оценки состояния стабилизированной поверхности щитов радиотелескопа. Наблюдаемый темп старения поверхности Северного сектора, Перископа и Южного сектора составил 0.2-0.25 мм за 15-20 лет. Устранение отдельных отскоков может улучшить СКО поверхности контрольных щитов с 0.4 мм до 0.3 мм, что уменьшит оценку темпа старения стабилизированной поверхности в два раза до 0.10-0.15 мм за 15-20 лет.

Прошедший период после стабилизации поверхности показал ее эффективность но и необходимость повышения надежности фиксации и прочности пружинных фиксаторов, например, с помощью увеличения площади соприкосновения фиксаторов с шлицом винта, увеличения диаметра круглого сечения фиксаторов до 1.8 мм. Необходимы также стендовый контроль степени закалки и качества антикоррозийного покрытия фиксаторов, а также следует повысить стойкость самого антикоррозийного покрытия.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Б.Хайкин, С.Я.Голосова, Ю.К.Зверев, А.П.Венгер, Е.К.Майорова. Повышение точности отражающей поверхности элементов РАТАН-600. XXV Радиоастрономическая конференция. Тезисы докладов, 1995, С.Петербург, сс.379-380.
2. V.V.Khaikin, S.Ya.Golosova. Increasing of surface precision of RATAN-600 panels without interrupting observations. In Proceed. Of XXV URSI General Assembly, Lille, 1996.
3. V.Khaikin, S.Golosova, F.Danilevich, Yu.Komach, E.Kozlovsky, L.Shapiro, K.Lyozov, Z.Ulman. A new laser instrument for improvement of the RATAN-600 panel surface. In Proceed. of XIY ESTEC Antenna Conference, Noordwijjk, June, 1997.
4. Хайкин В.Б., Майорова Е.К., Чухлебов М.И., Венгер А.Р., Бахтеев Р.Р., Коржавин А.Н., Нагнибеда В.Г. Методические результаты наблюдений Солнца на волне 3.2 мм на обновленной отражающей поверхности Северного сектора РАТАН-600. XXVII Радиоастрономическая конференция, СПб, 1997, т.3, сс.38-39.

5.С. В. Яковлев, В. В. Якунин, А. А. Стороженко, Н. Н. Бурсов, В. Б. Хайкин. Результаты геодезических измерений топографии поверхности и точности позиционирования щитов РАТАН-600 лазерным трекером API tracker 3. Труды Института прикладной астрономии РАН, 2012, сс.103-108.

6.Парийский Ю.Н., Бурсов Н.Н., Берлин А.Б., Мингалиев М.Г., Нижельский Н.А., Столяров В.А., Цыбулев П.Г., Семенова Т.А., Хайкин В.Б., Гречкин А.А. Обзор околоризитной области неба на частоте 30 ГГц с 32-элементной матрицей радиометров РАТАН-600 // Астрофизический бюллетень. Т 68. № 2, 2013.

7.Ю.К.Зверев, С.Я.Голосова. Геодезическое обеспечение наблюдений в миллиметровом диапазоне длин волн на РАТАН-600. Сообщения Специальной астрофизической обсерватории, выпуск 63, сс.8-17, 1989.

8.Ю.В.Госачинский, Е.К.Майорова, Ю.Н.Парийский. Результаты исследования радиотелескопа РАТАН-600 на волне 3.2 мм по наблюдениям Солнца, Луны и Юпитера. Сообщения Специальной астрофизической обсерватории, выпуск 63, сс.38-47, 1989.

9.С.Я.Голосова, Н.А.Есепкина, Ю.К.Зверев и др. Исследование точности отражающей поверхности главного зеркала РАТАН-600 (Северный сектор) Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 1982, 15, с. 132-150.

10.Ю.Н.Парийский. Контроль параметров антенны по радиоастрономическим наблюдениям. Изв. ГАО, 1972, N188, с.101-106.

СВЧ ИЗЛУЧЕНИЕ ГГЦ ДИАПАЗОНА ИЗ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ МЕЗА-СТРУКТУР С ПРОСЛОЙКОЙ ИЗ ФЕРРОМАГНИТНОГО ИЗОЛЯТОРА

Ю.В. Кислинский, К.И. Константиныч, Г.А. Овсянников, А.М. Петржик, В.В. Демидов,
А.В. Шадрин

ИРЭ им.В.А. Котельникова РАН
yulii@hitech.cplire.ru, karen@hitech.cplire.ru

В последнее время сверхпроводниковые структуры со спинполяризованным током стали привлекать повышенный интерес для использования не только в устройствах спинтроники, но и для создания элементов СВЧ микроэлектроники. Нами были изготовлены гибридные сверхпроводниковые меза-структуры из эпитаксиальных пленок купратного сверхпроводника и сверхпроводящих пленок Nb с туннельной барьерной прослойкой из тонких пленок манганита LaMnO_3 толщинами $d=5-20$ нм. Получены и обсуждаются экспериментальные данные, указывающие на наличие спиновой фильтрации тока, протекающего через ферромагнитную туннельную прослойку. Спиновая фильтрация подтверждается высокой чувствительностью магнитосопротивления к слабому внешнему магнитному полю в интервале напряжений, не превышающих щель ниобия. Обнаружена собственная узкополосная генерация ГГц-диапазона, перестраиваемая напряжением смещения и внешним магнитным полем.

Введение

Проблема взаимодействия сверхпроводимости и магнетизма является одним из актуальных направлений исследований в физике твердого тела, привлекающим к себе в последнее время повышенный интерес. Эта проблема изучалась как для магнитных сверхпроводников, так и для гибридных структур, содержащих сверхпроводники (S) и ферромагнитные материалы (F) [1-3]. Туннельные переходы сверхпроводников с прослойкой из ферромагнитного изолятора (S/FI/S) имеют также значительный интерес для практических применений в спинтронных устройствах из-за их необычной фазовой динамики [4-6]. Туннельный ток, протекающий через ферромагнитную прослойку между двумя немагнитными электродами, оказывается спин-поляризованным вследствие расщепления зоны между состояниями со спином вверх и вниз на величину, пропорциональную обменной энергии ферромагнитной прослойки E_{ex} . Такая фильтрация спинов носителей вызывается экспоненциальной зависимостью вероятности туннелирования от высоты барьера [7-8]. Магнитный барьер может вызывать перемешивание спиновых операторов из-за разности фаз электронов со спинами вверх и вниз [9] и тем самым оказывать значительное влияние на характеристики электронного транспорта в гетероструктуре.

В настоящей работе сообщается о результатах исследования гибридных меза-структур из эпитаксиальных пленок сверхпроводящего купрата $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (YBCO) и манганита LaMnO_3 (LMO) – материалов, имеющих хорошую химическую и кристаллическую совместимость [10]. Вторым сверхпроводником был ниобий (Nb), который в сочетании с пленкой золота (Au) обеспечивает хороший контакт с манганитом.

Электрофизические характеристики меза-структур

Сверхпроводящая пленка YBCO изготавливалась методом лазерной абляции при температуре 700-800°C на подложке (110) NdGaO_3 (NGO). Тонкая пленка из манганита LMO толщиной $d_M=5-20$ нм эпитаксиально выращивалась *in situ* в той же вакуумной камере при высокой температуре и после охлаждения до комнатной температуры покрывалась слоем золота (Au) толщиной 20-30 нм. Последующий слой ниобия (Nb) напылялся методом магнетронного распыления. Пленка Au использовалась для уменьшения диффузии кислорода из манганита в Nb. Эффект близости между пленками Nb и Au обеспечивал сверхпроводящую критическую температуру бислоя $T_c'=8.5-9$ К, близкую к критической температуре пленки Nb (9.2 К). Критическая температура пленки YBCO составляла $T_c=88-89$ К. Пленка манганита LMO при низких T должна обладать свойствами изолятора и антиферромагнетика [11, 12]. В итоге образуется S/M/S` меза-структура с двумя сверхпроводящими электродами, между которыми находится слой магнитного изолятора LMO (M) (см. рис.1а).

Температурная зависимость сопротивления меза-структуры $R(T)$ представлена на рис.1б. При высоких температурах $T>150\text{K}$ $R(T)$ в основном определяется температурной зависимостью сопротивления YBCO электрода. Падение сопротивления меза-структуры вблизи T_c вызвано

сверхпроводимостью YBCO, а вблизи T_c' – сверхпроводимостью электрода из Nb/Au.

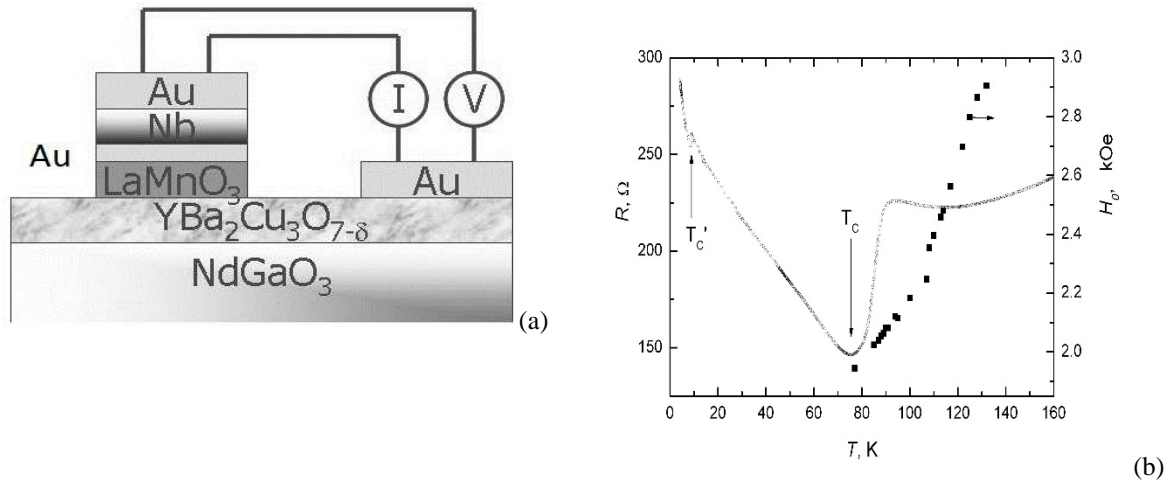


Рис.1. (а) Поперечное сечение меза-структуры, схема задания тока (I) и измерения напряжения (V). (б) Температурная зависимость сопротивления меза-структуры площадью $30 \times 30 \text{ мкм}^2$ и толщиной LMO прослойки $d_M = 17 \text{ нм}$. Стрелки указывают критическую температуру YBCO и бислоя Nb-Au. Квадраты - температурная зависимость поля ферромагнитного резонанса гетероструктуры Au/LMO/YBCO с $d_M = 16 \text{ нм}$.

При $T < T_c'$ полученные меза-структуры можно рассматривать как S/M/S_d структуры, в которых роль магнитного барьера M выполняет прослойка из LMO, а бислоем Nb-Au является сверхпроводником с s-симметрией параметра порядка, в отличие от сверхпроводника YBCO (S_d), у которого доминирующий вклад в параметр порядка имеет d-симметрию. Из рис.1б видно, что с понижением температуры после перехода YBCO электрода в сверхпроводящее состояние сопротивление меза-структуры растет. Рост сопротивления с понижением T продолжается и после перехода Nb в сверхпроводящее состояние. Заметим, сверхпроводящий ток не наблюдался при понижении температуры вплоть до $T = 300 \text{ мК}$. Температурная зависимость величины поля ферромагнитного резонанса для гетероструктуры с LMO пленкой толщиной $d_M = 16 \text{ нм}$, снятая от температуры Кюри до критической температуры YBCO, показана на рис.1б.

Нормальные сопротивления R меза-структур считались как полусумма значений в минимумах зависимости $R_d = dV/dI$ при напряжениях $\pm(1 - 2) \text{ мВ}$, которые показаны на рисунке 2а. Характерные сопротивления меза-структур $R \cdot A$, где A – площадь, указаны в таблице 1.

Таблица 1. Зависимость сопротивлений $R \cdot A$ меза-структур от толщины манганитной прослойки.

d, нм	5.6	5.6	5.6	5.6	8.5	8.5	8.5	12	12	17	17	17	17
$R \cdot A$, мОм·см ²	0.56	0.29	0.23	0.24	0.61	0.78	0.16	0.91	2.30	2.37	2.70	1.01	1.75

Средние характерные сопротивления увеличивались от $R \cdot A \approx 0.33 \pm 0.15 \text{ мОм} \cdot \text{см}^2$ при толщине прослойки $d = 5.6 \text{ нм}$ до $R \cdot A \approx 2.0 \pm 0.7 \text{ мОм} \cdot \text{см}^2$ при $d = 17 \text{ нм}$, что соответствует возрастанию сопротивления в 6 раз при увеличении толщины на 5 – 7 нм.

Магнитные характеристики

Подтверждением спиновой поляризации в барьере является зависимость дифференциального сопротивления меза-структуры R_d от напряжения при воздействии магнитного поля. На рис. 2а представлены зависимости $R_d(V) = dV/dI$ от напряжения при воздействии магнитного поля. Наблюдается изменение $R_d(V)$ от магнитного поля в интервале напряжений $|V| \leq \Delta_{\text{Nb}}/e$, которое нельзя связать с зеемановским расщеплением плотности состояний электродов [11]. Это является прямым указанием поляризации туннельного тока [12], т. к. магнитное поле напрямую влияет на поляризацию, а значит и на компоненту туннельной проводимости, обусловленную спиновой поляризацией [13]. Видна асимметрия $R_d(V)$ для положительных и отрицательных V, которая может быть вызвана формой туннельного барьера и разницей значений работ выхода YBCO и Au. На рис. 2б показано

магнетосопротивление меза-структуры для внешнего магнитного поля, направленного параллельно плоскости подложки. Виден гистерезис, характерный для ферромагнетиков при смене направления изменения магнитного поля. Величина магнетосопротивления составляет несколько десятков процентов, что типично для структур с манганитами [10]. При увеличении напряжения постоянного смещения свыше 10 мВ дифференциальное сопротивление меза-структуры уже не зависит от величины магнитного поля (кривая 2 на рис. 2б).

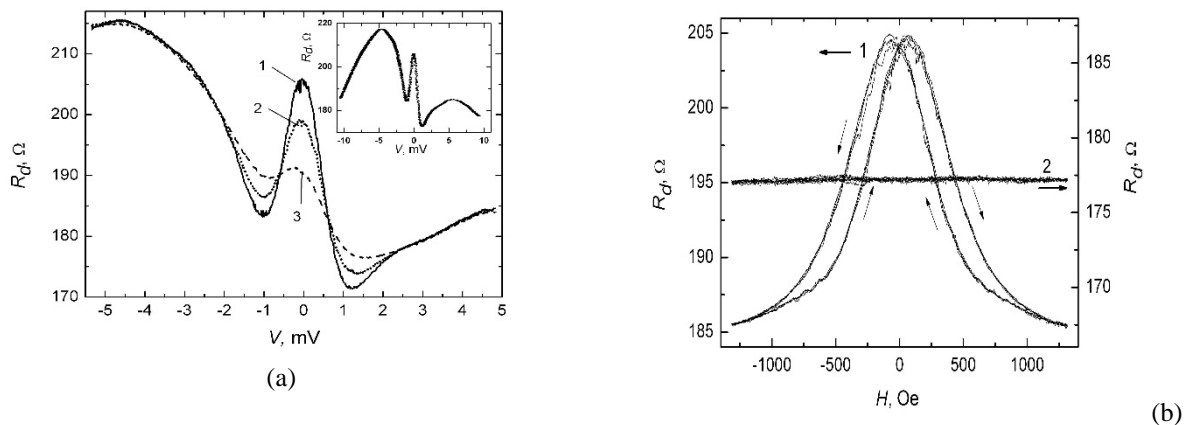


Рис. 2(а). Семейство зависимостей дифференциального сопротивления от напряжения меза-структуры с $d_M=5.6$ нм и $A=20 \times 20$ мкм² при $T=4.2$ К для различных внешних магнитных полей: 1 - $H=0$ Эрстед, 2 - $H=263$ Э, 3 - $H=526$ Э. Магнитное поле направлено параллельно плоскости подложки. На вставке показана зависимость $R_d(V)$ в интервале по напряжению до 10 мВ. (б) магнетосопротивление меза-структуры с площадью 20×20 мкм² при $T=4.2$ К для внешнего магнитного поля, направленного параллельно плоскости подложки. Стрелки указывают направление изменения магнитного поля. Зависимость (1) получена при $V=0$, зависимость (2) получена при напряжении смещения $V=10$ мВ.

СВЧ генерация

Туннельный характер проводимости меза-структур подтверждается характером зависимости мощности шумов P меза-структуры от напряжения смещения, типичным для дробового шума. На рисунке 3а приведена серия зависимостей $P(V)$, полученная при различных значениях внешнего магнитного поля. Слабые сигналы, генерируемые меза-структурой и спектральная плотность шумов, измерялись балансным охлаждаемым малошумящим усилителем с коэффициентом усиления $k=20$ дБ; его характеристики: температура шумов, приведенная к входу $T_N=8$ К при температуре $T=4.2$ К, рабочая полоса усиления охватывала интервал 1-2 ГГц. На выходе охлаждаемого усилителя стоял комнатный усилитель с коэффициентом усиления $k=40$ дБ и $T_N=150$ К. Усиленный сигнал подавался на вход анализатора спектра и одновременно регистрировался квадратичным детектором. Из рис. 3а видно, что на зависимостях $P(V)$ имеются симметрично расположенные относительно $V=0$ выбросы СВЧ сигнала. На анализаторе спектра данные выбросы имели форму острого пика шириной ~ 50 МГц, перестраиваемого по частоте напряжением смещения. Центральная частота пика изменялась во всей полосе обзора 1-2 ГГц и росла с увеличением напряжения V . Учитывая отсутствие сверх-проводящего тока, и значения напряжений, соответствующие появлению собственной генерации, связать такую генерацию с проявлением нестационарного эффекта Джозефсона нельзя. Возможным объяснением может быть механизм, аналогичный возникновению СВЧ модуляции магнетосопротивления в магнитных гетероструктурах [14] из-за спин-зависимой прецессии намагниченности, возникающей и управляемой внешним магнитным полем и постоянным током смещения. Однако, в отличие от случая, описанного в [14], в наших меза-структурах возникновение генерации, как и изменение магнетосопротивления, происходит при существенно более низких уровнях магнитного поля. На рис. 3б показана магнитно-полевая зависимость максимальных значений амплитуд обнаруженного резонансного излучения. Несмотря на то, что амплитуда пика заметно изрезана и имеет нерегулярную форму, значения максимальных амплитуд снятых для обеих значений полярности задаваемого напряжения смещения хорошо совпадали (см. рис. 3б).

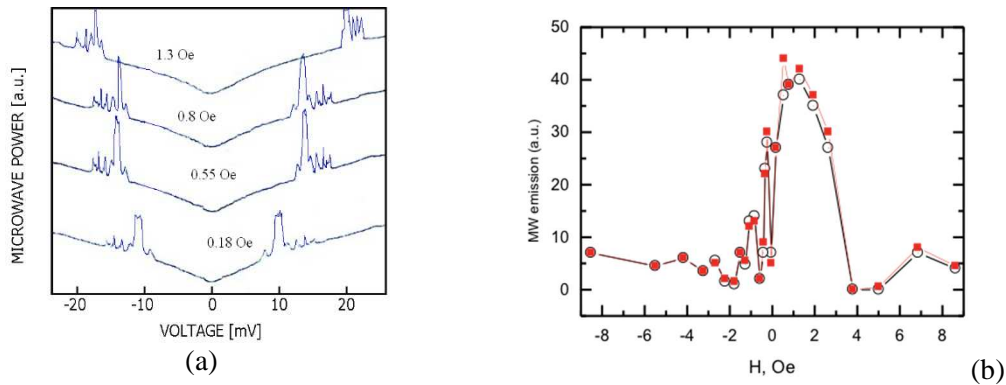


Рис.3 (а) Семейство зависимостей СВЧ генерации от напряжения смещения при различных магнитных полях $d_M=5.6$ нм, $A=50 \times 50$ мкм, сопротивление $R=60$ Ом. (б) Зависимость максимумов СВЧ генерации P от магнитного поля. Полыми кругами обозначены пики, полученные при отрицательном смещении по V , заполненными квадратами - при положительном.

Заключение

Таким образом, по исследованию электрофизических характеристик и ферромагнитного резонанса в эпитаксиальных гибридных сверхпроводниковых меза-структурах из купратного сверхпроводника и сверхпроводящего ниобия с прослойкой из манганита LaMnO_3 экспериментально показано, после перехода в ферромагнитное состояние прослойки LaMnO_3 при температуре 150 К, в структуре возникает спин-поляризованный ток. Спиновая фильтрация подтверждается высокой чувствительностью к внешнему магнитному полю и магнетосопротивлением меза-структуры в области напряжений смещения, не превышающих 2 мВ. Обнаружена собственная узкополосная генерация ГГц-диапазона, перестраиваемая напряжением смещения и внешним магнитным полем.

Работа была поддержана программой ОФН РАН «Радиовидение» и РФФИ.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Buzdin // *Rev. Mod.Phys.*, vol. 77, p. 935 (2005).
2. F. S. Bergeret, A. F. Volkov and K. B. Efetov // *Rev. Mod.Phys.*, vol. 77, p. 1321 (2005).
3. A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, E. Il'ichev // *Rev.Mod.Phys.*, vol. 76, p. 411, (2004).
4. S. Kawabata and Y. Asano // *Low Temp. Phys.*, vol. 36, p. 915 (2010).
5. S. Kawabata, Y. Tanaka, A. A. Golubov, et al. // *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 324, p. 3467 (2012).
6. M. Fogelstrom // *Phys. Rev.*, vol. 62, p. 11812 (2000).
7. R. Meservey, P.M. Tedrow // *Phys. Rep.*, vol. 238, p. 173 (1994).
8. Santos, T. S. et al. // *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, p. 147201 (2008).
9. E.Zhao, T.Löfwander, J. A. Sauls // *Phys. Rev. B*, vol. 70, p. 134510 (2004).
10. А.М. Петржик, Г.А. Овсянников, А.В. Шадрин и др. // *ЖЭТФ*, Том 139, с. 1190 (2011).
11. J. S. Moodera, T. S. Santos, and T. Nagahama // *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 19, p. 165202 (2007).
12. F. S. Bergeret, A. Verso and A. F. Volkov // *Phys. Rev B*, vol. 86, p. 214516 (2012).
13. X. Hao, J.S. Moodera, R. Merevey // *Phys. Rev B*, vol. 42, p. 8235 (1990).
14. G. Consolo, et al. // *Phys. Rev B*, vol. 78, p. 014420 (2008).

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ВХОДНЫХ СИГНАЛОВ БОРТОВЫХ СИСТЕМ БЛИЖНЕЙ РАДИОЛОКАЦИИ ОТ ПОДСТИЛАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ НА ОСНОВЕ ИХ ПОЛИГОНАЛЬНЫХ МОДЕЛЕЙ

Каракулин Ю.В., Сучков В.Б.
 МГТУ им. Н.Э. Баумана
gibraltarr92@gmail.com

Рассмотрены математические модели характеристик рассеяния электромагнитных волн на подстилающих поверхностях различной физической структуры. Приведена методика цифрового моделирования для расчета мощности сигнала, отраженного от подстилающей поверхности, на основе полигональной модели. Проанализированы результаты цифрового моделирования входных сигналов систем ближней локации от земных покровов с использованием их многоточечных моделей

Введение

Системы ближней радиолокации (СБРЛ) зачастую функционируют в условиях влияния подстилающих поверхностей на работу их приемных трактов. Данное обстоятельство вызывает необходимость в совершенствовании методик расчета сигналов, отраженных от подстилающей поверхности (ПП). За последнее время было разработано множество теоретических моделей, а также проведены многочисленные экспериментальные исследования по изучению рассеяния электромагнитных волн подстилающей поверхностью. Результаты экспериментов характеризуются большим разбросом значений, что связано с различиями в используемой при измерениях аппаратуре, методике эксперимента и типами поверхности. Основу большинства теоретических методов составляет решение классической задачи дифракции электромагнитной волны на участке поверхности. При разработке теоретических моделей рассеяния основной проблемой является математически точное описание геометрической формы подстилающей поверхности и идентификация ее свойств.

Обзор существующих методик

За основу классификации теоретических моделей рассеяния электромагнитной волны от ПП принимается соотношение между характерными размерами случайных неровностей и длины волны падающего излучения [1]. Если размер неровностей значительно превосходит длину волны, то применим метод касательной плоскости (МКП). Если же высота и наклоны неровностей малы, то используется теория резонансного рассеяния, в основе которой лежит метод малых возмущений (ММВ). Для поверхностей с широким пространственным спектром неровностей в качестве приближения для оценки рассеянного поля используется модель двухкомпонентных неровностей (МДП), основанная на совмещении методов МКП и ММВ [1].

Еще одним методом расчета сигнала, рассеянного от земного покрова, является метод малых наклонов [2]. Этот метод, подобно МДП позволяет избежать недостатков МКП и ММВ, однако в нем уточнение происходит за счет учета разных степеней шероховатостей в разных участках ПП. Расчетная формула для вычисления удельной ЭПР по методу малых наклонов имеет вид:

$$\sigma_{pq} = 8 \left| \frac{q_k q_0}{q_k + q_0} - \alpha_{pq} \right|^2 \int_0^{\infty} \exp(-k^2(C_0 - C(r))) J_0(r) r dr, \quad (1)$$

где α_{pq} – коэффициент, используемый в методе ММВ, $C(r)$ – автокорреляционная функция, J_0 – функция Бесселя нулевого порядка.

Описанные теоретические модели не являются универсальными с точки зрения их применимости к решению задач расчета входного сигнала, отраженного от ПП. Все они ограничены определенными областями применения, которые чаще всего не отвечают тем требованиям и условиям, которые встречаются при моделировании реальных грунтов.

В связи с этим были приняты попытки разработать методики расчета сигнала, отраженного от ПП, основанные на обработке экспериментальных данных. В основе эмпирических моделей лежит попытка представить зависимость удельной ЭПР (УЭПР) в зависимости от угла скольжения в аналитической форме за счет обобщения данных проведенных экспериментов. Одним из примеров такой модели

служит эмпирическая γ - f модель [3], согласно которой в сантиметровом диапазоне длин волн УЭПР может быть представлена в виде:

$$\sigma^o = \gamma \cdot a f^b \cdot \sin(\theta + c) = D \cdot \sin(\theta + c), \quad (2)$$

где σ^o – УЭПР исследуемой ПП, f – частота падающей волны, a , b , c , γ и D – эмпирические коэффициенты, значения которых для некоторых видов грунта представлены в таблице 1.

Таблица 1. Значения коэффициентов γ - f модели для см диапазона длин волн

Вид ПП	γ	a	b	$c/^\circ$
Пашня	0,01	0,08	0,75	0,50
Лес	0,03	0,18	0,60	0,55
Холмистая местность	0,1	0,25	0,20	1,20
Горная местность	0,32	0,35	0,18	0,70

Одним из способов описания отражающих способностей морской поверхности является представление ее УЭПР в виде α -распределений [4]. Также в [5] представлена аналитическая модель расчета УЭПР морской поверхности на основании обобщения результатов экспериментов. Согласно данной модели УЭПР может быть рассчитана по формуле:

$$\sigma_s^o = 10 \lg(3,9 \cdot 10^{-6} \lambda \psi^{0,4} G_a G_w G_u), \quad (3)$$

где σ_s^o – УЭПР морской поверхности, λ – длина волны, ψ – угол падения волны, G_a , G_w , G_u – эмпирические коэффициенты, зависящие от скорости ветра (высоты волны), а также углом между вектором распространения электромагнитной волны и вектора направления ветра.

Отечественными исследователями также проанализированы отражающие свойства грунтовых поверхностей на основе данных экспериментов. В [6] для волн диапазона 8,6 мм приведены УЭПР поверхностей различной природы с учетом поляризации излучения и приема сигнала. В результате получена аналитическая зависимость:

$$\sigma^o(\theta) = a_1 \exp(-a_2 \theta^2) + a_3 \cos^{a_4}(a_5 \theta), \quad (4)$$

где σ^o – УЭПР подстилающей поверхности, θ – угол падения волны на ПП, $a_1 - a_5$ – числовые коэффициенты. В качестве примера экспериментально определенные коэффициенты для некоторых видов поверхностей представлены в таблице 2.

Таблица 2. Значения коэффициентов $a_1 - a_5$ для некоторых видов поверхностей для $\lambda = 8,6$ мм

Тип ПП	Значения коэффициентов аналитического представления				
	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
Бетон гладкий, ВВ-поляризация	25	0,2	0,3	5000	0,005
Бетон гладкий, ГГ-поляризация	25	0,2	0,02	450	0,002
Асфальт гладкий, ВВ-поляризация	40	0,17	0,08	48	0,004
Асфальт гладкий, ГГ-поляризация	40	0,17	0,06	55	0,005

Одной из наиболее сложных задач является описание рассеянного поля от растительных покровов, поверхность которых не поддается описанию посредством математического аппарата. Одним из способов описания таких ПП [7] является проведение экспериментальных исследований по облучению различных растительных покровов на различных частотах и анализ полученных результатов с последующим обобщением и получением характеристик рассеяния.

Также предприняты попытки описания отражающих свойств растительных покровов с помощью аналитических соотношений. В [8] предложены методы расчета сигнала, отраженного от травы, основанные на аппроксимации Релея-Ганса. Входными параметрами модели служат уровень плотности покрова и средняя длина травинки. Для расчета сигналов, отраженных от деревьев, в [9] предложено использовать модель когерентного отражения, основанную на аппроксимациях Борна и Фолди. Данная модель не учитывает вклад в суммарное отражение от листьев. Усовершенствованием данной методики служит фрактальная модель когерентного отражения и распространения сигнала в растительных покровах [10], в основе которой также лежит представление элементов растительности в виде геометрических примитивов. Однако в ней появляется возможность учесть влияние почвы, травяного покрова вблизи деревьев, листьев различной природы (лиственный и хвойный лес).

Общим недостатком всех описанных моделей является ограниченная область их применения. Аналитические методики расчета сигнала, отраженного от грунта, работают лишь для локальных участков поверхности, в пределах которых ПП удовлетворяет определенным условиям и, соответственно, не применимы для моделирования всей радиолокационной сцены. Эмпирические модели представляют собой хороший инструмент для оценки уровня сигнала, отраженного от ПП, однако для решения задачи точного расчета сигнала непригодны. Помимо этого аналитические зависимости, полученные путем обработки данных экспериментов, работают лишь для небольшого частотного диапазона, в котором проведены исследования. Аналитические выражения сигналов, отраженных от растительных покровов, дают удовлетворительную оценку лишь в небольшой полосе частот, охватывающих полосу до сотен МГц. Данные недостатки наводят на мысль использования альтернативной методики расчета сигнала, отраженного от ПП. В данной работе рассматривается методика расчета сигнала на основе полигональной модели радиолокационной сцены и получаемой на ее основе многоточечной модели [2].

Методика расчета входного сигнала СБРЛ на основе полигональных и многоточечных моделей ПП

Одним из наиболее перспективных направлений является цифровое моделирование характеристик рассеяния ПП. С этой целью разработана полигональная модель участка земной поверхности [11], которая максимально соответствует истинному геометрическому образу исследуемого участка ПП. Одним из современных пакетов моделирования 3D объектов является 3DStudioMax, который позволяет представить внешнюю поверхность ПП в виде полигональных треугольных элементов [11].

Процесс создания полигональной модели с хаотическими неровностями в 3DStudioMax основан на наложении модификатора фрактального шума на исходный объект (плоский лист определенного размера). На рис. 1 приведено диалоговое окно выбора параметров фрактального шума, а в таблице – влияние их параметров на структуру хаотических неровностей ПП. На рис. 2 представлен процесс создания фрактальной ПП.



Рис.1 Параметры шума

Таблица 3. Параметры фрактального шума

Наименование параметра	Влияние на конфигурацию ПП
Seed	Установка положения генератора случайных величин
Scale	Определение величины возмущения поверхности (частота возмущений)
Roughness	Определение степени шероховатости поверхности (резкость шума)
Iterations	Определение количества вычислительных циклов фрактального алгоритма
Strength (x,y,z)	Установка значения смещения (силы воздействия) вдоль координатных осей

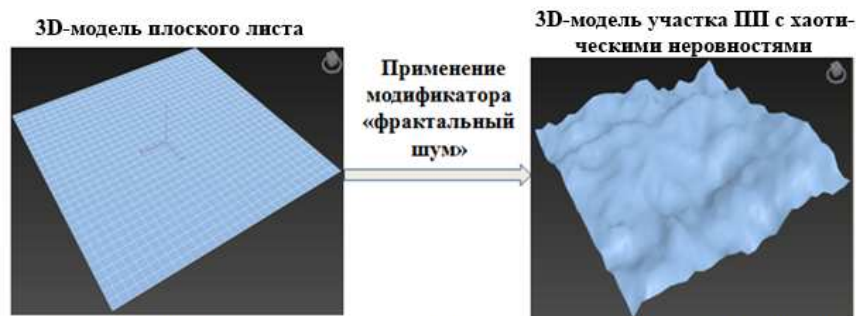


Рис.2 Создание ПП из плоскости в 3DStudioMax с использованием фрактального шума

Напряженность поля рассеяния треугольных элементов рельефа вычисляется на основе цифровой полигональной модели участка рельефа. Для ячеек полигональной модели, расположенных на земной поверхности комплексный коэффициент отражения вычисляется из соотношения [12]:

$$\dot{\rho}_{sm} = R_{sm} \frac{\dot{E}_{pi}^s}{\dot{E}_i} = \frac{\exp(ikR_{sm})}{\sqrt{4\pi}} \sqrt{\sigma_{y\partial.m} S_m}, \quad (5)$$

где $\sigma_{y\partial}$ - удельная эффективная площадь рассеяния поверхности треугольника, заданная на основе эмпирического соотношения для заданного типа поверхности (трава, вода, лес и т.д.); S_m - площадь треугольного элемента; R_{sm} - расстояние от треугольника рельефа до антенны радиовысотомера.

При расчете мощности входного сигнала, отраженного от ПП используются массивы значений ЭПР и начальной фазы локальных отражателей, рассчитанные на этапе формирования многоточечной модели из ее полигональной модели. В соответствии с представлением покрова в виде набора локальных отражателей мощность входного сигнала приемника рассчитывается по формуле [12]:

$$P = \frac{P_i D_i D_s \lambda^2}{(4\pi)^2} \left| \sum_{k=1}^{N_m} \frac{F_{ik} F_{sk} \rho_k}{R_k^2} \right|^2, \quad (6)$$

где N_m - число локальных точек многоточечной модели ПП, ρ_k - комплексный коэффициент отражения локального отражателя, P_i - мощность излучения передатчика радиовысотомера, $D_{i(s)}$ - КНД передающей (приемной) антенны радиовысотомера, λ - длина волны падающего излучения, R_k - дальность от k -й точки модели до антенны радиовысотомера, $F_{i(s)k}$ - значение функции направленности передающей (приемной) антенны радиовысотомера в направлении на k -ю точку модели.

В качестве примера продемонстрирован расчет сигнала, отраженного от радиолокационной сцены, представляющей собой участок лесной местности. Модель участка лесной местности представляет собой объединение модели грунтовой поверхности, представленной на рис.2, и полигональной модели пяти деревьев (рис.4). На рис.3 показана модель радиолокационной сцены в целом.

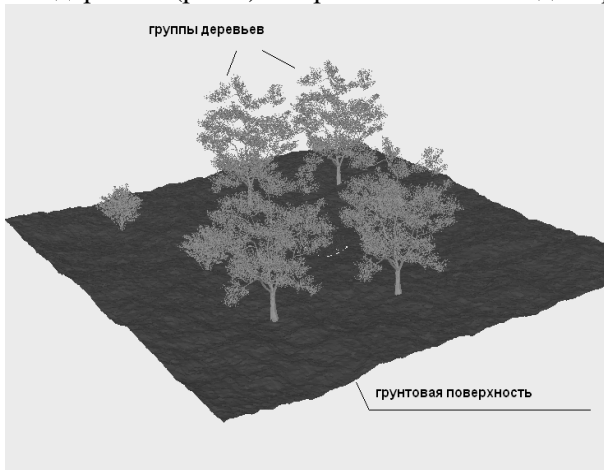


Рис.3. 3D-модель радиолокационной сцены

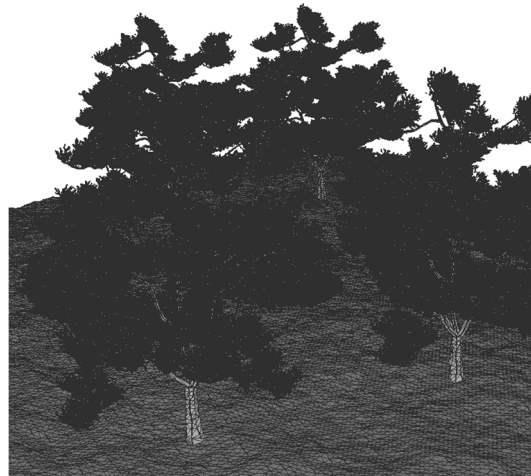


Рис.4. Полигональная модель радиолокационной сцены

Моделировалась ситуация пролета над представленной радиолокационной сценой беспилотного летательного аппарата (БЛА) с СБРЛ на борту, которая облучала участок ПП. Высота пролета над землей составляла 10 м, дистанция пролета - 25 м. На рис. 5 показана многоточечная модель участка ПП. Параметры грунта: диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 5$, проводимость $\sigma = 0,2$ См/м; стволов: $\epsilon = 2,5$, $\sigma = 0,5$ См/м; листьев: $\epsilon = 5,5$, $\sigma = 2$ См/м. В нижней части представлена зависимость мощности сигнала от горизонтальной дальности. В качестве параметров СБРЛ использовались следующие: длина волны $\lambda \sim 3$ см, мощность передатчика - десятки Вт, КНД антенн принимался равным 10, ширина ДНА СБРЛ $\Delta\theta_{0,5} \sim 5^\circ$.

Заключение

Таким образом, существующие теоретические и эмпирические методики расчета сигнала, отраженного от подстилающей поверхности, обладают рядом недостатков, которые не присущи методике, основанной на полигональной модели ПП. В работе приведена методика создания модели ПП с хаотическими неровностями на основе применения модификатора фрактального шума к плоскому листу, позволяющая впоследствии получить полигональную модель исследуемой поверхности. Также разработана методика расчета сигнала, отраженного от радиолокационной сцены, включающей элементы растительности, на основе ее полигональной модели. Также в работе приведены результаты моделирования пролета БЛА над участком лесной местности и представлены графики мощности входного сигнала СБРЛ по изложенной методике.

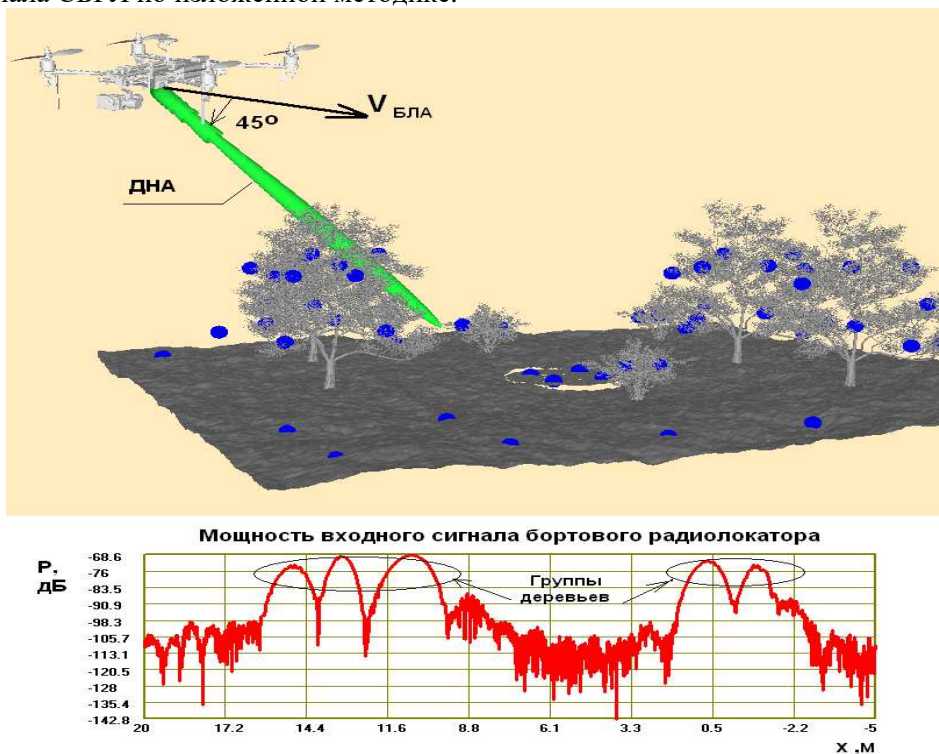


Рис. 5. Фрагмент работы программы по расчету мощности сигнала, отраженного от подстилающей поверхности

ЛИТЕРАТУРА

1. Антифеев В.Н., Борзов А.Б., Сучков В.Б. Основы теории рассеяния ЭМВ поверхностями с хаотическими неровностями. М.: Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2003. 77 с.
2. Борзов А.Б., Соколов А.В., Сучков В.Б. Цифровое моделирование входных сигналов систем ближней радиолокации от сложных радиолокационных сцен // Успехи современной радиоэлектроники. 2004. № 9-10. С. 38-61.
3. X. Wang, H. Wang, S. Yan. Simulation for surveillance radar ground clutter at low grazing angle // International Conference of Image Analysis and Signal Processing, 2012, Vol 34, pp. 56-61.
4. Anthony Fiche, Ali Khenchaf, Jean-Christophe Cexus. RCS characterization of sea clutter by using the α -stable distributions // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 41(8):173-177, 2012.
5. Tan Hui, Fang Choghua. Simulation of impact of sea clutter to radar detecting performance // IEEE 5th International Symposium of Microwave, 2013, 505-510.

6. Павельев В.А., Хавинов Д.В. Рассеяние электромагнитных волн миллиметрового диапазона природными и антропогенными объектами. М.: Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2009. 277 с.
7. I. Rodriguez, R. Abreu, P.L. Erika. Wave radio propagation through vegetation: suburban tree clutter attenuation // 10th European Conference of Antennas and propagation, 2016, Vol 84, pp. 27-32.
8. M.L. Williams. Prediction and observation of SAR clutter from vegetation canopies // Proceedings IGARSS'10, 55-58, 2010.
9. Gary Smith, Lars M.H. Ulander, Jan Askne. VHF Backscatter sensitivity to forest properties: model predictions // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, vol. 65, pp. 511-518, 2009.
10. Yi-Cheng Lin. A fractal-based coherent scattering and propagation model for forest canopies // A dissertation submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy, University of Michigan, 1997.
11. Сучков В.Б. Методика создания многоточечной модели аэродинамической цели для определения входных сигналов бортовых радиолокационных датчиков // Электромагнитные волны и электронные системы. 2013. №6. С. 45-55.
12. Сучков В.Б. Объектно-ориентированный метод определения комплексных коэффициентов отражения элементов полигональной модели объекта локации // Системы и средства связи, телевидения и радиовещания. 2013. № 1-2. С. 159-165

ЗАВИСИМОСТЬ СВОЙСТВ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК ОТ ТОЛЩИНЫ ПЛЕНОК

Осипов А.В., Зезюлина П.А., Лагарьков А.Н., Маклаков С.А., Розанов К.Н., Рыжиков И.А., Якубов И. Т.
Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН (ИТПЭ РАН)
avosipov@mail.ru

Структурированные магнитные материалы на основе тонких магнитных пленок позволяют достичь максимально высоких значений высокочастотной (ВЧ) магнитной проницаемости, что является определяющим для множества технических приложений. Одним из ключевых параметров таких материалов является толщина магнитных слоев. В докладе представлено исследование зависимости магнитных свойств таких пленок от их толщины. Анализ экспериментальных данных показывает, что падение амплитуды и частоты ферромагнитного резонанса с ростом толщины пленок обусловлено изменением магнитной структуры (образованием сложной доменной структуры и выходом вектора намагниченности из плоскости пленки). Оптимизация магнитной структуры позволяет существенно поднять эффективность разрабатываемых композитных материалов нового типа.

Введение

В последние годы во многих лабораториях мира идет разработка нового перспективного типа магнитных материалов - структурированного композитного материала на основе тонких магнитных пленок (ТМП) [1-7]. Использование магнитных включений в виде тонких пленок позволяет преодолеть предел Снука, лимитирующий значения магнитной проницаемости на высоких частотах для объемных материалов (таких как ферриты) и композитов со сферическими и близкими к ним по форме включениями, и получить максимально возможные для данного магнитного материала значения высокочастотной магнитной проницаемости, которые в этом случае подчиняются аналогу закона Снука - закону Аше [8-9]:

$$(\mu_s - 1) f_r^2 = k_d (\gamma 4\pi M_s)^2 \quad (1)$$

где μ_s , f_r , γ и M_s – статическая магнитная проницаемость, частота ферромагнитного резонанса (ФМР), гиромангнитное отношение ($\gamma \approx 3$ ГГц/кЭ) и намагниченность насыщения ферромагнетика, k_d – множитель, учитывающий пространственное распределение магнитных моментов: $k_d=1$ для анизотропной пленки, $k_d=1/2$ для изотропной пленки, $k_d=1/3$ для изотропного объемного материала. К примеру, разница между предельными значениями Снука и Аше для Fe ($M_s=1720$ Гс) достигает более чем порядка, как это показано на рис. 1. Закон Аше действителен только для пленок с магнитной анизотропией типа «легкая плоскость» (все магнитные моменты лежат в плоскости пленки), именно такая структура оптимальна для поставленной задачи.

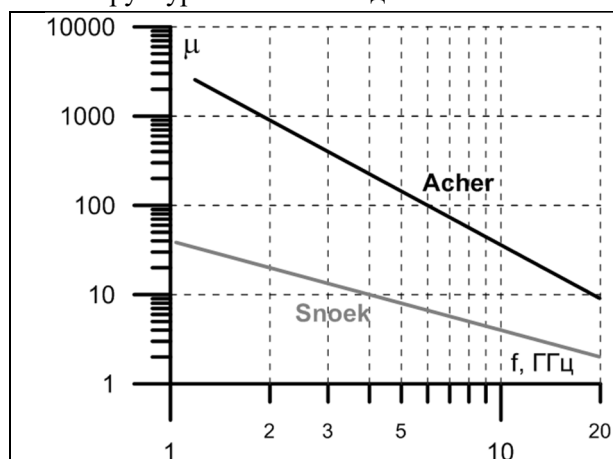


Рис. 1. Предельные линии Снука и Аше для Fe.

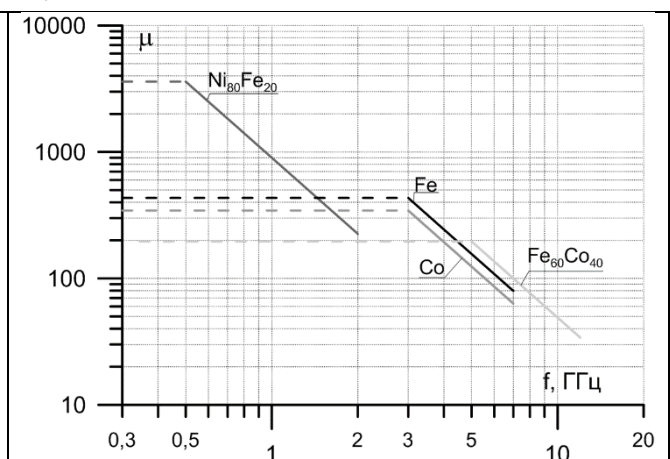


Рис. 2. Предельные линии Аше для некоторых ферромагнитных металлов и сплавов.

Из формулы (1) видно, что предельное значение определяется, с одной стороны, намагниченностью насыщения – чем она выше, тем лучше, с другой – частотой резонанса. На рис. 2 представлены предельные линии Аше для разных ферромагнетиков, основанные на анализе имеющихся в литературе

экспериментальных данных [2, 5, 10-18]. Соответственно, выбор материала для применения будет определяться намагниченностью насыщения магнетика и предполагаемым рабочим диапазоном частот (частота ФМР должна находиться вблизи верхней границы). В частности, как видно из графика, на низких частотах, от 0,5 до 1,5-2 ГГц, целесообразным является применение классического пермаллоя ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$), железные пленки оптимальны в диапазоне от 3 до 7 ГГц, а выше 7 ГГц – железо-кобальтовый сплав $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{40}$, имеющий максимальную среди магнитомягких металлов намагниченность насыщения [12].

При разработке и оптимизации такого рода материалов одной из базовых проблем является подбор толщины магнитного слоя. Для большинства приложений [6] требуются объемные материалы толщиной от нескольких миллиметров и выше, тогда как толщина пленок ограничена единицами и долями микрон. Источником ограничения являются скин-эффект [18-20] и отклонение магнитной структуры от оптимальной [17, 21-22, 32]. Оба феномена приводят к существенному снижению значений магнитной проницаемости на высоких частотах при увеличении толщины пленок [23-24]. Между тем, в большинстве работ в качестве ограничения толщины по умолчанию рассматривается скин-эффект [23, 25]. Исследований этого вопроса – какой из эффектов является доминирующим и при каких условиях – в литературе не обнаружено.

В докладе представлены результаты исследования, посвященного изучению зависимости магнитных свойств от толщины и выявлению доминирующего физического механизма ухудшения свойств пленки с ростом толщины, поиску методов его оценки и контроля.

Постановка эксперимента

Постановка эксперимента подробно описана в [26]. Пленки ферромагнитного металла нанесены методом магнетронного распыления на тонкую 12-мкм лавсановую подложку размером 60×20 см², которая крепится на вращающийся барабан. Толщины слоев были определены независимо по образцам-свидетелям методом оптической интерферометрии.

СВЧ магнитная проницаемость пленок измерена в коаксиальной линии стандарта 7/3 в диапазоне частот от 0.1 до 12 ГГц [27]. Образцы для измерений склеены из полосок пленок и представляют собой цилиндрические рулоны, внутреннее сечение которых соответствует сечению коаксиала.

Анализ данных строится на изучении зависимости от толщины параметров ФМР, полученных путем аппроксимации частотных зависимостей суммой резонансных кривых Лоренца [28]:

$$\mu(f) = 1 + \sum_j \frac{\chi_{s,j}}{1 - i\beta_j(f/f_{r,j}) - (f/f_{r,j})^2} \quad (2)$$

где χ_s – статическая магнитная восприимчивость ($\mu_s = 1 + \chi_s$), β_j – показатель затухания ($\beta \sim 1/Q$).

Из теории ФМР в пленках [22] следует, что максимальные значения магнитной проницаемости достижимы в том случае, когда вектор намагниченности лежит в плоскости пленки, и тогда они ограничены законом Аше, минимальные – когда вектор намагниченности направлен по нормали к плоскости пленки, и тогда они ограничены законом Снука. Таким образом, законы Снука и Аше выступают в качестве нижнего и верхнего пределов значений СВЧ магнитной проницаемости тонких пленок. Для оценки качества пленок удобно ввести коэффициенты, показывающие соответствие экспериментальных значений этим пределам – коэффициент Снука и коэффициент Аше [29]:

$$k_S = \chi_s f_r / (\gamma 4\pi M_s), \quad k_A = \chi_s f_r^2 / (\gamma 4\pi M_s)^2 \quad (3)$$

Необходимо иметь в виду, что коэффициент Снука стремится к единице сверху ($k_S \geq 1$), тогда как коэффициент Аше – снизу ($k_A \leq 1$).

С ростом толщины пленок параметры ФМР изменяются следующим образом:

- с выходом вектора намагниченности из плоскости пленки амплитуда ФМР неизменна, снижается частота резонанса, соответственно, снижается и коэффициент Аше [22];
- в случае слабого скинирования (пленка достаточно тонкая) амплитуда и частота неизменны (соответственно, коэффициенты Снука и Аше также неизменны), за счет вихревых токов возрастает показатель затухания [30].

Результаты эксперимента и их обсуждение

На рис. 3 приведены экспериментальные частотные зависимости пленок пермаллоя ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) и железа (Fe) разной толщины. Видно, что с ростом толщины пленки в обоих случаях наблюдается

ухудшение СВЧ магнитной проницаемости: в 3-5 раз снижаются и амплитуда, и частота резонанса. Есть некоторые отличия: в случае $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ амплитуда изменяется скачком, тогда как для железа амплитуда снижается постепенно. В [31] на основе магнитостатических данных показано, что при толщине пленки пермаллоя 0,44 мкм в ней появляется перпендикулярная анизотропия.

Рис. 4 содержит графики зависимости от толщины пленок коэффициента Аше и величины, обратной коэффициенту Снука. Можно заметить, что трансформация коэффициентов Снука и Аше по мере роста

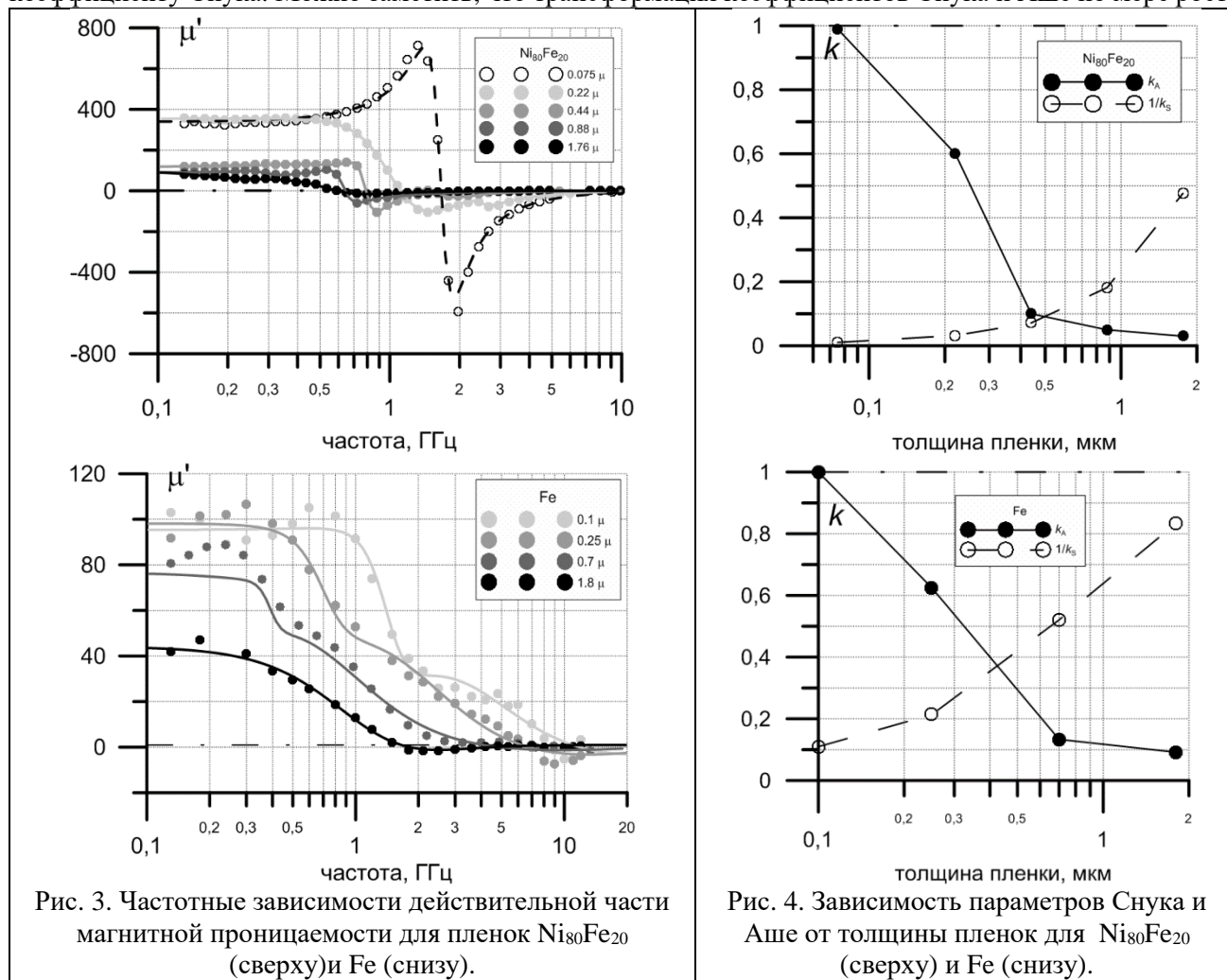


Рис. 3. Частотные зависимости действительной части магнитной проницаемости для пленок $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (сверху) и Fe (снизу).

Рис. 4. Зависимость параметров Снука и Аше от толщины пленок для $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (сверху) и Fe (снизу).

толщины пленок носит взаимный характер: коэффициент Аше снижается от 1 практически до 0, тогда как коэффициент Снука стремится к 1. Такое изменение параметров указывает на происходящие в пленках процессы – отклонение магнитной структуры от оптимальной, сопровождающееся выходом вектора намагниченности из плоскости пленки. Назовем толщину, при которой происходит резкая перестройка магнитной структуры, «критической».

Что касается скин-эффекта, то наблюдаемое снижение амплитуды и частоты ФМР противоречит этой гипотезе. Оценить вклад скинирования можно, сравнив экспериментальные значения показателя затухания и его численные оценки. Проведенные расчеты показали, что моделируемый вклад в разы (в 3 и более) ниже наблюдаемого, что подтверждает небрежность вклада скинирования.

Оптимизация структурированных материалов на основе ТМП показывает, что использование магнитных слоев с толщиной ниже критической позволяет значительно повысить их эффективность в СВЧ диапазоне. Для иллюстрации на рис. 5 приведены графики зависимости от частоты эффективной магнитной проницаемости ламинатов на основе пленок пермаллоя, размером $5 \times 40 \times 0,6 \text{ мм}^3$, склеенных из однослойной пленки толщиной 1,76 мкм и многослойной пленки $25 \times 0,2 \text{ мкм}$. Объемная концентрация пермаллоя в обоих случаях - около 20%.

Заключение

Показано, что основной причиной ухудшения с ростом толщины СВЧ магнитной проницаемости тонких пленок ферромагнитных металлов является не скинирование, а отклонение магнитной структуры от оптимальной (в частности, в случае пленок пермаллоя - появление перпендикулярной анизотропии). Контроль степени отклонения магнитной структуры удобно вести, вычисляя коэффициенты Аше и Снука.

При разработке объемных материалов на основе ТМП представляется целесообразным предварительно проводить исследование зависимости СВЧ магнитной проницаемости от толщины с целью определения критической толщины магнитного слоя, при которой происходит предельное отклонение магнитной структуры от оптимальной. Использование многослойных пленок с толщиной магнитных слоев, не превышающей критической, позволяет заметно повысить эффективность применения таких материалов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 15-08-03535.

ЛИТЕРАТУРА

- Осипов А. В., Лагарьков А. Н., Маклаков С. А., Розанов К. Н., Рыжиков И. А., Якубов И. Т. Материалы для СВЧ на основе тонких ферромагнитных пленок // I Всероссийская Микроволновая конференция. Доклады. - Москва: ИРЭ РАН, 2013. - С.139-143.
- Зезюлина П.А., Лагарьков А.Н., Маклаков С.А., Осипов А.В., Розанов К.Н., Рыжиков И.А., Старостенко С.Н., Якубов И. Т. Ламинированный магнитный материал для высоких частот на основе пермаллоя. // II Всероссийская Микроволновая конференция. Доклады. - Москва: ИРЭ РАН, 2014. С.107-111.
- Acher O., Jacquart P.M., Fontaine J.M., Baclet P., and Perrin G., "High impedance anisotropic composites manufactured from ferromagnetic thin films for microwave applications" // IEEE Trans., 1994, v.MAG-30, no. 6, pp. 4533–4535.
- R. E. Camley, D. L. Mills "Theory of microwave propagation in dielectric/magnetic film multilayer structures" // J. Appl. Phys., vol. 82, no. 6, 15 September, 1997, pp. 3058–3067.
- W. P. Jayasekara, J. A. Bain, and M. H. Kryder, "High frequency permeability of NiFe and FeAlN" // IEEE Trans. Magn., vol. 34, no. 4, pp. 1438–1440, July 1998.
- Dubourg S., Viala B. "High-permeability magnetic thin layers" // CLEFS CEA, no. 56, WINTER 2007-2008, pp. 19-26.
- V. Bekker, K. Seemann, H. Leiste, "Development and Optimisation of Thin Soft Ferromagnetic Fe–Co–Ta–N and Fe–Co–Al–N films With In-Plane Uniaxial Anisotropy for HF Applications" // JMMM, vol. 296, 2006, pp. 37–45.
- Walser, R.M.; Win, W.; Valanju, P.M., "Shape-optimized ferromagnetic particles with maximum theoretical microwave susceptibility" // IEEE Trans. Magn., vol. 34, no. 4, July 1998, pp. 1390–1392.
- А.Н. Лагарьков, С.А. Маклаков, А.В. Осипов, Д.А. Петров, К.Н. Розанов, И.А. Рыжиков, М.В. Седова, С.Н. Старостенко, И.Т. Якубов, Свойства слоистых структур на основе тонких ферромагнитных пленок // РЭ, т. 54, № 5, с. 625–633, 2009.
- Lagarkov A.N., Iakubov I.T., Ryzhikov I.A., Rozanov K.N., Perov N.S., Elsukov E.P., Maklakov S.A., Osipov A.V., Sedova M.V., Getman A.M., Ulyanov A.L. "Fe–N films: Morphology, static and dynamic magnetic properties" // Physica B: Condens. Matter, vol. 394, no. 2, 15 May 2007, pp.159–162.
- Maklakov S.S., Maklakov S.A., Ryzhikov I.A., Rozanov K.N., Osipov A.V. "Thin Co films with tunable ferromagnetic resonance frequency" // J. Magn. Magn. Mater. Vol. 324, no. 13, July 2012, pp. 2108–2112.



Рис. 5. Частотные зависимости магнитной проницаемости ламинатов на основе пленок пермаллоя.

12. Wang S.X., Sun N.X., Yamaguchi M., Yabukami S. “Properties of a new soft magnetic material” //NATURE, Vol. 407, 14 September 2000, pp. 150–151.
13. Li J., Zhang X., Jiao D., Ni X., Wang S. “Magnetic properties and high frequency characteristics of (Fe₈₁Co₁₉)N thin films” // Thin Solid Films, Vol. 516, 2008, pp. 3217–3222.
14. S. Queste, D. Damiani, F. Guillet, O. Acher, and J.C. Soret, “Dynamic permeability of ferromagnetic thin films deposited on moving substrate by magnetron sputtering” // 7th Annual Meeting on Health, Sci. and Technol., 20–21 May 2003, Tours, France, 3 p.
15. Queste S., S. Dubourg, O. Acher, K. U. Barholz and R. Mattheis, “Exchange bias anisotropy on the dynamic permeability of thin NiFe layers” // J. Appl. Phys. 95 (11) Jun 2004, pp. 6873–6875.
16. Acher O, Queste S, Barholz KU et al., “High-frequency permeability of thin NiFe/IrMn layers” // J Appl. Phys. 93(10) 6668–6670 Pt 2, May 2003.
17. J. B. Youssef, N. Vukadinovic, D. Billet, M. Labrune, “Thickness-Dependent Magnetic Excitations in Permalloy Films with Nonuniform Magnetization” // Phys. Rev. B, vol. 69, 2004, art. no.174402, 9 p.
18. E. van de Riet and F. Roozeboom, Ferromagnetic resonance and eddy currents in high-permeable thin films, J. Appl. Phys., Jan. 1997, Vol. 81, No. 1, pp. 350–354
19. Бозорт Р. «Ферромагнетизм». Пер. с англ. М.: Изд-во иностранной литературы, 1956. С.606-610.
20. Fessant, A., J. Gieraltowski, J. Loaec, H. Le Gall, and A. Rakii, “Influence of In-Plane Anisotropy and Eddy Currents on the Frequency Spectra of the Complex Permeability of amorphous CoZr Thin Films” // IEEE Trans. Magn., 29 (82), 1993.
21. Liu Y., Liu Z.W., Tan C.Y., Ong C.K. “High frequency characteristics of FeCoN thin films fabricated by sputtering at various (Ar+N₂) gas flow rates” // J. Appl. Phys., Vol. 100, no. 093912, 2006.
22. N. A. Buznikov, A. L. Rakhmanov, and K. N. Rozanov, “Dynamic Permeability of Ferromagnetic Thin Films With Stripe Domain Structure” //, IEEE Trans. Magn., vol. 38, no. 5, Sept 2002, pp. 3123–3125.
23. Lu H., Yang J., and Deng L. “Thickness effects on Microwave Properties of CoFeBSi Films Deposited on Flexible Substrate” // PIERS Proc., Xi’an, China, March 22-26 2010, pp. 1752-1755.
24. I.T. Iakubov, A.N. Lagarkov, S.A. Maklakov, A.V. Osipov, K.N. Rozanov, I.A. Ryzhikov, V.V. Samsonova, A.O. Sboychakov, Microwave and static magnetic properties of multi-layered iron-based films, J. Magn. Magn. Mater., vol. 321, no. 7, 2009, pp. 726-729.
25. Walser R.M., Hach R.J., Patent US3540047(A), 1970-11-10.
26. A.N. Lagarkov, I.T. Iakubov, I.A. Ryzhikov, K.N. Rozanov, N.S. Perov, E.P. Elsukov, S.A. Maklakov, A.V. Osipov, M.V. Sedova, A.M. Getman, A.L. Ulyanov, Fe–N films: Morphology, static and dynamic magnetic properties, Physica B: Condens. Matter, vol. 394, no. 2, 15 May 2007, pp.159–162.
27. К.Н. Розанов, Н.А. Симонов, А.В. Осипов, Измерение СВЧ магнитной проницаемости пленок, Радиотехника и электроника, т. 47, №2, стр. 210-216, 2002
28. Rozanov K N and Koledintseva M Y, “Application of generalized Snoek’s law over a finite frequency range: A case study” // J.Appl.Phys., 2016, vol. 119, art. no. 073901.
29. A. N. Lagarkov, A. V. Osipov, K. N. Rozanov, and S. N. Starostenko. Microwave composites filled with thin ferromagnetic films. Part I. Theory. Proc. of Symposium R: Electromagnetic Materials, 3rd Int. Conf. on Materials for Advanced Technologies (ICMAT 2005), July 3–8, 2005, Singapore, pp. 74–77.
30. Lagarkov A.N., Rozanov K.N. “High-frequency behavior of magnetic composites” // J. Magn. Magn. Mater., July 2009, vol.321, no.14, pp.2082–2092
31. Iakubov I.T., Lagarkov A.N., Osipov A.V., Maklakov S.A., Rozanov K.N., Ryzhikov I.A., Starostenko S.N. “A laminate of ferromagnetic films with high effective permeability at high frequencies” // AIP Adv. 2014, vol. 4, art. no. 107143.
32. F. Schoenstein, P. Aublanc, H. Pages, S. Queste, V. Barentin, A.-L. Adenot, N. Mallejac, O. Acher, Influence of the domain structure on the microwave permeability of soft magnetic films and multilayers, JMMM 292 (2005) 201–209.

ВЛИЯНИЕ НЕКОТОРЫХ РЕАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ШТЫРЕВОЙ АНТЕННЫ

Артёмов Т.К.¹, Копылова Ю.А.¹, Артёмов К.С.¹

¹ Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова
artemova@uniyar.ac.ru

Исследованы на моделях характеристики несимметричного вибратора на проводящем основании с двумя типами реактивных элементов - «шайба» и «мундштук» - в зависимости от размера этих элементов и местоположения подвижной «шайбы». Описано влияние этих элементов на частотные свойства, диаграмму направленности, коэффициент усиления. Определены положения «шайбы» на штыре, позволяющие обеспечить выигрыш в величине коэффициента усиления по сравнению с антенной без реактивного элемента. Исследовано распределение тока вдоль антенны и получены радиусы «шайб», при которых ток становится непрерывным. Проведено сравнение эффектов, достигаемых при помощи «шайбы» и при помощи «мундштука».

Введение

Для обеспечения устойчивой связи подвижных объектов друг с другом и с неподвижными базами широко применяются компактные антенны, в том числе несимметричные штыревые, которые размещаются на проводящем основании [1]. Антенна является резонансной, имеет определённый характер входного импеданса, поэтому можно ожидать, что внесение дополнительных элементов с некоторой реактивностью будет изменять её частотные, а, следовательно, и направленные свойства. Однако значимость такого эффекта, размеры реактивных элементов, способных произвести существенный полезный эффект, нуждаются в исследовании для каждого конкретного элемента. Для некоторых реактивных элементов такие результаты описаны, например, в [2]. При этом можно реализовывать реактивные элементы с такими же привлекательными свойствами, как у индуктивного элемента, выполненного из тела штыря [3], т.е. выполнять их как неотъемлемую часть антенны (что повышает надёжность работы из-за монолитности конструкции, отсутствия открытых контактов, способных изменять свои свойства с течением времени под действием погодных условий или механических нагрузок в процессе эксплуатации), либо можно предложить перестраиваемую антенну, свойства которой будут меняться за счёт либо смены одного типового реактивного элемента из набора на другой, либо за счёт изменения положения элемента на теле штыря. Исследование эффектов влияния на характеристики штыревой антенны двух таких реактивных элементов с размерами, малыми относительно длины антенны и длины волны, и является целью данной работы.

Объект и метод исследования

Для анализа выбрана линейная четвертьволновая штыревая антенна, которая имеет длину 33,2 мм, радиус 1 мм и работает в широком диапазоне частот от 1 до 3 ГГц. Антенна размещается на проводящей подложке радиусом 100 мм, что имитирует, например, работу автомобильной антенны при обеспечении Интернет-соединений.

Исследование влияния проводилось для двух типов реактивных элементов:

1) подвижная металлическая шайба круглого сечения, на некоторой высоте от подложки размещаемая на теле штыря (рис. 1а);

2) неподвижный технологически легко реализуемый на конце штыря элемент типа «мундштук», который можно выполнить на стадии производства антенны (рис. 1б).

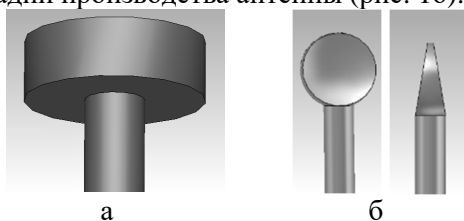


Рис. 1. Внешний вид конца антенны с реактивными элементами – шайбой (а) и «мундштуком» (б).

Размеры элементов существенно меньше длины волны. Элемент «мундштук» моделировался для радиусов 2,5 и 5 мм. Элемент шайба имел высоту 2 мм, внутренний диаметр 1 мм, внешний диаметр 3 мм.

Исследования проводились на электродинамических моделях, построенных в среде CST Studio Suite. Для ряда параметров (для шайбы – внешний радиус, высота расположения, для «мундштука» - радиус элемента) модифицированной антенны (с реактивными элементами) и для исходной (без реактивных элементов) были получены диаграммы направленности антенн, частотные зависимости коэффициента отражения S11, а также распределения тока вдоль штыря. Диаграммы были получены с помощью инструмента Integral Equation Solver. Как показало предварительное моделирование, вещество, из которого выполнена модель антенны, не оказывало существенного влияния на результаты, поэтому для ускорения вычислений все проводящие элементы были заданы как «идеальные проводники».

Набор положений шайбы на штыре обозначался номерами – самое нижнее, у отражателя, положение на высоте 1 мм обозначено номером 1, затем следовали положения на высотах 8,3; 16,6; 24,9 мм и наконец - верхнее, на свободном конце вровень с ним (высота 32,5 мм) – номером 5.

Результаты

Исходная антенна является в диапазоне частот до 15 ГГц четырёхдиапазонной. Минимальная из её рабочих частот равна 2,1 ГГц. В дальнейшем сравнение характеристик проводилось именно в окрестности этой, наиболее интересной для применения частоты. На этой частоте коэффициент усиления антенны равен 2,17 дБ, а диаграмма направленности в горизонтальной плоскости круговая (как и на других частотах, благодаря симметрии антенны), а в вертикальной плоскости представляет собой два широких (по 63,5 градуса) лепестка, направленных под углом 39 градусов к оси штыря. Присутствуют и два боковых лепестка, уровень которых составляет -8,37 дБ от уровня главных.

Размещение на штыре шайбы изменяет частотные свойства антенны (рис. 2).

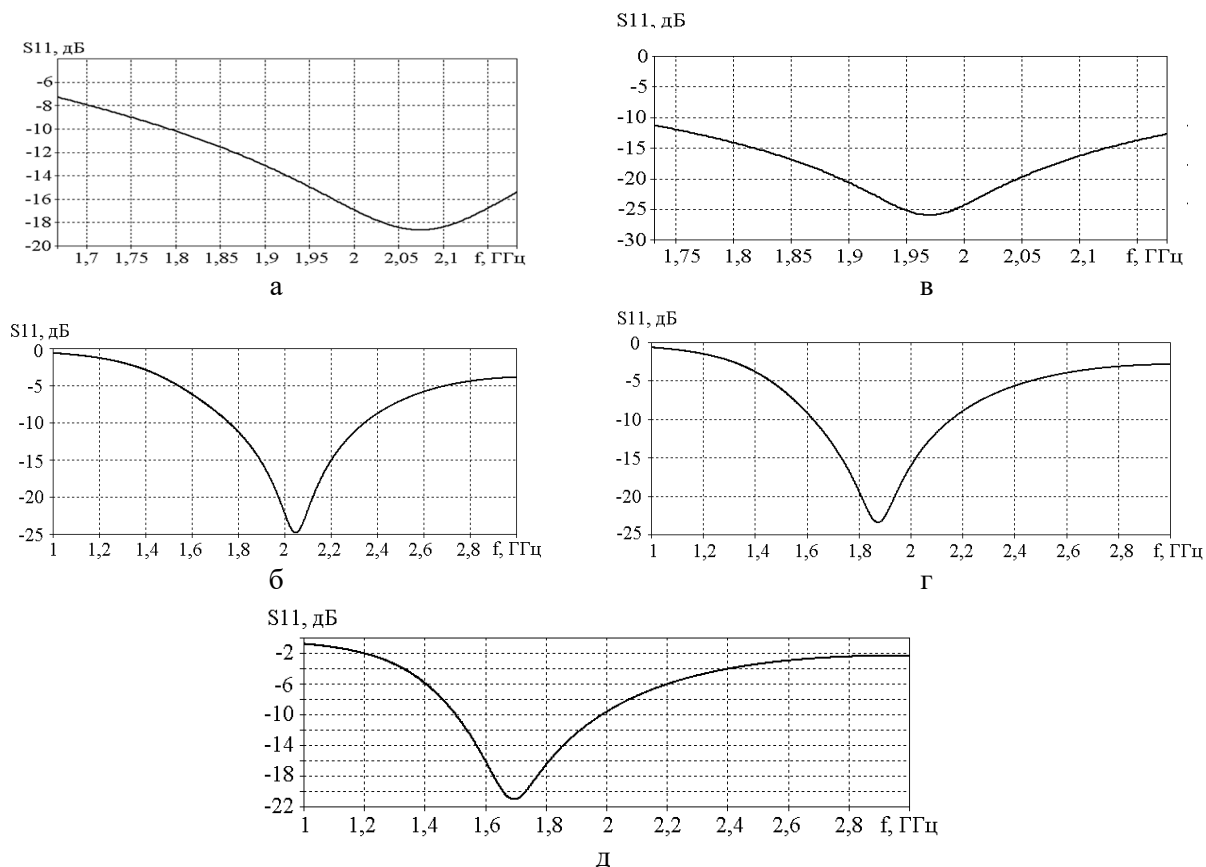


Рис. 2. Частотные зависимости параметра S11 для различных положений шайбы на штыре: а – положение 1 (внизу), б – положение 2, в – положение 3, г – положение 4, д – положение 5 (вверху).

Изменяются и ширина рабочей полосы частот (определяемой по уровню -10 дБ параметра S_{11} – коэффициента отражения по входу), и величина наименьшей резонансной частоты (рис. 3). Кроме того, изменяется и величина коэффициента усиления, которого можно достичь (рис. 4).

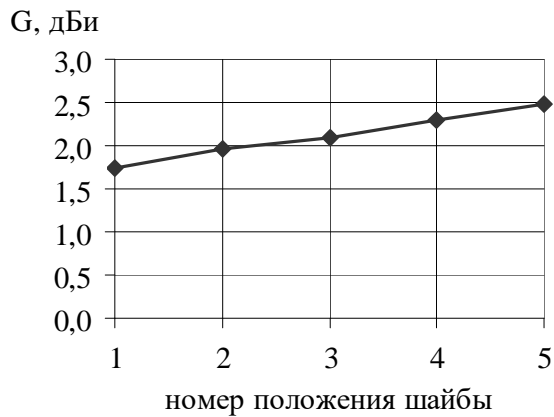


Рис. 3. Зависимость наименьшей резонансной частоты от положения шайбы.



Рис. 4. Зависимость коэффициента усиления антенны от положения шайбового элемента на штыре.

Результаты аналогичных исследований для антенны с реактивным элементом «мундштук» сведены в таблицу 1.

Таблица 1. Результаты исследования штыревой антенны с реактивным элементом «мундштук».

Радиус, мм	Величина главного лепестка, дБи	Угловая ширина главного лепестка по уровню -3 дБ	Максимальный уровень боковых лепестков, дБ	Резонансная частота, ГГц	Полоса частот по уровню -10 дБ параметра S_{11}	Полоса частот по уровню -20 дБ параметра S_{11}
-	2,17	63,5	-6,2	2,1	0,4	-
2,5	2,24	63,3	-6,2	1,97	0,52	0,1
5,0	2,45	63,9	-6,2	1,7	0,5	0,12

Для реактивного элемента типа «шайба» получено распределение напряжённости магнитного поля у поверхности антенны, что соответствует распределению тока вдоль антенны (рис. 5). Максимум наблюдается в основании, минимум – на свободном конце.

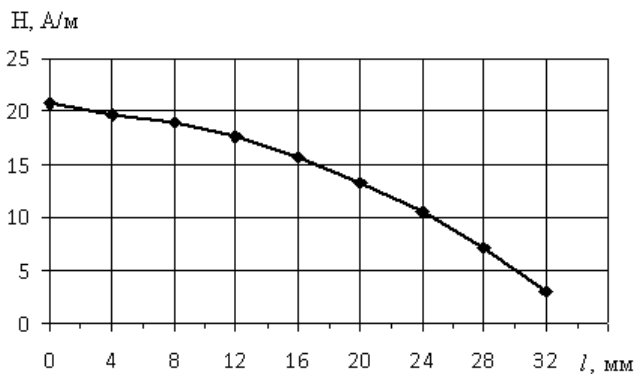


Рис. 5. Распределение напряжённости магнитного поля (соответствующей распределению тока) вдоль штыря.

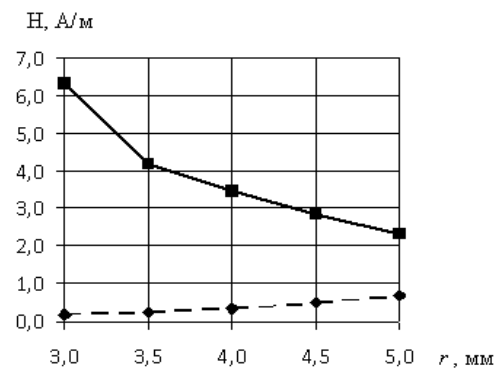


Рис. 6. Зависимость величины напряжённости магнитного поля на верхней и нижней сторонах шайбы от радиуса шайбы

На верхней (пунктирная линия на рис. б) и нижней (сплошная) гранях шайбы напряжённости поля отличаются, что свидетельствует о разрыве, который испытывает распределение тока по модифицированной антенне. Величина скачка растёт с ростом высоты положения шайбы относительно проводящей поверхности. Таким образом, в верхнем положении влияние шайбы на характеристики

антенны максимально. Проведена также экстраполяция зависимостей и получены радиусы реактивного элемента типа «шайба», при которых разрыв в распределении тока по антенне отсутствует. Шайбы при этом имеют существенный радиус – 17 мм для положения 4 и 20 мм для верхнего положения 5, а антенны существенно отличаются по характеристикам от базовой – их рабочие полосы частот сдвигаются на величину до единиц гигагерц.

Обнаружено, что при позициях элементов «шайба» ниже, чем $\frac{3}{4}$ высоты антенны наблюдается уменьшение усиления по сравнению с базовой конструкцией антенны на величину вплоть до 0,43 дБ, таким образом, такое размещение шайбы не рекомендуется. Расположение же реактивного элемента типа «Шайба» с внешним радиусом 3 мм ближе к верхней точке антенны (модели 4 и 5) делает модифицированную антенну несколько более эффективной, чем базовая, – выигрыш по коэффициенту усиления составил 0,12 дБ для модели 4 и 0,31 дБ для модели 5.

Для модификации с элементом «шайба» минимального радиуса 3 мм на исходной частоте 2,1 ГГц определено её наилучшее положение на штыре, обеспечившее незначительный (+0,31 дБ), но всё же выигрыш в коэффициенте усиления антенны по сравнению с базовой.

Получено, что такой просто реализуемый при изготовлении элемент, как «мундштук», позволяет либо незначительно (меньше, чем «шайба») улучшить коэффициент усиления антенны на частоте 2,1 ГГц (на +0,07 дБ при радиусе элемента 2,5 мм и на 0,029 дБ при радиусе 5 мм), либо при практическом сохранении количественных характеристик получить более (на 130 – 400 МГц) низкочастотную антенну.

Выводы

Результаты исследования продемонстрировали те эффекты, к которым будет приводить реализация предложенных модификаций при использовании на практике. Если исходная штыревая антенна была настроенной, т.е. входной импеданс ей был чисто активным, то смещения резонансной частоты не избежать; для проанализированных реактивных элементов оно может достигать 0,4 ГГц (т.е. до 19 %), однако, если это допустимо, то антенна приобретает несколько более широкую рабочую полосу частот (расширение составляет от 17 до 112%) и одновременно чуть больший (увеличение составляет доли дБ - до 0,3 дБ) коэффициент усиления, что можно считать привлекательным.

Таким образом, предложенные и проанализированные модификации могут получить как технологическое, так и функциональное преимущество перед исходной штыревой антенной в аналогичных условиях эксплуатации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лукьянов А.В., Фомичёв Н.И., Винтер И.А. Анализ характеристик штыревой антенны с загибом в зависимости от формы загиба. //Журнал радиоэлектроники, 2015, №12. <http://jre.cplire.ru/mac/dec15/9/text.html>.
2. Овсяников В.В. Вибраторные антенны с реактивными нагрузками. – М.: Радио и связь, 1985.
3. Пониматкин В.Е., Шпилевой А.А., Типикин А.А. Способ укорочения антенны включением преобразователя импедансов в плечо вибратора // Вестник БФУ им. И.Канта, 2014, №4, с. 74 – 81.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СХЕМЫ ЗАПИТКИ НЕСБАЛАНСИРОВАННОГО ЭЛЕМЕНТА ВИВАЛЬДИ НА ЕГО ЧАСТОТНЫЕ И НАПРАВЛЕННЫЕ СВОЙСТВА

Гвоздарёв А.С., Петров А.В., Артёмов Т.К.

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова

asg.rus@gmail.com

На основании выполненного электродинамического моделирования несбалансированного элемента Вивальди проведён анализ влияния геометрических характеристик схемы запитки на его частотные и направленные свойства. Продемонстрирована возможность эффективного использования такой антенны в качестве широкополосного излучающего элемента в широком диапазоне углов поворота возбуждающего веера (от 0° до 110°). Антенна является эффективно согласованной для любого рассматриваемого диапазона раскрытов возбуждающего веера, достигая коэффициента согласования в -55 дБ.

Введение

Существующая тенденция к конвергенции приемопередающих элементов различных частотных диапазонов в рамках единого функционального устройства существенно актуализирует задачи разработки и исследования характеристик широкополосных антенных элементов. Одним из популярных на данный момент решений является использование излучающих элементов типа Вивальди. Антенный элемент Вивальди (ЭВ), относящийся к классу микрополосковых антенн бегущей волны с непрерывно изменяющимся раскрывом [1]-[4], помимо эффективности и компактности, обладает привлекательной особенностью – способностью работать в очень широком диапазоне частот и создавать симметричные диаграммы направленности с высоким коэффициентом усиления и малыми боковыми лепестками [1]-[4].

Хорошо известно, что характеристики микрополосковых антенн существенным образом зависят от параметров схемы запитки. Существующие аналитические методы исследования характеристик излучения ЭВ как правило ограничиваются приближённым анализом, основанным на аппроксимации формы раскрыва антенны, и не касаются элементов запитки антенны. Как следствие, ввиду невозможности нахождения аналитического решения все исследования, посвящённые данному вопросу, носят либо экспериментальный характер, либо характер численного моделирования [5] – [6].

Электродинамическая моделирование ЭВ

В работе за основу был взят несбалансированный ЭВ со схемой запитки в форме возбуждающего веера [7, геометрия которого представлена на рисунках 1 и 2.

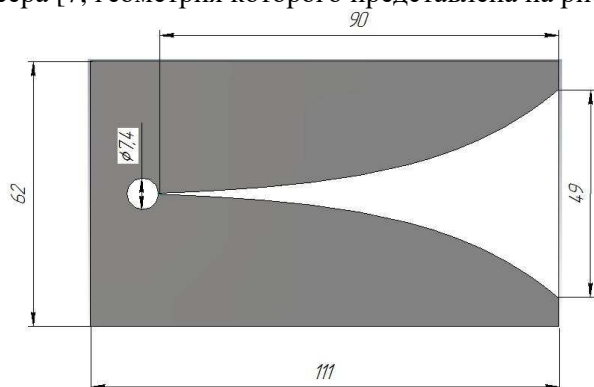


Рис. 1 Геометрия раскрыва рассматриваемого ЭВ

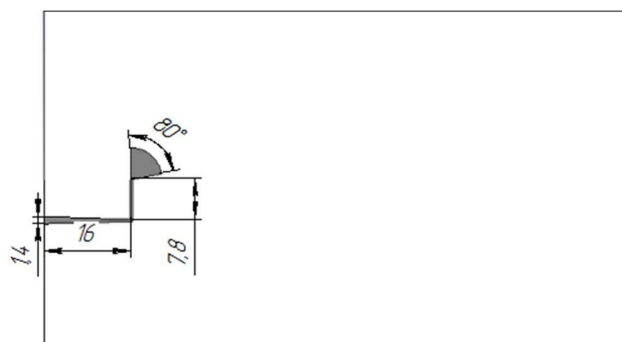


Рис. 2 Геометрия схемы запитки рассматриваемого ЭВ

Для анализа характеристик ЭВ было проведено электродинамическое моделирование в среде CST Microwave Studio, позволяющей проводить численный анализ излучающих структур. Для решения в диапазоне частот $0 - 6$ ГГц был использован метод конечных интегралов на гексагональной сетке в среде с количеством ячеек на длину волны равным 10. Толщины проводящего слоя и подложки составляли $0,0074$ мм и $0,46$ мм соответственно.

Чтобы удержать диэлектрические потери на низком уровне, был выбран широко используемый на практике материал Rogers 4003С с диэлектрической постоянной $\epsilon = 3,55 \text{ Ф}\cdot\text{м}^{-1}$ и тангенсом угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta = 0,0027 \text{ рад}$.

Целью работы являлось исследование влияние угла поворота и раскрыва возбуждающего веера на частотные и направленные характеристики. Для достижения цели осуществлялся поворот возбуждающего веера в диапазоне от 0° до 170° относительно точки его соприкосновения с микрополосковой линией. Поворот осуществлялся против часовой стрелки с шагом в 10° . Угол раскрыва возбуждающего веера также изменялся от 0° до 170° с шагом в 10° .

Результаты электродинамического моделирования

Результаты моделирования позволяют сделать заключение, что изменение угла раскрыва и поворота возбуждающего веера существенным образом сказываются как на частотных (см., например, рис. 3-4), так и на характеристиках направленности антенны (см., например, рис. 5-6). Для анализа характеристик были произведены следующие этапы.

Для определения диапазонов частот, в которых антенна эффективно согласована с источником сигнала, была проанализирована частотная зависимость коэффициента отражения по входу антенны, при этом полоса частот работы антенны (эффективного согласования) находилась как диапазон частот, для которого величина коэффициента отражения опускалась ниже уровня -10 дБ .

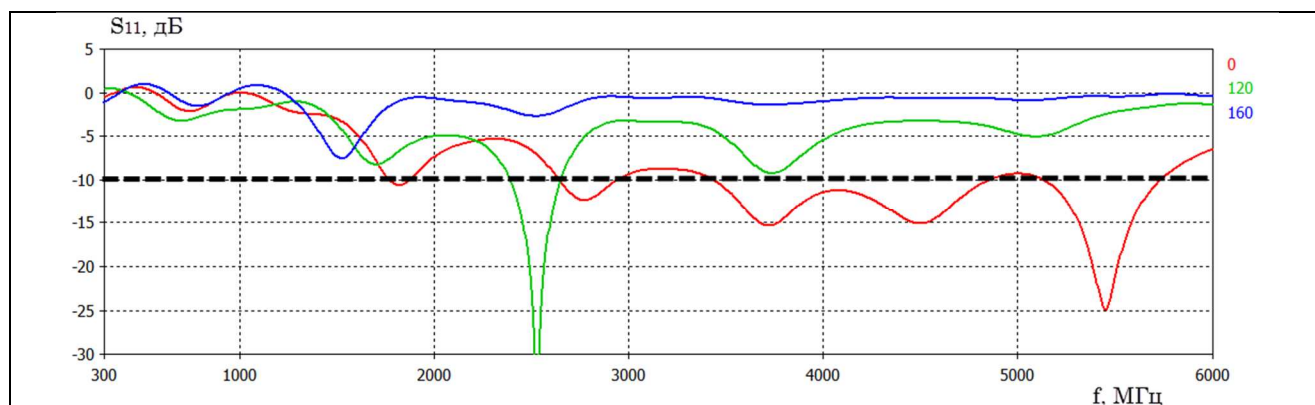


Рис. 3 Частотная зависимость коэффициента отражения по входу (S_{11}) для трёх значений угла поворота возбуждающего веера 0° , 120° и 160°

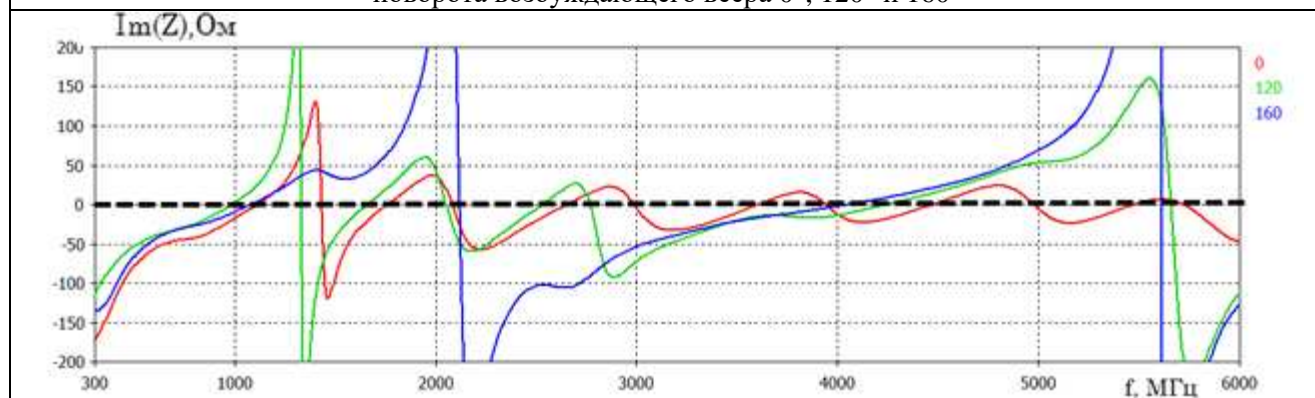


Рис. 4 Частотная зависимость реактивной составляющей входного импеданса для трёх значений угла поворота возбуждающего веера 0° , 120° и 160°

Для найденных диапазонов были определены резонансные частоты антенны, а также значения, соответствующие наилучшему возможному согласованию антенны со входом.

На найденных резонансных частотах анализировались следующие характеристики направленности антенны: коэффициент усиления, уровень боковых лепестков, ширина диаграммы направленности (определяемая по уровню -3 дБ).

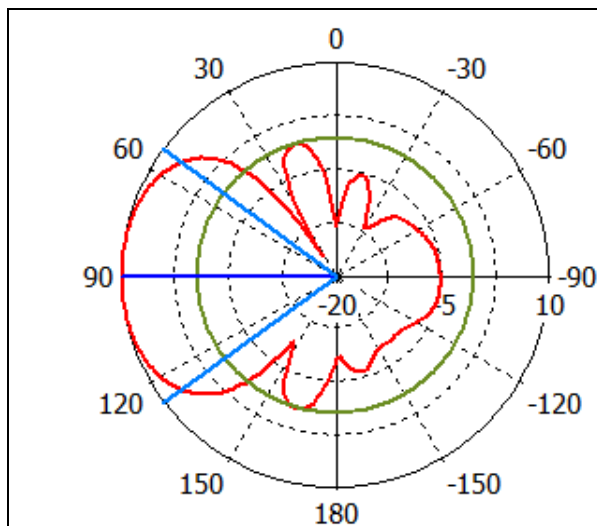


Рис. 5 Вертикальная диаграмма направленности при угле раскрыва возбуждающего веера 10°

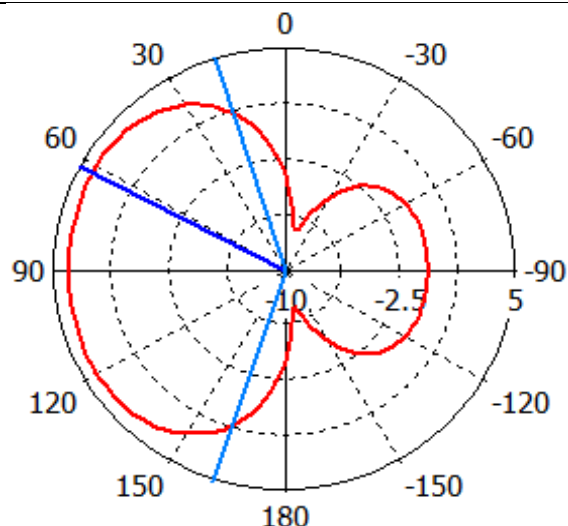


Рис. 6 Вертикальная диаграмма направленности при угле раскрыва возбуждающего веера 130°

Анализ зависимостей наилучшего достижимого согласования показывает, что антенна является эффективно согласованной для любого рассматриваемого диапазона раскрывов возбуждающего веера. Однако эффективность согласования существенно ухудшается вплоть до полного рассогласования для больших углов поворота (более 130°).

Стоит отметить, что при этих же углах поворота (начиная с 110°) антенна теряет свои широкополосные свойства и становится сначала узкополосной с высокой степенью согласования (при 110° - 120°), после чего согласование теряется полностью. Однако в диапазоне углов поворотов до 110° она может быть эффективно использована как широкополосный излучающий элемент. При этом варьирование угла поворота от 40° до 70° и от 80° до 100° практически не меняет ни резонансные частоты, ни полосы пропускания.

Схожая зависимость наблюдается при варьировании угла раскрыва веера. Так в диапазоне от 90° до 150° частотные свойства сохраняются практически постоянными, однако отличительной особенностью является то, что широкополосные свойства теряются не только при больших (более 150°), но и при малых (менее 30°) углах раскрыва.

Анализ коэффициента усиления показывает, что он является слабо чувствительным к варьированию угла поворота от 0° до 100° и угла раскрыва от 30° до 120° и равен 10 дБ. Это означает, что изменение геометрии возбуждающего веера антенны позволяет добиваться желаемой полосы пропускания, резонансных частот и степени согласования без потери усиления. С увеличением угла поворота более 110° градусов коэффициент усиления существенно падает, что, как уже указывалось, объясняется ухудшением согласования антенны с источником.

Варьирование как угла поворота, так и угла раскрыва до 110° обеспечивает наиболее низкий и практически постоянный уровень боковых лепестков равный -10 дБ. При перестройке параметров более 110° уровень боковых лепестков ухудшается существенно (вплоть до -4 дБ), что объясняется изменением формы диаграммы направленности: расширяется главный лепесток, поглощая боковые; диаграмма принимает двухлепестковый характер с передним и задним лепестком.

Стоит отметить, что управление шириной диаграммы направленности в диапазоне эффективного функционирования антенны возможно лишь за счет изменения раскрыва возбуждающего веера в диапазоне от 10° до 30° , при этом диаграмму направленности (по уровню -3 дБ) можно расширить не более чем в полтора раза, как следствие, теряя по усилению порядка 3,5 дБ.

Выводы

Анализ результатов моделирования позволяет сделать следующие выводы относительно функционирования построенной модели ЭВ:

- антенна является эффективно согласованной для любого рассматриваемого диапазона раскрытов возбуждающего веера, достигая коэффициента согласования в -55 дБ;
- эффективность согласования для больших углов поворота существенно ухудшается вплоть до полной потери согласования;
- антенна может эффективно использоваться в качестве широкополосного излучающего элемента в диапазоне углов поворота возбуждающего веера до 110° (обеспечивая ширину полосы до 1,6 ГГц), и в диапазоне варьирования угла раскрыва веера не менее 30° , но не более 150° ;
- варьирование же как угла поворота, так и угла раскрыва до 110° обеспечивает наиболее низкий и практически постоянный уровень боковых лепестков равный -10 дБ;
- в диапазоне варьирования более 110° уровень боковых лепестков ухудшается существенно: с -10 до -4 дБ.

В результате проведенного исследования можно предложить создание широкополосной антенны типа Вивальди с механической перестройкой геометрических параметров веера запитки, которая бы обеспечивала коэффициент усиления до 10 дБ, уровень боковых лепестков до -10 дБ, с высоким уровнем согласования на различных частотных поддиапазонах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yngvesson The tapered slot antenna – A new integrated element for millimeter-wave applications // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 37, No. 2, February 1989, pp. 365-374.
2. Gibson P.J. The Vivaldi aerial // Proc. 9th European Microwave Conference, 1979, pp. 103-105.
3. Wang H.Y. Rigorous analysis of Tapered Slot Antennas on dielectric substrates // 10th International Conference on Antennas and Propagation, 1997.
4. Lee R.Q., Simons R.N. Advances in Microstrip and Printed Antennas / John Wiley and Sons, 1997.
5. Устройства СВЧ и антенны. Проектирование фазированных антенных решеток /Под ред. Д.И. Воскресенского. М: Издательство «Радиотехника», 2003 г. – 632 стр.
6. Ma K., Zhao Z., Wu J., Ellis M. S. and Nie Z.-P. A printed vivaldi antenna with improved radiation patterns by using two pairs of eye-shaped slots for UWB applications // Progress In Electromagnetics Research, Vol. 148, 63-71, 2014.
7. He X.X., Chen T., Wang X. A Novel Low RCS Design Method for X-Band Vivaldi Antenna // International Journal of Antennas and Propagation, vol. 2012, Article ID 218681, 6 pages, 2012.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПРОТЯЖЕННЫХ КАНАЛАХ МЕТОДОМ МИНИМАЛЬНЫХ АВТОНОМНЫХ БЛОКОВ

Орлов Е.Е.^{1,2}, Малый С.В.¹

¹ Белорусский государственный университет
orlovraf@gmail.com,

² Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
emc@bsuir.by

При моделировании протяженных каналов распространения электромагнитных волн методами вычислительной электродинамики необходимо использовать поглощающие граничные условия, обеспечивающие согласование падающих на границу волн в широком диапазоне углов, включая касательные. На основе метода эквивалентных источников Гюйгенса предложена модель граничных условий для метода минимальных автономных блоков, работающая в широком диапазоне углов падения. На модельных задачах проведена оценка коэффициента отражения от внешних границ при использовании предложенных граничных условий. Их применение позволяет существенно сократить размер моделируемой области, что особенно важно в низкочастотной области.

Введение

Метод минимальных автономных блоков (МАБ, MAB (англ.), также используется сокращение MAD) успешно используется для решения различных электродинамических задач [1]-[3]. В отличие от метода конечных элементов (МКЭ), метод МАБ использует точное решение уравнений Максвелла внутри блоков [2], что обеспечивает его высокую вычислительную устойчивость.

Метод позволяет решать задачи, содержащие структуры из диэлектриков, гиротропных [1] и киральных сред [2]. Для решения внешних электродинамических задач необходимо использовать поглощающие граничные условия. В простейшем случае в качестве поглощающих граничных условий можно использовать отсутствие внешних канальных волн, падающих на границу. Внешние каналы согласованы для случая нормального падения. Отклонение режима возбуждения границ от нормального плосковолнового приводит к паразитному отражению электромагнитного излучения, падающего на внешние границы из внутренней области. Погрешность увеличивается с увеличением угла падения волны на внешние границы.

При моделировании распространения электромагнитного излучения в протяженных каналах необходимо использование поглощающих граничных условий, обеспечивающих отсутствие отражения от внешних границ в широком диапазоне углов, включая касательные. Аналогичные требования к поглощающим граничным условиям возникают, когда источник электромагнитного излучения находится близко к внешним границам.

Предлагается модель поглощающих граничных условий для метода МАБ, обеспечивающая широкоугольное согласование внутренней области с внешним пространством.

Граничные условия свободного пространства в методе МАБ с использованием матрицы рассеяния свободного пространства

При решении внешних электродинамических задач методом МАБ для задания граничных условий предлагается использовать матрицу рассеяния многополюсника, образованного каналами, выходящими на границы исследуемой области со стороны внешнего пространства. Данная матрица описывает реакцию внешнего, по отношению к исследуемой области, пространства на произвольное электромагнитное возбуждение из исследуемой области. Эффективность использования матрицы рассеяния для моделирования поглощающих граничных условий зависит от вычислительных затрат на расчет ее элементов. Одним из возможных алгоритмов расчета элементов матрицы рассеяния внешней области является рассмотрение двух вложенных областей конечных размеров. На внешних границах большей области используются простейшие поглощающие условия для нормального падения волн на границы. Матрица рассеяния находится с использованием рекомпозиционного алгоритма, который требует существенных вычислительных затрат на объединение внутренних каналов. Для повышения

точности расчета матричных коэффициентов требуется увеличение размеров внешней области, что делает возможным применение этой методики только для двухмерных задач.

Алгоритм расчета матрицы рассеяния свободного пространства

Предлагается алгоритм расчета матрицы рассеяния свободного пространства, основанный на использовании выражений для электромагнитного поля, излучаемого элементом Гюйгенса, совпадающим с гранью или стороной блока. Амплитуда источника определяется амплитудой канальной волны, распространяющейся в соответствующем виртуальном волноводе.

Обозначим число каналов МАБ, выходящих на границу рассматриваемой области и остального свободного пространства, как N . С помощью выражений для электромагнитного поля, излучаемого элементом Гюйгенса, находим проекции электрического и магнитного полей $E_{ch,k,i}$, $H_{ch,k,i}$ ($i=1..N$) на базисные функции i -го граничного канала ($i=1..N$), создаваемые возбужденным граничным каналом МАБ с номером $k \leq N$ и единичной амплитудой. Амплитуда канальных волн связана с проекциями компонент электромагнитного поля следующим образом:

$$ci_{k,i} = (E_{ch,k,i} + W_0 H_{ch,k,i}) / 2, \quad co_{k,i} = (E_{ch,k,i} - W_0 H_{ch,k,i}) / 2, \quad (1)$$

где $ci_{k,i}$, $co_{k,i}$ - комплексные амплитуды канальной волны i -го канала, падающей на границу внешней области, и волны, падающей на границу внутренней области, соответственно; W_0 - волновое сопротивление вакуума.

Предположим, что мы знаем матрицу рассеяния S свободного пространства относительно рассматриваемой области. Тогда: $S(ci_k + sc_k) = co_k$, где ci_k , co_k - столбцы, составленные из элементов $ci_{k,i}$, $co_{k,i}$; sc_k - столбец возбуждения, соответствующий возбуждению k -го канала единичной амплитудой ($sc_{k,i} = \delta_{i,k}$, $\delta_{i,k}$ - символ Кронекера). Последовательно возбуждая каждый из N каналов, мы формируем СЛАУ для определения S :

$$S(ci + E) = co, \quad (1)$$

где ci , co - матрицы, составленные из столбцов ci_k , co_k ; E - единичная матрица порядка N .

Решив СЛАУ (1), определим матрицу рассеяния S свободного пространства, являющуюся функциональным аналогом поглощающих граничных условий.

Предлагаемая модель граничных условий и метод ее расчета являются функциональными аналогами гибридизации методов UTLM и BEM [4], FEM и BEM [5].

Поле элемента Гюйгенса

Рассмотрим выражения для поля двухмерного элемента Гюйгенса длиной L в случае Е-поляризации. Оно формируется эквивалентным электрическим $\vec{n} \times \vec{H}_0$ и магнитным $-\vec{n} \times \vec{E}_0$ токами (

$\vec{E}_0 = \vec{z}$ (\vec{z} - орт оси z), $\vec{H}_0 = \frac{\vec{n}}{W_0} \times \vec{E}_0$) [6, с. 335] и выражается через формулы для поля векторного

потенциала:

$$E_z = \left[\frac{i}{8} k \frac{(\vec{r} \cdot \vec{n})}{r} (H_{-1}^2(kr) - H_1^2(kr)) + \frac{\mu_0 \pi f H_0^{(2)}(kr)}{2W_0} \right] L, \quad (2)$$

$$H_{x,y} = \frac{1}{W_0 k r^7} \left(-\frac{i}{8} r_{y,x} k^2 r^6 [H_{-1}^{(2)}(kr) - H_1^{(2)}(kr)] + \right. \\ \left. + 2W_0 \epsilon_0 f \pi \left[\pm \frac{1}{16} r_{x,y} k r^4 \{r_x n_y - r_y n_x\} \{H_{-2}^{(2)}(kr) - 2H_0^{(2)}(kr) + H_2^{(2)}(kr)\} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{8} (H_{-1}^{(2)}(kr) - H_1^{(2)}(kr)) (\mp r_{x,y} r^3 \{r_x n_y - r_y n_x\} + n_{y,x} r^5) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{4} k n_{y,x} r^6 H_0^{(2)}(kr) \right] \right), \quad (3)$$

где \vec{r} - вектор, проведенный из центра элемента Гюйгенса в точку наблюдения; r_x, r_y - компоненты вектора \vec{r} ; \vec{n} - нормаль к элементу Гюйгенса (направление волнового вектора); n_x, n_y - компоненты вектора \vec{n} ; k - модуль волнового вектора; μ_0, ϵ_0 - магнитная и электрическая проницаемости вакуума; W_0 - волновое сопротивление вакуума; f - частота; $H_v^{(2)}$ - функция Ганкеля второго рода.

При совпадении индексов излучающего канала и канала, на грани которого рассчитывается электромагнитное поле, а также для соседних каналов для расчета компонент электромагнитного поля $E_{ch,k,i}$, $H_{ch,k,i}$ применяется численное интегрирование.

Моделирование распределения электромагнитного излучения в двухмерных протяженных областях

Рассмотрим распределение электромагнитного поля, возбуждаемого точечным источником в однородном и изотропном пространстве. Частота электромагнитного излучения равна 300 МГц. Точечный источник расположен в центре области. На рисунке 1 представлены распределения амплитуд электрической компоненты электромагнитного поля, рассчитанные с использованием различных моделей поглощающих граничных условий. Моделирование осуществляется в прямоугольной области с размерами: длина канала — 4 м, ширина — 0,4 м.

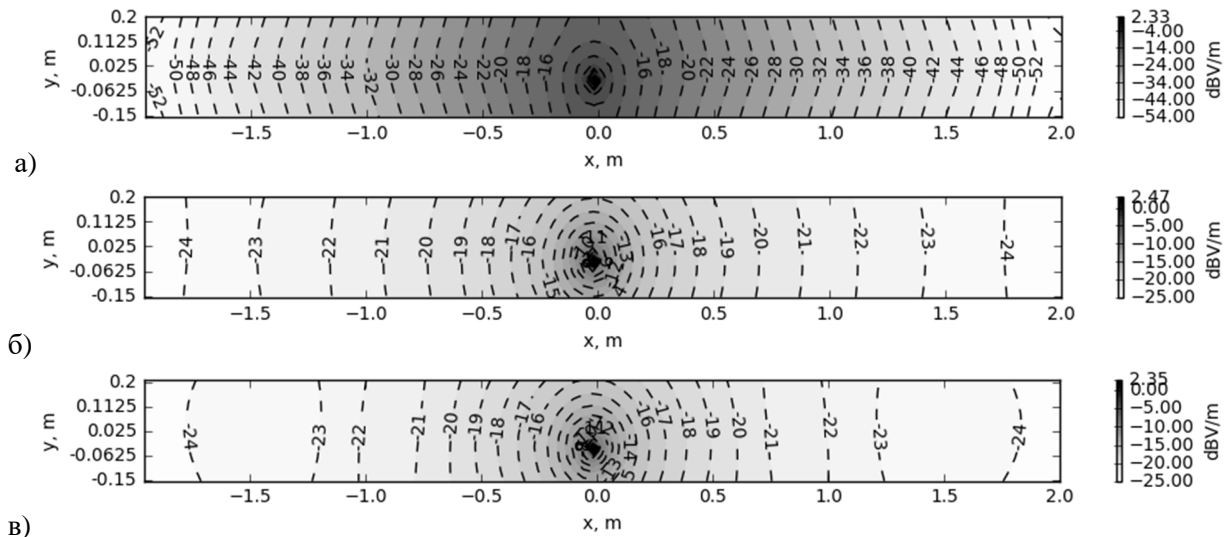
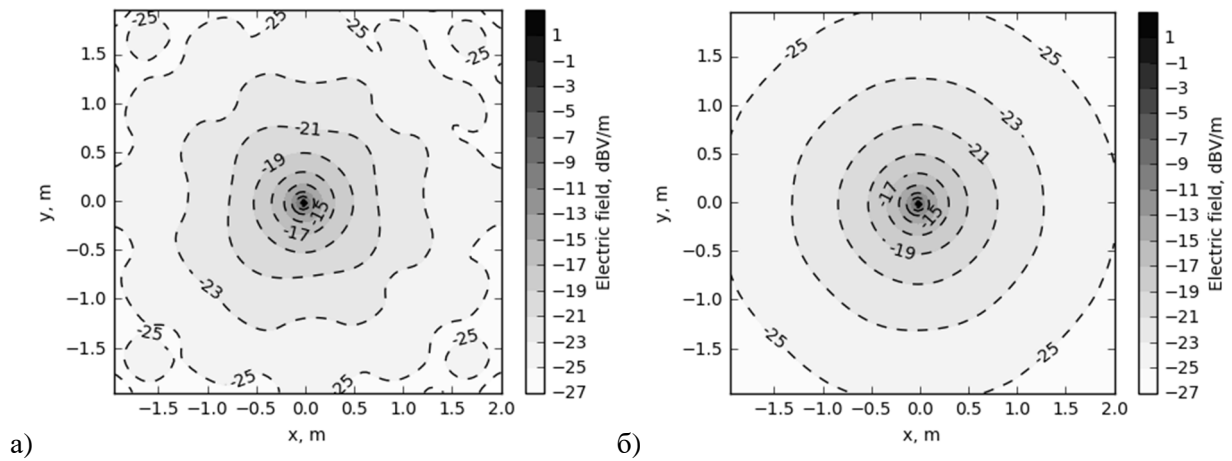


Рисунок 1. Распределение амплитуды электрического поля: а) с использованием простейших граничных условий; б) с использованием граничных условий на основе матрицы рассеяния внешней области; в) для центральной части квадратной области с размерами 4x4 м и простейшими поглощающими граничными условиями.

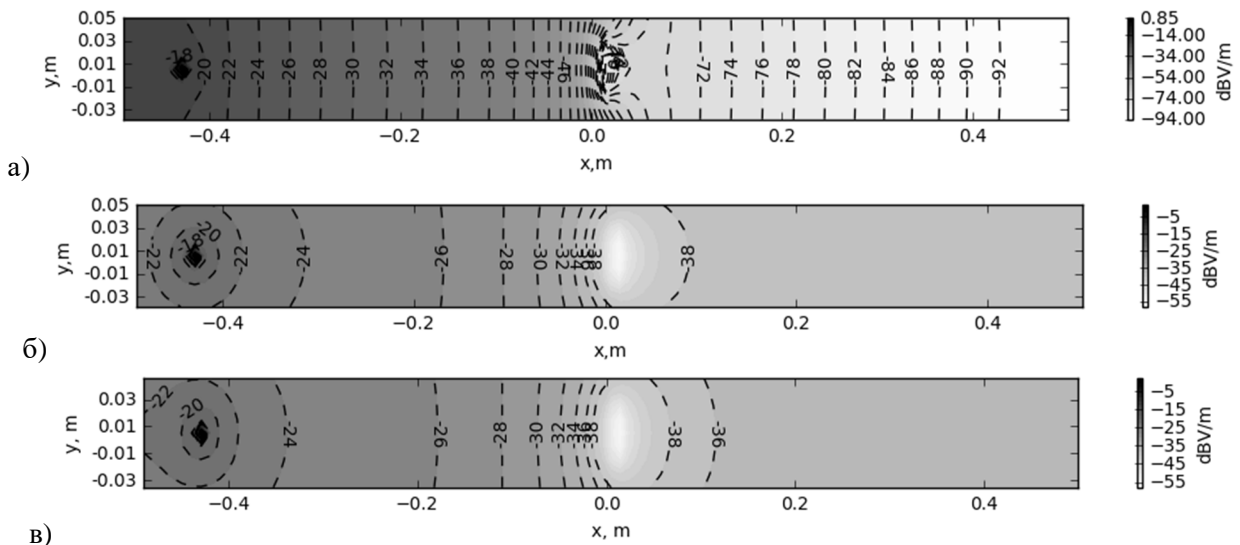


а) б)
Рисунок 2. Распределение поля в квадратной области: а) использование простейших граничных условий; б) использование граничных условий на основе матрицы рассеяния.

На рисунке 2 показаны распределения электрической компоненты поля для квадратной области, в центре которой расположен точечный источник. Использовались два типа граничных условий: простейшие и основанные на матрице рассеяния внешней области.

Как видно из рисунков 1, 2, поглощающие граничные условия на основе матрицы рассеяния позволяют корректно моделировать распределение электромагнитных полей в ограниченных пространственных областях с однородным и изотропным заполнением.

Рассмотрим задачу дифракции поля точечного источника на идеально проводящей полосе, расположенной в свободном и изотропном пространстве. Результаты расчетов представлены на рисунке 3,4.



а) б) в)
Рисунок 3. Распределение амплитуды электрического поля: а) с использованием простейших граничных условий; б) с использованием граничных условий на основе матрицы рассеяния; в) моделирование в большой пространственной области, включающей прямоугольную, с использованием простейших поглощающих граничных условий.

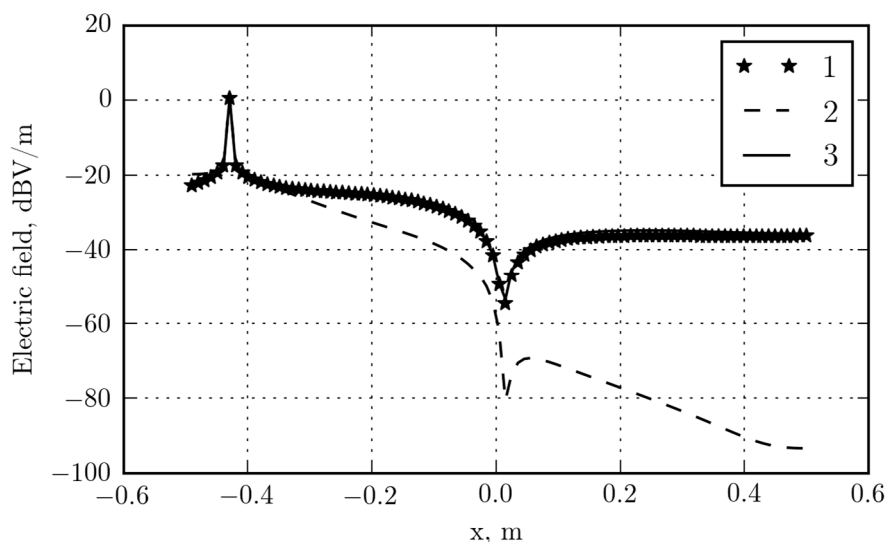


Рисунок 4. Распределение амплитуды электрического поля вдоль оси x ($y=0$): 1 – граничные условия, основанные на основе матрицы рассеяния; 2 – простейшие граничные условия; 3 – простейшие граничные условия для большой области.

Анализ результатов моделирования подтверждает точность и эффективность предложенной методики расчета электромагнитных полей для внешних задач электродинамики. Матрица рассеяния внешнего пространства может использоваться в качестве функционального аналога поглощающих граничных условий. Эффективное согласование с внешним пространством выполняется в широком диапазоне углов падения электромагнитных волн на границы области моделирования.

Заключение

На основе метода эквивалентных источников Гюйгенса предложена методика расчета матрицы рассеяния свободного пространства, ориентированная на метод МАБ. Методика может быть использована для моделирования протяженных каналов, содержащих локальные неоднородности.

Методика может быть адаптирована для более сложных электродинамических задач, при условии, что для них может быть эффективно рассчитана функция Грина [7]).

ЛИТЕРАТУРА

1. Никольский В.В., Никольская Т.И. Декомпозиционный подход к задачам электродинамики / В.В. Никольский – М.:Наука, 1983.
2. Nikolskii V.V., Nikolskaya T.I. Method MAD: 3-D problems including scattering by chiral elements in waveguide // Proc. 23 European Microwave Conf., pp. 646–648, 1993
3. S.V. Maly. The electrodynamic analysis of composites and metamaterials on the basis of the method of minimal autonomous blocks // Abstracts of the International conference "DAYS ON DIFFRACTION'2011". – Russia, Saint Petersburg, May 30 – June 3, 2011. - P. 145
4. Simmons D. Hybrid Methods for Modelling Advanced Electromagnetic Systems using Unstructured Meshes / Doctor of Philosophy Thesis, 2016
5. Silvestro J. Hybrid Finite Element Boundary Integral Method / White paper, ANSYS
6. Гольдштейн Л.Д., Зернов Н. В. Электромагнитные поля и волны / Л.Д. Гольдштейн, Н.В. Зернов – 2 изд. – М.: Советское радио, 1971
7. Collin R.E. Field theory of Guided Waves / R.E. Collin – New York:IEEE Press, 1990

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ПРОСТРАНСТВЕННО РАЗНЕСЕННЫХ ПОДОБЛАСТЯХ ДЛЯ ЗАДАЧ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СОВМЕСТИМОСТИ

Орлов Е.Е.^{1,2}, Малый С.В.¹

¹ Белорусский государственный университет
orlovraf@gmail.com,

² Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
emc@bsuir.by

Рассмотрена методика расчета электромагнитных волн в пространственно разнесенных подобластях. Она базируется на методе минимальных автономных блоков, методе эквивалентных источников и методике Гюйгенса-Кирхгофа. Рассмотрены особенности применения методики для задач электромагнитной совместимости и радиолокации. В качестве тестовых приводятся результаты, полученные с использованием прямого моделирования. Разработанная методика может использоваться для решения задач электромагнитной совместимости в локальных группировках радиоэлектронной аппаратуры, в том числе определения характеристик антенн с учетом их размещения на носителе.

Введение

Широкий класс задач прикладной электродинамики сводится к определению электромагнитных полей в пространственных областях больших волновых размеров (антенны, электромагнитная совместимость, защита информации, беспроводные каналы связи и т.д.). Прямое моделирование требует существенных вычислительных ресурсов. Поэтому представляет интерес разработка эффективных методик, позволяющих рассчитывать электромагнитные поля в пространственно разнесенных подобластях.

Для решения данной задачи большими потенциальными возможностями обладает метод минимальных автономных блоков (МАБ), применяемый для решения широкого класса задач прикладной электродинамики [1-3]. Он обеспечивает сходимость и устойчивость решения при размере шага пространственной сетки до 0.25λ .

Целью работы является разработка гибридной методики расчета электромагнитных полей в пространственно разнесенных подобластях, базирующейся на методе МАБ, методике эквивалентных токов и методике Гюйгенса-Кирхгофа.

Методика расчета электромагнитных полей в пространственно разнесенных подобластях

Расчет электромагнитных полей осуществляется с использованием итерационного варианта метода минимальных автономных блоков. Предполагается, что решается внешняя электродинамическая задача. Источники и объекты рассеяния находятся в бесконечном однородном и изотропном пространстве. Метод эквивалентных источников широко используется при моделировании излучения и рассеяния электромагнитных волн в конечной пространственной области. Предлагается использовать аналогичный подход для расчета электромагнитных полей в пространственно разнесенных подобластях.

Рассмотрим методику на примере двух подобластей, произвольно расположенных друг относительно друга. Электромагнитная связь между областями осуществляется с использованием методики Гюйгенса-Кирхгофа. Поле внутри областей моделируется с использованием метода МАБ. На границах подобластей применяются поглощающие граничные условия. Внутри каждой подобласти заданы два контура: для эквивалентных токов внешних источников и эквивалентных токов поля внутренних источников и (или) рассеянного поля.

Гибридная методика включает следующие этапы:

1. Расчет полей в областях, имеющих источники.
2. Расчет эквивалентных токов на контурах, охватывающих источники и объекты рассеяния.
3. С использованием методики Гюйгенса-Кирхгофа расчет рассеянного и излученного поля и эквивалентных токов на соответствующих контурах в других областях.
4. Повторение пунктов 1-3 до сходимости решения.
5. Расчет производных от распределения поля в областях электродинамических параметров и характеристик.

Поле эквивалентных источников Гюйгенса

Рассмотрим выражения для поля двухмерного элемента Гюйгенса длиной L в случае Е-поляризации. Оно формируется эквивалентным электрическим $\vec{n} \times \vec{H}_0$ и магнитным $-\vec{n} \times \vec{E}_0$ токами ($\vec{E}_0 = \vec{z}$ (\vec{z} - орт оси z), $\vec{H}_0 = \vec{n} \times \vec{E}_0 / W_0$) [4, с. 335] и выражается через формулы для поля векторного потенциала:

$$E_z = \left[\frac{i}{8} k \frac{(\vec{r} \cdot \vec{n})}{r} (H_{-1}^2(kr) - H_1^2(kr)) + \frac{\mu_0 \pi f H_0^{(2)}(kr)}{2W_0} \right] L, \quad (1)$$

$$H_{x,y} = \frac{1}{W_0 k r^7} \left(-\frac{i}{8} r_{y,x} k^2 r^6 [H_{-1}^{(2)}(kr) - H_1^{(2)}(kr)] + \right. \\ \left. + 2W_0 \varepsilon_0 f \pi r \left[\pm \frac{1}{16} r_{x,y} k r^4 \{r_x n_y - r_y n_x\} [H_{-2}^{(2)}(kr) - 2H_0^{(2)}(kr) + H_2^{(2)}(kr)] + \right. \right. \\ \left. + \frac{1}{8} (H_{-1}^{(2)}(kr) - H_1^{(2)}(kr)) (\mp r_{x,y} r^3 \{r_x n_y - r_y n_x\} + n_{y,x} r^5) + \right. \\ \left. + \frac{1}{4} k n_{y,x} r^6 H_0^{(2)}(kr) \right] \Bigg), \quad (1)$$

где \vec{r} - вектор, проведенный из центра элемента Гюйгенса в точку наблюдения; r_x, r_y - компоненты вектора \vec{r} ; \vec{n} - нормаль к элементу Гюйгенса (направление волнового вектора); n_x, n_y - компоненты вектора \vec{n} ; k - модуль волнового вектора; μ_0, ε_0 - магнитная и электрическая проницаемости вакуума; W_0 - волновое сопротивление вакуума; f - частота; $H_\nu^{(2)}$ - функция Ганкеля второго рода.

Пример: двумерный случай взаимного влияния пространственно разнесенных подобластей

В качестве примера для демонстрации применения описанного алгоритма с использованием метода МАБ рассматривалась двумерная задача с геометрией, показанной на рисунке 1: имеется область с излучающей антенной, на незначительном волновом расстоянии от которой находится некоторый объект (металлическая лента). Частота анализа — 300 МГц, поляризация электрическая, металлические ленты в примере рассматриваются как бесконечно тонкие идеально проводящие. Требуется оценить влияние металлической пластины на диаграмму направленности антенны. Данный пример решался двумя способами: 1) согласно рассмотренной методике, основанной на методе эквивалентных источников и методике Гюйгенса-Кирхгофа; 2) прямым способом.

Расположение подобластей специально выбрано близким для того, чтобы показать корректность используемого подхода, поскольку неточности методики будут наиболее заметны на небольших расстояниях (по сравнению с длиной волны и размерами подобластей). Блоки сетки для подобластей и тестовой области являются одинаковыми квадратами с длиной стороны 2.38 см.

При решении примера с помощью рассмотренной методики выделялись две подобласти (рис. 1). Первая подобласть содержит эквивалент антенны (точечный изотропный источник и металлическая лента), вторая подобласть — металлическую ленту. В каждой из подобластей выбиралась поверхность приема (рис. 2, по штриховому прямоугольному контуру на подобласть) и поверхность излучения (рис. 2, по сплошному прямоугольному контуру на подобласть). Сетка в подобластях показана на рис. 2 белыми прямыми. В данном примере для расчета взаимного влияния между подобластями нельзя использовать методику Гюйгенса-Кирхгофа в приближении дальней зоны, поскольку расстояние между подобластями меньше длины волны.

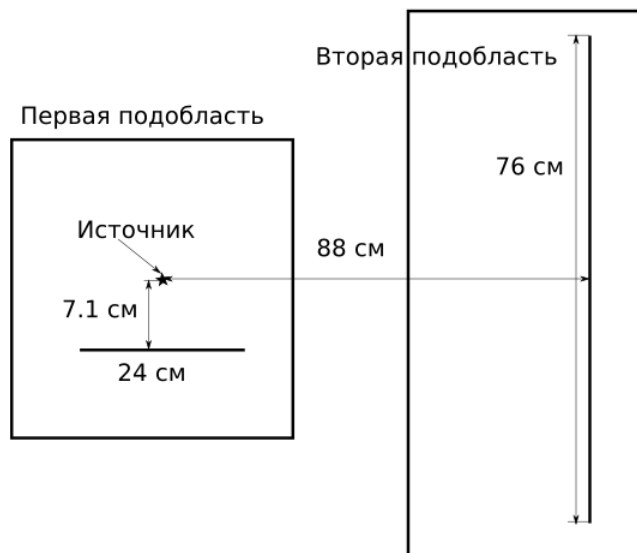


Рисунок 1. Геометрия тестовой задачи

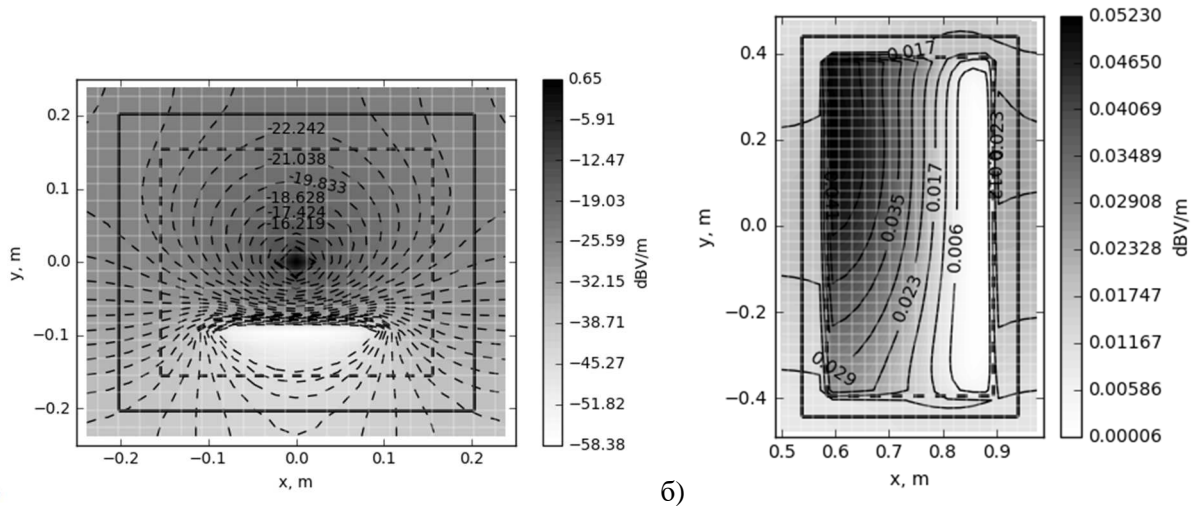


Рисунок 2. а) Распределение амплитуды электрического поля в первой подобласти, смоделированной в качестве самостоятельной задачи; б) распределение амплитуды электрического поля во второй подобласти, смоделированной в качестве самостоятельной задачи, с эквивалентным возбуждением, рассчитанным по рассмотренной методике

Результаты начального (без эквивалентного источника возбуждения от второй области, первая итерация) расчета распределения электрического поля в первой подобласти и расчета распределения электрического поля во второй подобласти с эквивалентным источником возбуждения от первой подобласти на первой итерации показаны на рис. 2. Результаты расчета прямым моделированием распределения электрического поля для тестовой задачи показаны на рис. 3. Видно, что рисунки 2 б) и 3 б) демонстрируют высокую степень сходства, в том числе относительно максимальной амплитуды электрического поля. Отметим, что некоторая неровность изолиний на рис. 3 а) связана с использованием простейших поглощающих граничных условий и незначительным переотражением электромагнитного поля от них.

На рис. 4 представлена диаграмма направленности рассматриваемой системы, рассчитанная разными способами. Кривая 3 получена следующим образом: рассчитать распределение в первой подобласти; с помощью описываемой методики рассчитать распределение электромагнитного поля во второй области; рассчитать распределение электромагнитного поля в первой подобласти с учетом поля, отраженного от второй подобласти; рассчитать распределение электромагнитного поля во второй области, создаваемого первой подобластью с распределением поля, найденного на

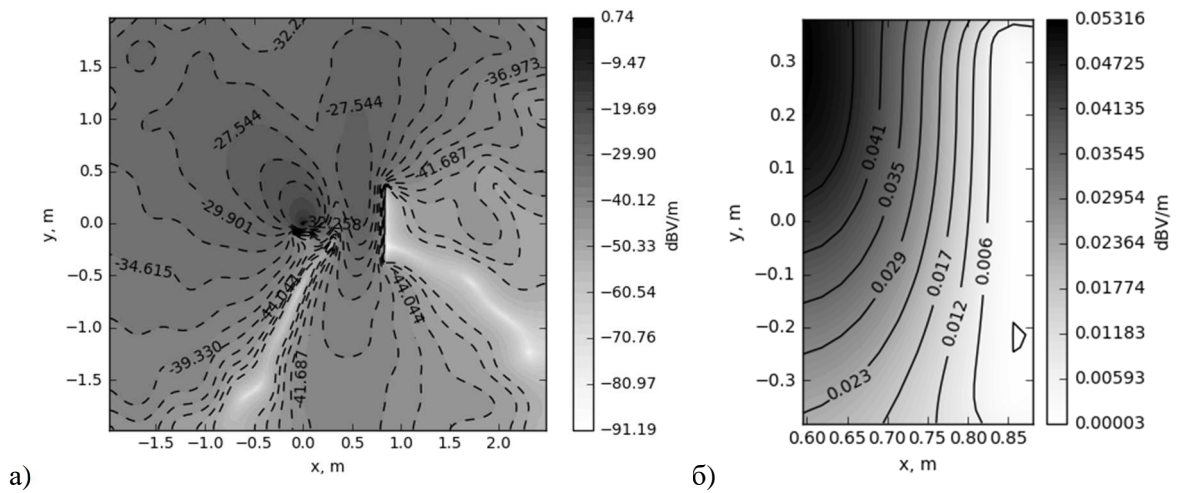


Рисунок 3. а) Распределение амплитуды электрического поля для тестовой задачи во всей моделируемой области; б) Распределение амплитуды электрического поля для тестовой задачи во второй подобласти

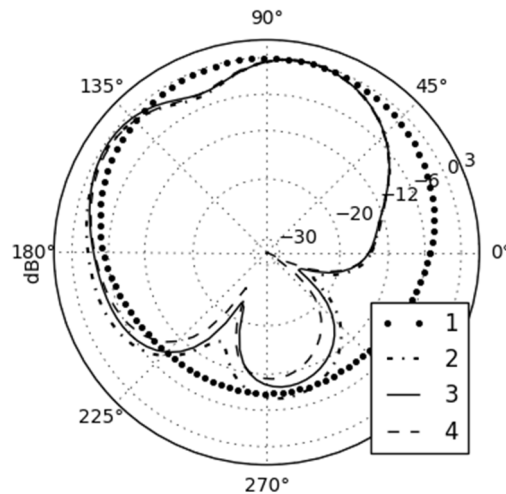


Рисунок 4. Рассчитанная диаграмма направленности рассматриваемой системы: 1 — расчет по результатам моделирования только первой подобласти, 2 — расчет по результатам моделирования первой и второй подобластей, 3 — расчет по результатам моделирования первой и второй подобластей (вторая итерация), 4 — расчет по результатам тестового прямого моделирования

предыдущем шаге. Из рисунка видно, что: 1) диаграмма направленности системы без учета металлической ленты во второй подобласти значительно отличается от реальной диаграммы направленности (рассчитанной прямым моделированием всей системы); 2) диаграмма направленности, рассчитанная с использованием описываемой методики, очень близка к диаграмме направленности, рассчитанной прямым моделированием; 3) увеличение количества учитываемых переизлучений (итераций) в описываемой методике приводит к сближению получаемой диаграммы направленности к диаграмме направленности, рассчитанной прямым моделированием. Данные особенности позволяют утверждать о корректности описываемой методики с использованием метода МАБ.

Заключение

На тестовой задаче оценки диаграммы направленности излучателя показано, что метод МАБ может успешно применяться совместно с методом эквивалентных источников и методикой Гюйгенса-Френеля для численного моделирования задач, содержащих пространственно разнесенные подобласти.

Отметим, что использование метода эквивалентных источников позволяет рассчитывать взаимодействие между подобластями, расположенными произвольным образом, что является

нетривиальной задачей при использовании метода МАБ (метод может работать только с прямолинейной сеткой).

ЛИТЕРАТУРА

1. Никольский В.В., Никольская Т.И. Декомпозиционный подход к задачам электродинамики / В.В. Никольский – М.:Наука, 1983
2. Nikolskii V.V., Nikolskaya T.I. Method MAD: 3-D problems including scattering by chiral elements in waveguide // Proc. 23 European Microwave Conf., pp. 646–648, 1993
3. S.V. Maly. The electrodynamic analysis of composites and metamaterials on the basis of the method of minimal autonomous blocks // Abstracts of the International conference "DAYS ON DIFFRACTION'2011". – Russia, Saint Petersburg, May 30 – June 3, 2011. - P. 145.
4. Гольдштейн Л.Д., Зернов Н. В. Электромагнитные поля и волны / Л.Д. Гольдштейн, Н.В. Зернов – 2 изд. – М.: Советское радио, 1971.

О ДИСПЕРСИОННЫХ ИСКАЖЕНИЯХ СВЕРХКОРОТКОГО ХАОТИЧЕСКОГО РАДИОИМПУЛЬСА В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ С ДВУМЯ РЕЗОНАНСАМИ

Стрелков Г.М., Худышев Ю.С.

*Фрязинский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
strelkov@ms.ire.rssi.ru*

Рассмотрены характер и возможные особенности дисперсионных искажений сверхкороткого хаотического радиоимпульса при распространении в атмосферном окне прозрачности, ограниченном частотами резонансного поглощения водяного пара 326,4 ГГц и 380,1 ГГц. Показано, что существенной особенностью искажений может являться формирование у импульса «хвоста», протяженность которого по временной оси многократно превышает начальную длительность импульса и определяется, прежде всего, полушириной резонансных линий или, что то же, давлением в среде. Мгновенная частота колебаний поля в «хвосте» варьирует, в основном, в пределах занимаемого окном частотного интервала.

Введение

Одним из направлений развития радиосистем различного назначения является работа с импульсными сигналами, характеристики которых изменяются случайным образом (хаотически) (см., напр. [1]). В зависимости от частотного диапазона, которому принадлежит спектр сигнала, значительное влияние на его распространение могут оказывать природные среды. Для сигналов терагерцового диапазона (частоты 100...1000 ГГц) такой средой является земная атмосфера. Коэффициент поглощения и показатель преломления атмосферы в терагерцовом диапазоне определяются многочисленными резонансными линиями её малых газовых составляющих, основная роль среди которых принадлежит водяному пару [2]. В [3] представлены некоторые данные о возможных особенностях и уровне дисперсионных искажений хаотического импульса, распространяющегося по однородной атмосферной трассе. Рассмотрен случай, когда в пределах частотного интервала, занимаемого спектром импульса, присутствует сильная линия водяного пара с резонансной частотой 183,36 ГГц ($\lambda \approx 1,636$ мм). Анализ выполнен непосредственно во временной области без привлечения интеграла Фурье.

Другая типичная ситуация может сложиться, когда уже спектр сигнала находится в пределах частотного интервала, ограничиваемого двумя достаточно сильными резонансными линиями, так что каждая из них вносит свой вклад в деформацию распространяющегося импульса. Цель настоящего доклада – представить данные о характере искажений хаотического импульса, спектр или значительная часть спектра которого приходится на атмосферное окно прозрачности, центрированное вблизи $\lambda \approx 0,85$ мм и ограниченное линиями водяного пара с резонансными частотами $\nu_{p1} = 326,4$ ГГц и $\nu_{p2} = 380,1$ ГГц. Величинам, характеризующим ниже указанные линии, далее соответствуют индексы 1 для меньшей и 2 для большей резонансной частоты. Анализ выполнен на основе общего решения задачи, приведенного в [4].

Хаотический импульс и его амплитудный спектр

Напряженность поля излучаемого импульса E описывается как решение стохастического нелинейного дифференциального уравнения

$$\ddot{E} + (\omega' t_n)^2 E = (\omega' t_n) (\varepsilon - E^2) \dot{E} + (\omega' t_n)^2 \sqrt{2D} \xi(\bar{t}), \quad (1)$$

которое является вариантом одного из базовых для теории периодических автоколебаний уравнения Ван дер Поля и в котором нормировка времени $\bar{t} = \omega' t$ (так называемое приведение частоты автоколебаний системы к единице) заменена нормировкой $\bar{t} = t/t_n$. В (1) введены обозначения: t – время; $\xi(t)$ – нормированный белый гауссовский шум; D – его дисперсия; t_n – длительность импульса; $\omega' = 2\pi f'$; f' – резонансная частота осциллятора; $\varepsilon \ll 1$ – параметр, определяющий степень квазигармоничности колебаний напряженности поля в излучаемом импульсе. Белый шум в (1) моделировался по [5]. Далее величину f' будем называть несущей частотой хаотического импульса. Как пример на рис.1а хаотический импульс (кривая 1) сопоставлен с импульсом – синусоидальным цугом (кривая 2). Энергия каждого из них равна 0,5; резонансная частота осциллятора 355 ГГц совпадает с

частотой цуга, а длительность хаотического импульса $t_{и} = 0,02817$ нс взята из тех соображений, что синусоидальный цуг содержит ровно 10 полных колебаний. На рис.1б сопоставлены амплитудные спектры указанных импульсов. У хаотического импульса могут заметно изменяться положение максимума спектра и его среднеквадратическая ширина ΔF . Для кривых 1 и 2 на рис.1б последняя величина составляет 52,5 ГГц и 41,9 ГГц соответственно.

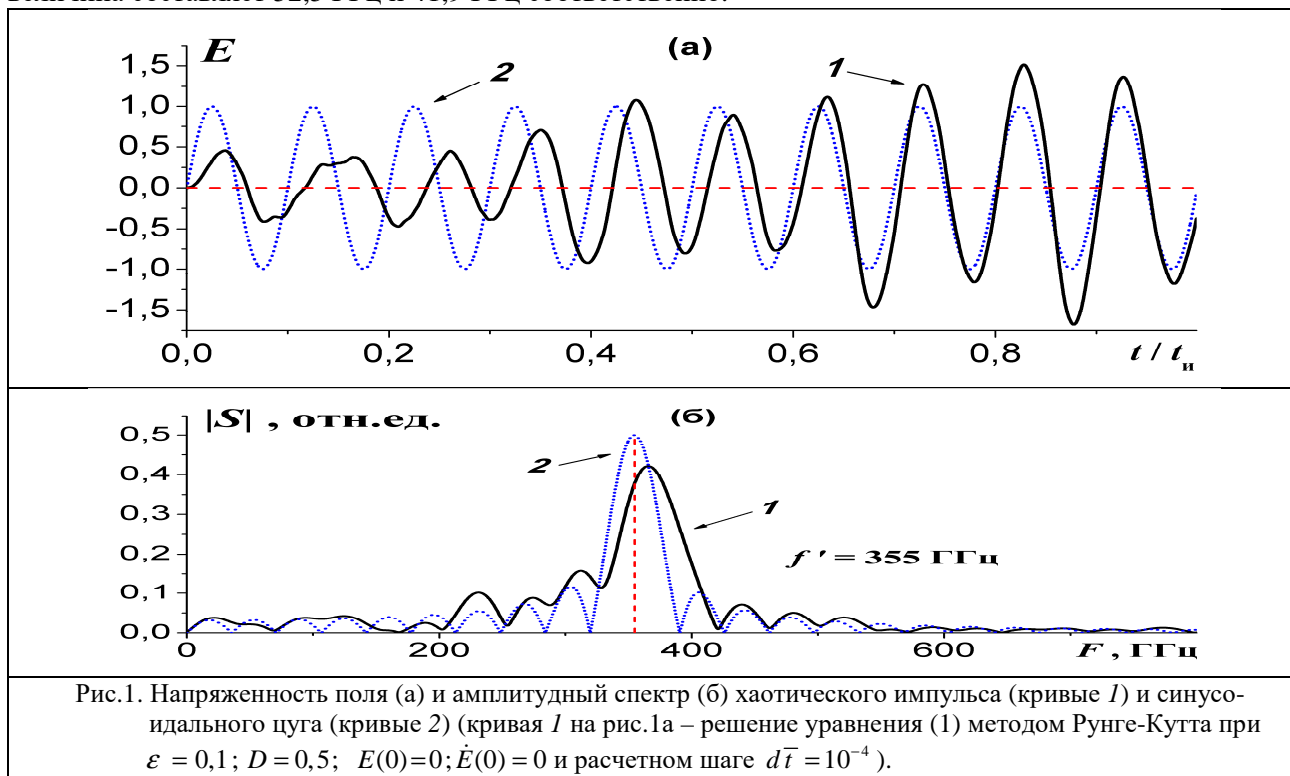


Рис.1. Напряженность поля (а) и амплитудный спектр (б) хаотического импульса (кривые 1) и синусоидального цуга (кривые 2) (кривая 1 на рис.1а – решение уравнения (1) методом Рунге-Кутты при $\varepsilon = 0,1$; $D = 0,5$; $E(0)=0$; $\dot{E}(0) = 0$ и расчетном шаге $d\bar{t} = 10^{-4}$).

Деформация хаотического импульса на атмосферной трассе

Последующие искажения хаотического импульса, изображенного на рис.1а, описывались на основе [4]. Примеры его деформации по прохождении однородной атмосферной трассы, приведены на рис.2 – 4 (кривые 1). Принятые здесь значения полуширины спектральной линии $\Delta\nu$ равны $\sim 3,0$; 0,5 и 0,1 ГГц соответственно, что отвечает приповерхностной трассе (рис.2) и трассам с высотами ~ 12 км (рис.3) и ~ 23 км (рис.4), а различие в величинах τ_1 и τ_2 обусловлено большей интенсивностью высокочастотной линии. На каждом из рисунков приведены три варианта деформированного импульса. Им отвечают значения несущей частоты, которые указаны на поле рисунков и приходится на границы окна прозрачности и (примерно) на его середину.

Во всех приведенных примерах деформация импульса проявляется как формирование у него «хвоста», протяженность которого при прочих равных условиях увеличивается с удалением трассы от поверхности. В свою очередь, «хвост» представляет собой совокупность пучностей и перетяжек величины поля. Количественно его вклад в уровень искажений импульса оценим как долю текущей энергии, содержащуюся в «хвосте», т.е. как величину $\chi = \frac{\int_{t_{и}}^{\infty} |E(\bar{t}')|^2 d\bar{t}'}{\int_0^{\infty} |E(\bar{t}')|^2 d\bar{t}'}$. Выраженная в процентах величина χ составляет 69,9; 74,7 и 72,5 % для кривых 1 рис.2а; б и в и, аналогично, 24,1; 64,2 и 68,6 % для кривых 1 рис.3а; б и в и 4,5; 28,4 и 30,1 % для кривых 1 рис.4а; б и в. Таким образом, на «хвост» может приходиться основная доля текущей энергии импульса. Наиболее заметно эта особенность искажений будет проявляться на приземной трассе. При этом перемещение несущей в пределах окна прозрачности может и не сопровождаться её выраженным влиянием на величину χ .

Детальный анализ кривых $E(\bar{t}')$ показывает, что напряженность поля в течение текущей длите-

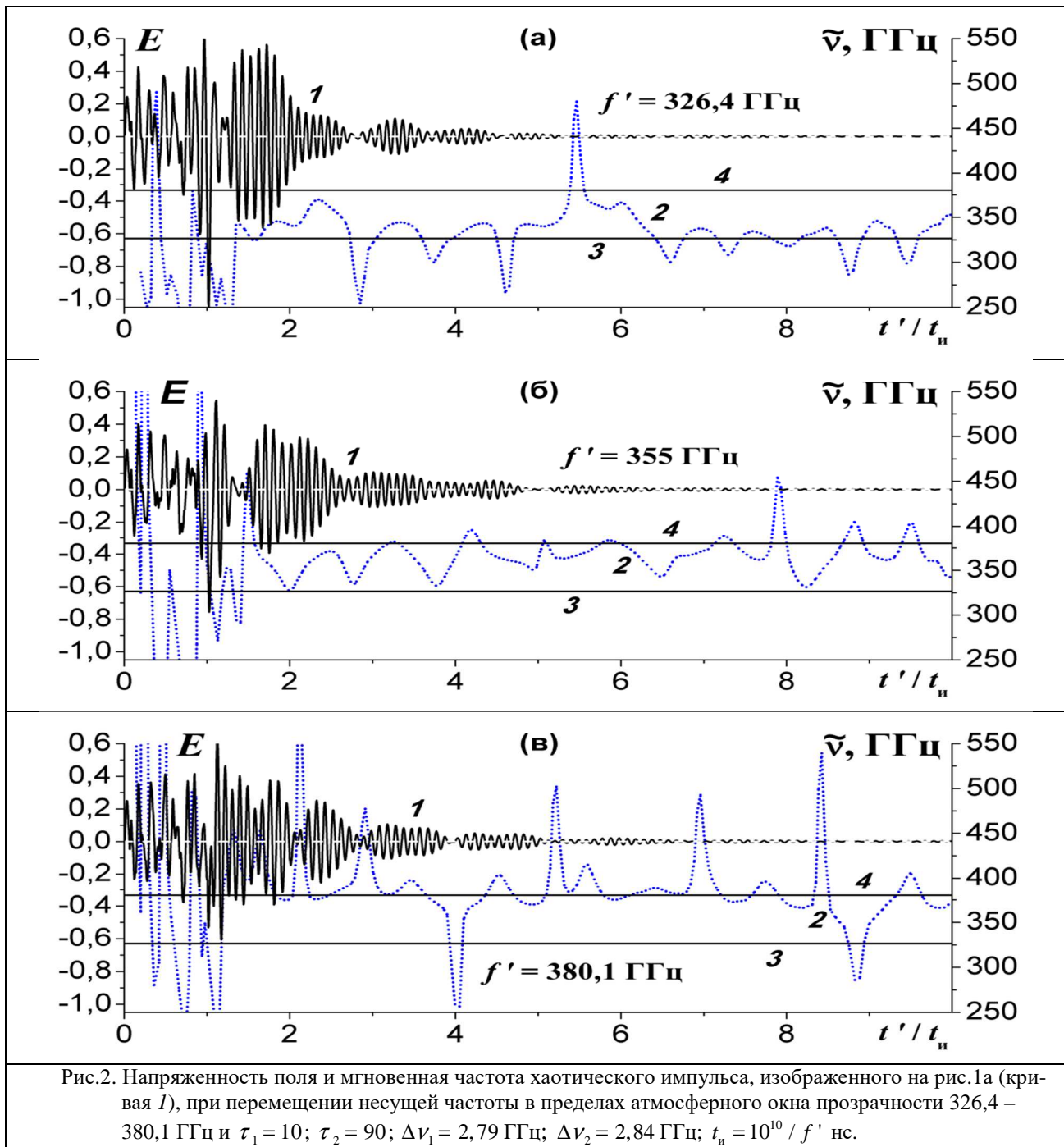
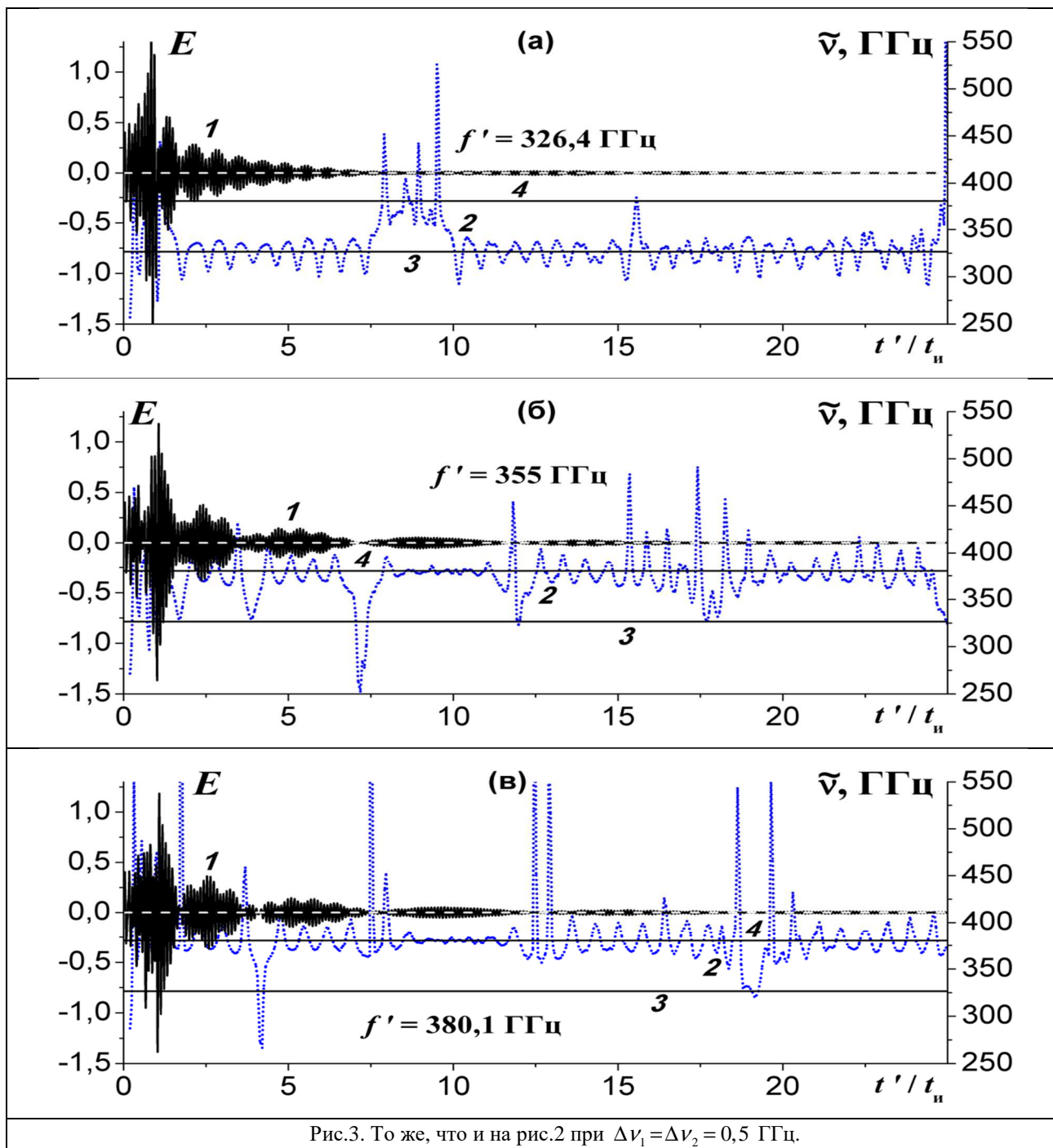


Рис.2. Напряженность поля и мгновенная частота хаотического импульса, изображенного на рис.1а (кривая 1), при перемещении несущей частоты в пределах атмосферного окна прозрачности 326,4 – 380,1 ГГц и $\tau_1 = 10$; $\tau_2 = 90$; $\Delta\nu_1 = 2,79$ ГГц; $\Delta\nu_2 = 2,84$ ГГц; $t_n = 10^{10} / f'$ нс.

льности импульса претерпевает регулярные колебания с нулевым средним (белый пунктир на рис.2 – 4). Мгновенную частоту колебаний $\tilde{\nu}$ и её поведение в пределах текущей длительности импульса оценим численно, используя соотношение

$$\tilde{\nu}(\bar{t}') = 1 / (t_n \Delta \bar{t}'). \quad (2)$$

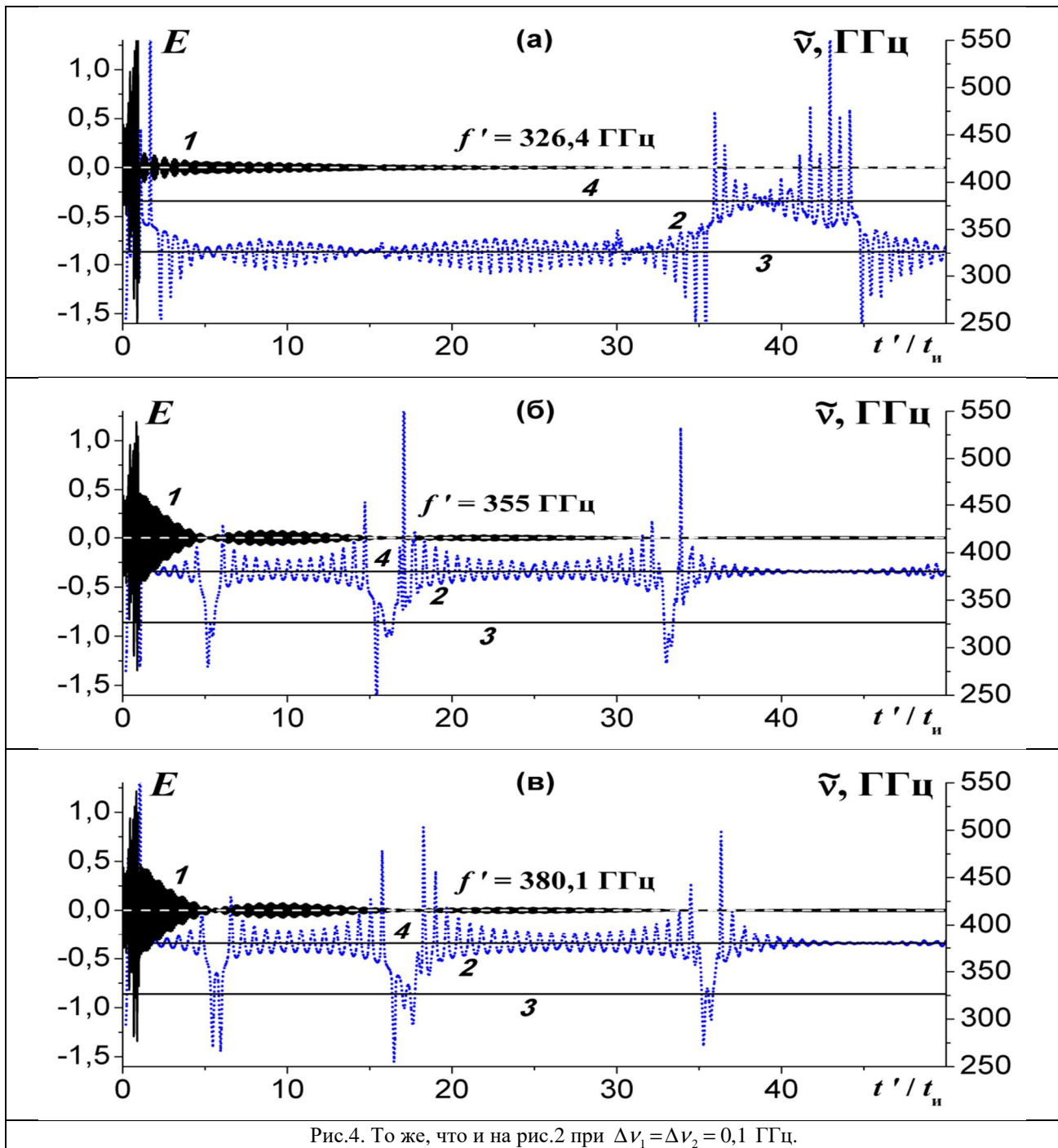
Здесь $\Delta \bar{t}'$ – расстояние по временной оси между парой нулей кривых 1 на рис.2 – 4 с номерами n и $n + 2$. При этом положение нуля с номером $n + 1$ определит момент времени \bar{t}' , к которому относится оценка величины мгновенной частоты на временном интервале, ограниченном положением нулей с указанными номерами. Соответствующие результаты приведены на рис.2 – 4 кривыми 2 совместно с горизонталями 3 и 4. Ординаты (правые) последних определяют границы окна прозрачности, в котором распространяется импульс. Визуальная оценка положения кривых 2 относительно частотно-

Рис.3. То же, что и на рис.2 при $\Delta\nu_1 = \Delta\nu_2 = 0,5$ ГГц.

го интервала, ограничиваемого горизонталями 3 и 4, позволяет, сделать вывод о выраженном влиянии несущей частоты на частоту колебаний поля в «хвосте». При $f' = \nu_{p1}$ частота $\tilde{\nu}$ колеблется вблизи резонансной частоты ν_{p1} (кривые 2 на рис.2а – 4а). При смещении несущей к центру окна прозрачности мгновенная частота варьирует в его пределах (кривая 2 на рис.2б) либо вблизи его верхней границы (кривые 2 на рис.3б и 4б). Наконец, при $f' = \nu_{p2}$ частота $\tilde{\nu}$ варьирует вблизи верхней границы окна прозрачности (кривые 2 на рис.2в – 4в).

Заключение

Выполнен анализ характера и особенностей дисперсионных искажений сверхкороткого хаотического импульса, который распространяется по однородной трассе в атмосферном окне прозрачности, принадлежащем терагерцовому частотному диапазону.

Рис.4. То же, что и на рис.2 при $\Delta\nu_1 = \Delta\nu_2 = 0,1$ ГГц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Максимов Н.А., Панас А.И. Генерация хаоса. М.: Техносфера. 2012. 423 с.
2. Жевакин С.А., Наумов А.П. // РЭ. 1964. Т.9. № 8. С.1327 – 1337.
3. Стрелков Г.М., Худышев Ю.С. // III Всероссийская Микроволновая конференция (Москва, ноябрь 2015). Доклады. - М.: ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН. 2015. С.290-295.
4. Стрелков Г.М. // РЭ. 2008. Т.58. № 10. С.989-1001.
5. Vox G.E.P., Muller M.E. // Ann. Math. Statistics. 1958. V.29. No.2. P.610-611.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО РАДИОИМПУЛЬСА С ХАОТИЧЕСКОЙ НЕСУЩЕЙ В ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СРЕДЕ

Деркач Д.А.^{1,2}, Вознесенская Т.В.², Стрелков Г.М.¹

¹ Фрязинский филиал ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН

strelkov@ms.ire.rssi.ru

² НИУ ВШЭ, ф-т компьютерных наук

tvoznenskaya@hse.ru, denis_der@mail.ru

На основе полученного ранее общего решения задачи рассмотрены возможные характер и особенности дисперсионных искажений прямоугольного радиоимпульса микросекундной длительности с хаотической несущей при распространении в холодной плазменной среде. Скачки несущей моделируются на основе отображения Чебышева первого рода третьего порядка. Показано, что удаление импульса от излучателя сопровождается его быстрой трансформацией к виду шумоподобного сигнала, в пределах текущей длительности которого вариации плотности потока мощности излучения могут значительно превышать ее значение для излучаемого импульса.

Введение

Одним из направлений развития радиосистем различного назначения является работа с импульсными сигналами, характеристики которых изменяются случайным образом (хаотически) (см., напр. [1 – 3]). Такие сигналы обладают широкими спектрами, позволяют, в том числе, увеличивать скрытность работы систем и обладают рядом других преимуществ по сравнению с регулярными сверхширокополосными сигналами. В то же время в опубликованных к настоящему времени результатах соответствующих исследований отсутствует анализ важного аспекта проблемы, связанного с влиянием среды распространения на характеристики хаотических сигналов. Такая ситуация обусловлена, в первую очередь, тем, что дисперсионные искажения сигналов рассматриваются всегда на основе интеграла Фурье. Для амплитудных и фазовых спектров хаотических сигналов аналитические описания отсутствуют, а их ширины, как и даже в более простых ситуациях, препятствуют, по-видимому, получению прямых численных оценок уровня искажений.

В [4] приведено решение задачи о распространении радиоимпульса в холодной столкновительной плазме, основанное на временном представлении сигнала и не являющееся, таким образом, результатом вычисления интеграла Фурье. Принципиальной особенностью решения является возможность аналитического описания на его основе пространственно-временной эволюции импульса без ограничений на его начальные характеристики. Это позволяет применить решение [4] к анализу дисперсионных искажений и хаотических импульсов. Цель настоящего доклада – изложить результаты начального этапа теоретического анализа возможных характера и особенностей эволюции хаотических радиоимпульсов в холодной плазменной среде применительно к случаю сигнала с начальной прямоугольной огибающей и хаотической несущей.

Аналитические и расчетные соотношения

Примем, что: а) в течение длительности импульса $t_{\text{и}}$ его мгновенная несущая частота $\nu(0;t)$ претерпевает N скачков в моменты времени $t_k = k t_{\text{и}} / N$ ($k = 1; 2; 3; \dots; N$), оставаясь неизменной в пределах временных промежутков между скачками, равных $t_{\text{и}} / N$; б) в пределах интервала с номером k несущая определяется выражением

$$\nu(0;t) = f' + \Delta f X_k, \quad t_{k-1} < t \leq t_k. \quad (1)$$

Здесь t – время; f' – центральная несущая импульса; Δf – максимальное отклонение несущей от центрального значения и величина X_k определяется как отображение Чебышева первого рода третьего порядка:

$$X_k = 4X_{k-1}^3 - 3X_{k-1} \quad (2)$$

(аналогично могут быть рассмотрены альтернативные модели вариаций мгновенной частоты).

Конкретный вид знакопеременной последовательности величин X_k определяется начальным условием X_0 , причем $|X_0| < 1$. На рис. 1а приведен пример ступенчатой функции $\nu(0;t)$ для значений параметров, указанных в подписи. Визуально варьирующие значения мгновенной частоты равномерно заполняют весь частотный интервал от $f' - \Delta f$ до $f' + \Delta f$. Заметим, что вид кривой $\nu(0;t)$ заметно чувствителен к величине параметра X_0 .

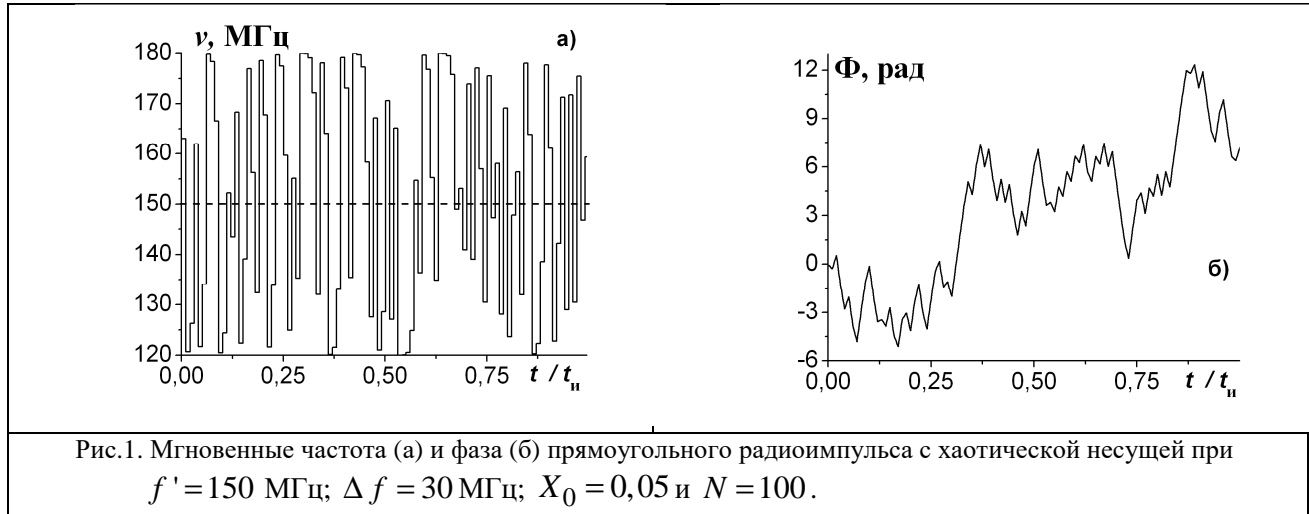


Рис.1. Мгновенные частота (а) и фаза (б) прямоугольного радиоимпульса с хаотической несущей при $f' = 150$ МГц; $\Delta f = 30$ МГц; $X_0 = 0,05$ и $N = 100$.

Комплексная огибающая излучаемого прямоугольного импульса с хаотической несущей (1) описывается выражением

$$\tilde{A}(0;t) = \begin{cases} A_0 \exp(i\Phi(t)), & 0 \leq t \leq t_n; \\ 0, & t > t_n, \end{cases} \quad (3)$$

где A_0 – «высота» импульса и мгновенная начальная фаза в пределах k -ого временного интервала равна

$$\Phi(t) = 2\pi \Delta f \frac{1}{N} \sum_{l=1}^{k-1} X_l + 2\pi \Delta f X_k (t - t_{k-1}), \quad t_{k-1} < t \leq t_k. \quad (4)$$

Изменение начальной фазы во времени, согласно (4), описывается линейно-ломаной, пример которой приведен на рис.1б и соответствует кривой $\nu(0;t)$ на рис.1а. Из него следует, что частоты, превышающие величину f' , в наборе излучаемых несущих частот в действительности преобладают.

Общее решение задачи о распространении радиоимпульсного сигнала в холодной столкновительной плазме дано в [4]. В соответствии с ним искажения комплексной огибающей распространяющегося импульса (3) применительно к изложенной выше постановке задачи описываются выражением:

$$\tilde{A}(\delta;t') = \tilde{A}(0;t') - \int_0^{t'} \frac{\sqrt{\delta}}{\sqrt{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta\theta}) \exp(-((\nu_s + i\omega')\theta)) \tilde{A}(0;t' - \theta) d\theta \quad (5)$$

Здесь: $\delta = \delta(z) = \omega_0^2 z / (2c)$; z – длина трассы; $t' = t - z/c$; \tilde{n} – скорость света; ν_s – эффективная частота соударений; $\omega_0 = (31,81 \cdot 10^8 N_e)^{1/2}$ – плазменная частота; N_e – электронная концентрация; $\omega' = 2\pi f'$; $J_1(x)$ – функция Бесселя и функция $\tilde{A}(0;t')$ определена формулой (3).

Искажения огибающей импульса с хаотической несущей

На рис.3 представлена совокупность кривых, позволяющая проследить характер эволюции энергетической огибающей $|\tilde{A}(\delta;t')|^2$ прямоугольного радиоимпульса с хаотической несущей при рас-

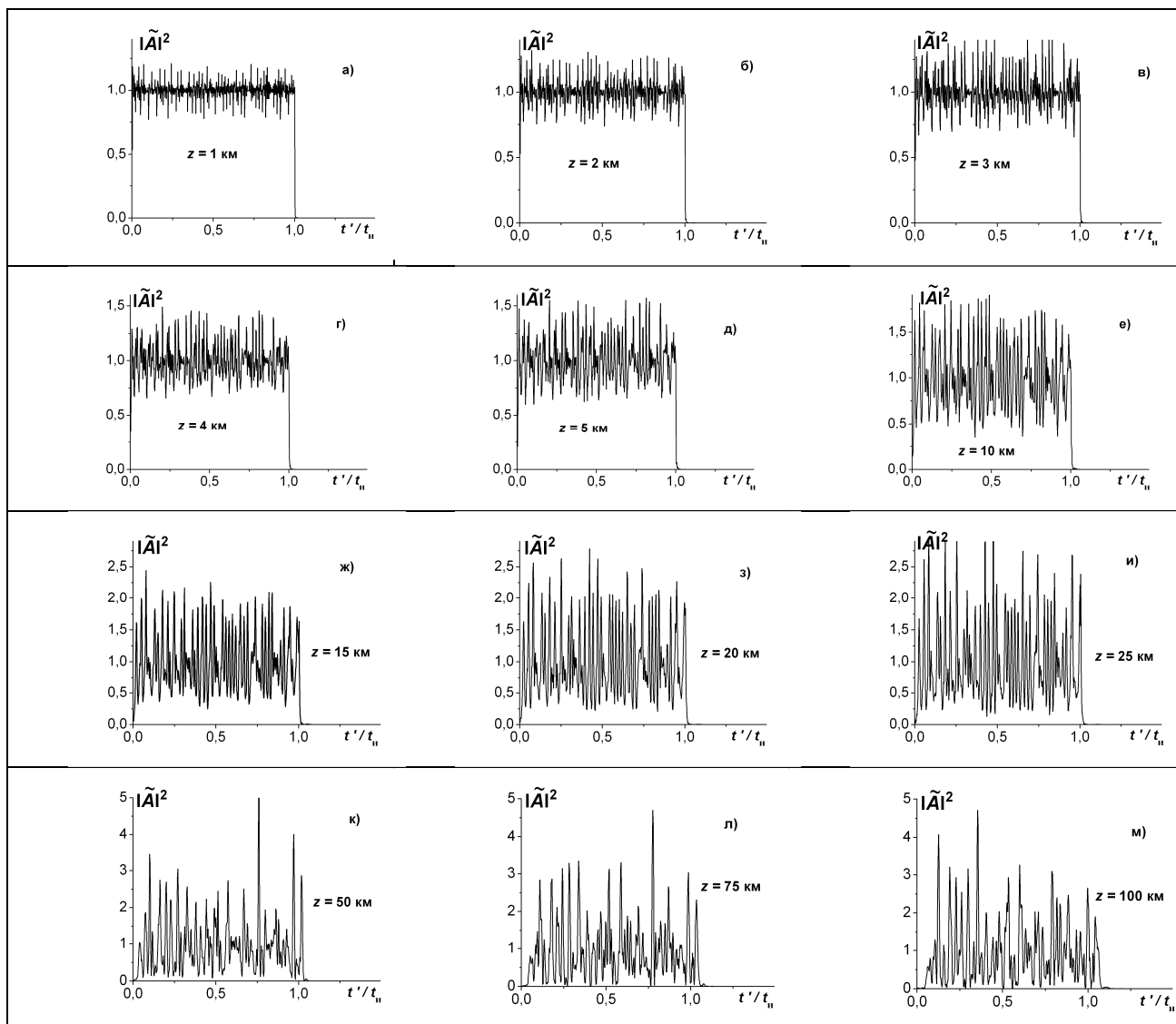


Рис.3. Деформация прямоугольного радиоимпульса с хаотической несущей в холодной столкновительной плазме при $f' = 150$ МГц; $\Delta f = 30$ МГц; $t_{и} = 10^{-6}$ с; $N = 100$; $A_0 = 1$; $X_0 = 0,05$; $N_e = 10^5 \text{ см}^{-3}$; $\nu_3 = 5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$.

пространении в плазменной среде. Длины трассы указаны возле кривых, значения параметров среды и импульса приведены в подписи. По мере удаления от излучателя огибающая импульса постепенно трансформируется к шумоподобному виду. В отдельные моменты времени плотность потока мощности излучения в пределах текущей длительности импульса может превышать начальную величину $A_0^2 = 1$ почти пятикратно (см. рис.3к, л, м). Энергия импульсов $E_e(\delta) = \int_0^{\infty} |\tilde{A}(\delta; \bar{t}')|^2 d\bar{t}'$, изображенных на рис.3 ($\bar{t}' = t'/t_{и}$), практически совпадает с энергией излучаемого импульса, поскольку при выбранных значениях параметров задачи оптическая глубина трассы на центральной несущей $\tau = (\omega_0 / \omega')^2 (\nu_3 z / c)$ при $z = 100$ км (см. рис.3м) не превышает 0,006.

Существенной особенностью кривых на рис.3 является то, что все они приходятся на временной интервал, близкий к начальной длительности импульса. Иначе: смещение импульса по временной оси

отсутствует и «хвост» у импульса выражен весьма незначительно, так что можно говорить о его переднем и заднем фронтах. Дальнейшее увеличение длины трассы изменяет указанную ситуацию.

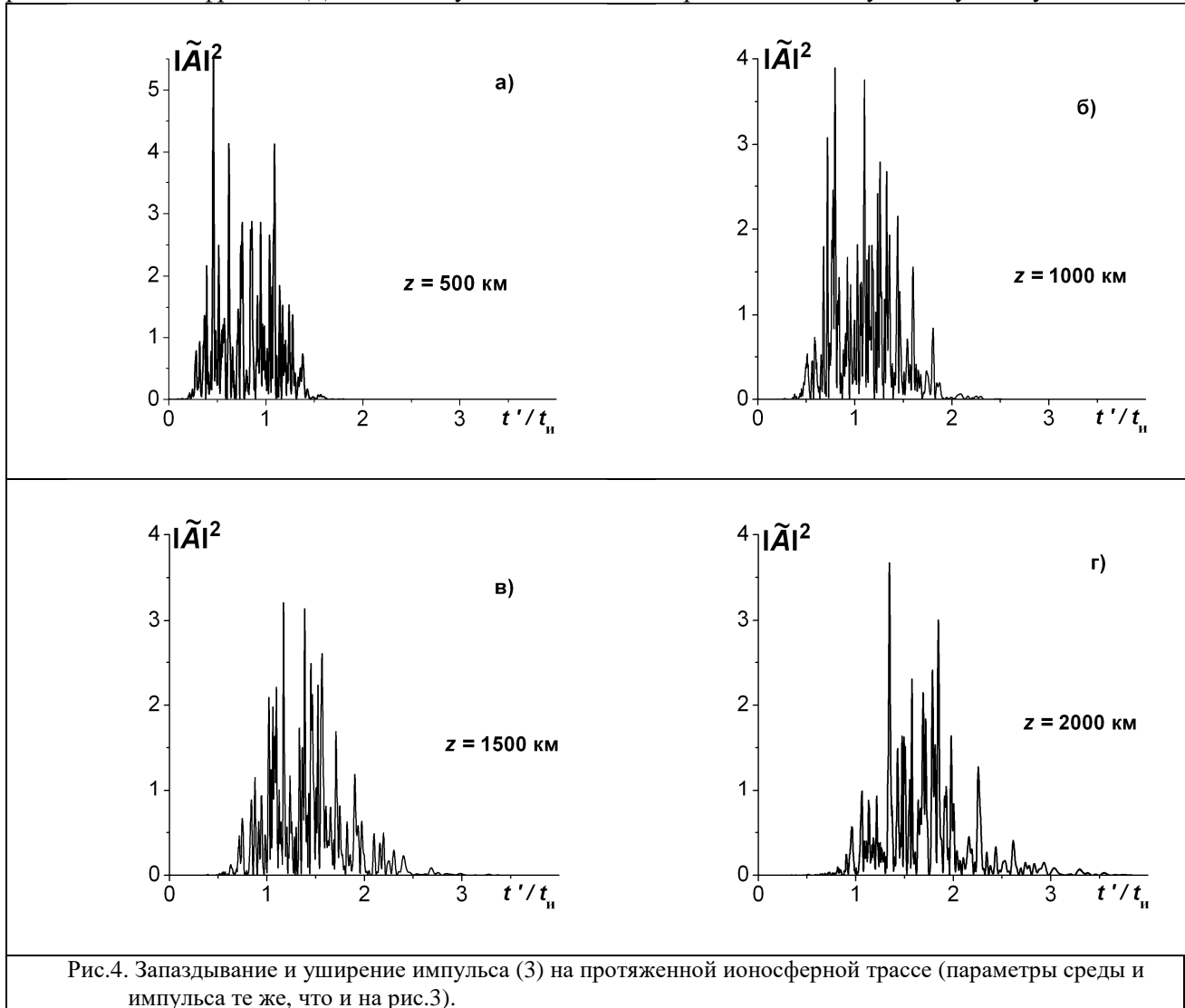


Рис.4 построен для тех же значений параметров задачи, что и рис.3, но при заметно больших длинах трассы, также указанных возле кривых. Теперь становятся выраженными как запаздывание передней части, так и увеличение текущей длительности импульса, а его фронты полностью «размыты». Количественно деформацию импульса можно проследить по его интегральным характеристикам. На рис.4 положение центра тяжести импульса смещается с $\sim 0,81 t_n$ (рис.4а) до $\sim 1,73 t_n$ (рис.4г), а среднеквадратическая ширина возрастает с $\sim 0,31 t_n$ (рис.4а) до $\sim 0,48 t_n$ (рис.4г). Величина $\tau(f')$ для рис.4г составляет уже $\sim 0,12$. Соответственно, уменьшение текущей энергии импульса вследствие эффекта поглощения на протяженной трассе также становится заметным. Энергия импульса на рис.4г равна $\sim 0,88$ от его начальной энергии.

Положив в формуле (4) $X_0 = 0$, получим, что $\Phi(t) \equiv 0$ и $\nu(0;t) = f'$. Тем самым придем к задаче об искажениях в холодной плазме квазимонохроматического импульса с несущей f' . Характер его искажений в плазме иллюстрирует рис.5. Значения параметров задачи (за исключением величины X_0) здесь те же, что и на рис.4. Однако, квазимонохроматический импульс и на протяженных трассах сохраняет характерные признаки излучаемого импульса, включая компактность в целом и фронты. Центр тяжести сместился теперь с $\sim 0,80 t_n$ (рис.5а) до $\sim 1,69 t_n$ (рис.5г), т.е. практически в тех же

границах, что и у хаотического импульса. При этом его среднеквадратическая ширина увеличилась с

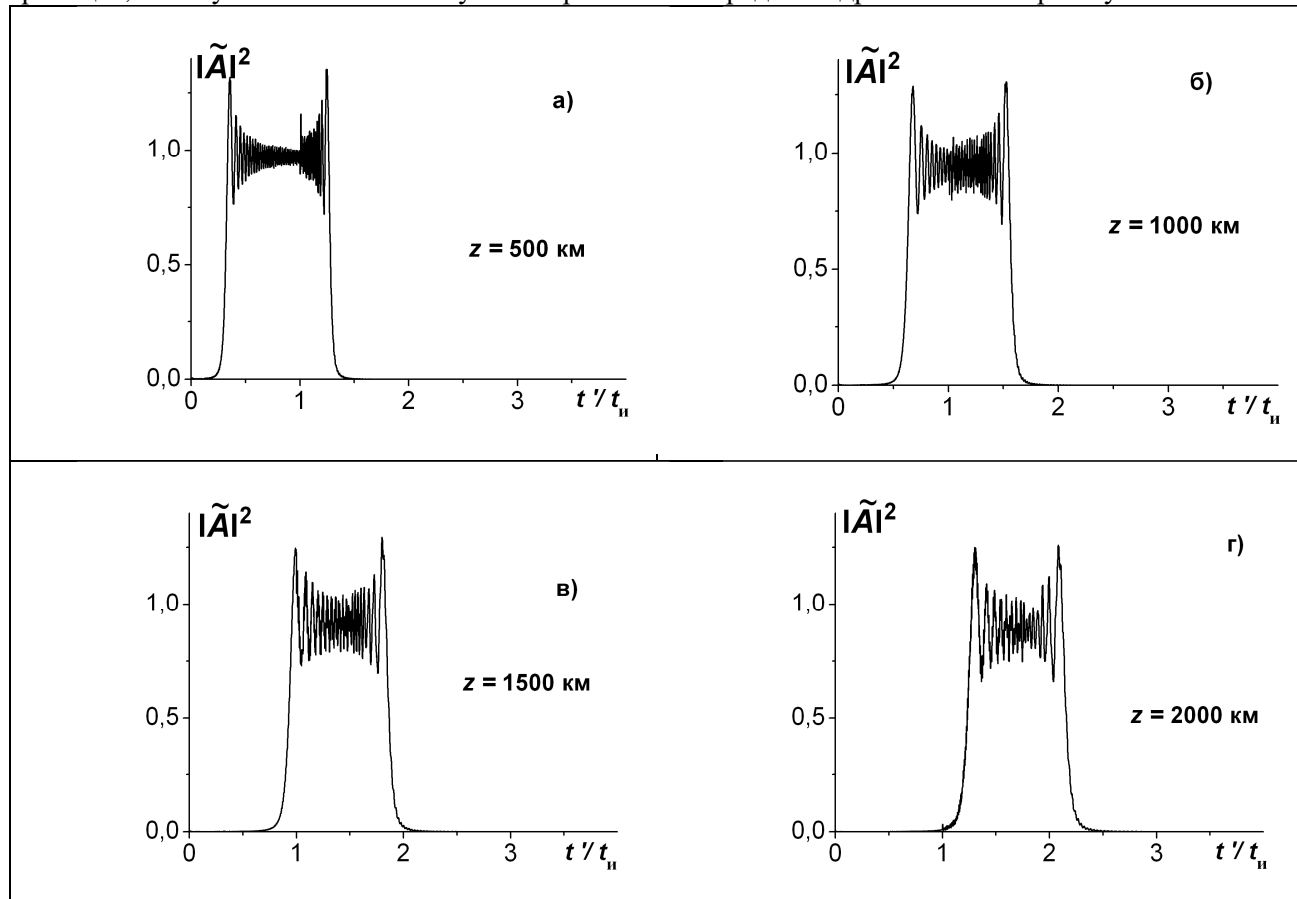


Рис.5. Деформация квазимонохроматического импульса в холодной плазменной среде (значения параметров среды и импульса те же, что и на рис.3 и 4).

$\sim 0,290 t_{и}$ (рис.5а) только до $\sim 0,295 t_{и}$ (рис.5г), т.е. почти не изменилась. Энергия импульсов на рис.4г и 5г различаются менее, чем на 1 %.

Результаты визуального и количественного сопоставления характеристик прямоугольных импульсов с хаотической и постоянной несущей позволяют сделать вывод о принципиальной необходимости учета влияния среды распространения при выполнении оценок преимуществ хаотических сигналов. В рамках рассмотренной выше задачи необходим также анализ характера вносимых средой искажений в текущие временные вариации мгновенной частоты распространяющегося импульса, которые, по-видимому, будут также весьма значительными..

ЛИТЕРАТУРА

1. Костенко П.Ю., Васюта К.С., Барсуков А.Н. Использование BDS-статистики для оценки сигнала, полученного перемешиванием хаотической несущей. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 2010. Т.53. № 5. С.41 – 45.
2. Костенко П.Ю., Васюта К.С., Симоненко С.Н. Использование BDS-статистики для оценки параметров сигнала дискретных отображений регулярных и хаотических сигналов при наличии шума. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 2011. Т.54. № 3. С.47 – 55.
3. Зудилин А.С., Назаров Л.Е. Алгоритмы компенсации сосредоточенных по спектру помех для OFDM сигналов // VI Всероссийская научно-техническая конференция “Радиолокация и радиосвязь”: Труды конф. – М.: ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, 2012. – Том II, С.3–7.
4. Стрелков Г.М. Сложный сигнал в ионосферной плазме. // РЭ. 2008. Т.58. № 10. С.989-1001.

ДИСПЕРСИОННЫЕ ИСКАЖЕНИЯ ИМПУЛЬСА ВАН БЛАДЕЛА В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ С ДВУМЯ РЕЗОНАНСАМИ

Г.М. Стрелков, О.Г. Деркач

*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им.В.А.Котельникова РАН
E-mail: strelkov@ms.ire.rssi.ru*

Изложены результаты анализа характера дисперсионных искажений субнаносекундного импульса Ван Бладела при распространении по приземной трассе, которых можно ожидать, если спектр импульса находится в пределах атмосферного окна прозрачности, ограниченного линиями поглощения водяного пара с резонансными частотами 326,4 ГГц и 380,1 ГГц. Обсуждается влияние длины трассы, положения несущей частоты относительно резонансных частот, длительности и вариаций начальной формы импульса на искажения его огибающей и автокорреляционной функции и на текущие интегральные характеристики.

Введение

Быстрое развитие техники терагерцового диапазона частот (100...1000 ГГц) (см., напр., [1 – 3]) предопределяет необходимость изучения закономерностей распространения импульсных радиосигналов с учетом влияния спектральных линий атмосферных газов. На указанный частотный интервал приходится многочисленные спектральные линии малых газовых составляющих атмосферы [4]. Полширины линий во всех случаях не превышают ~ 3 ГГц, а расстояние между ними по частотной оси может составлять единицы и десятки гигагерц. В зависимости от ширины частотного интервала, занимаемого начальным спектром импульса, и его положения на оси частот могут складываться ситуации, когда влияние среды на процесс распространения практически полностью определяется одной или двумя соседними спектральными линиями. В частности, такой ситуации отвечает расположение спектра в пределах какого-либо из атмосферных окон прозрачности. В [5] приведено решение задачи об искажениях сверхкороткого электромагнитного импульса в газовой среде, вызываемых совместным влиянием двух изолированных спектральных линий. Решение получено непосредственно во временной области. Его применение в рамках единой методики и без введения дополнительных допущений позволяет изучать закономерности и особенности процесса распространения импульсов при вариациях как их начальных характеристик, так и параметров среды распространения.

Относительно простой и часто применяемой в анализе искажений моделью реальных импульсных сигналов является импульс с прямоугольной огибающей A . Ее недостатком является бесконечная крутизна фронтов, заведомо не соответствующая реальным сигналам. Ван Бладелом [6] введено альтернативное описание огибающей импульсного сигнала, устраняющее указанный недостаток модели прямоугольного импульса. Цель настоящего доклада – представить начальные результаты анализа на основе решения [5] возможных характера и особенностей дисперсионных искажений на приземной трассе сверхкороткого импульса Ван Бладела. Приведенные данные относятся к случаю, когда спектр импульса принадлежит терагерцовому диапазону и находится в пределах атмосферного окна прозрачности, ограниченного линиями водяного пара с резонансными частотами $\nu_{p1} = 326,4$ ГГц и $\nu_{p2} = 380,1$ ГГц.

Характеристики импульса и среды

Огибающая импульса Ван Бладела определяется выражением

$$\dot{A}(0;t) = \begin{cases} 0, & t \leq 0; \\ \dot{A}_0 \exp\left(1 - (t/t_{\dot{e}})^2 / (4t(t_{\dot{e}} - t))\right), & 0 < t < t_{\dot{e}}; \\ 0, & t \geq t_{\dot{e}}. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь t – время; $t_{\dot{e}}$ – длительность импульса; \dot{A}_0 – его высота. Временные производные величины $\dot{A}(0;t)$ любого порядка стремятся к нулю при $t \rightarrow +0$ и $t \rightarrow t_{\dot{e}} - 0$. Указанное свой-

ство огибающей сохраняется при следующем обобщении формулы (1):

$$\dot{A}(0;t) = \begin{cases} 0, & t \leq 0; \\ \dot{A}_0 \exp\left(1 - \left(\frac{t_\epsilon^2}{4t(t_\epsilon - t)}\right)^\alpha\right), & 0 < t < t_\epsilon; \\ 0, & t \geq t_\epsilon, \end{cases} \quad (2)$$

где $\alpha > 0$. Варьируя параметр α , можно изменять характерную ширину излучаемого импульса.

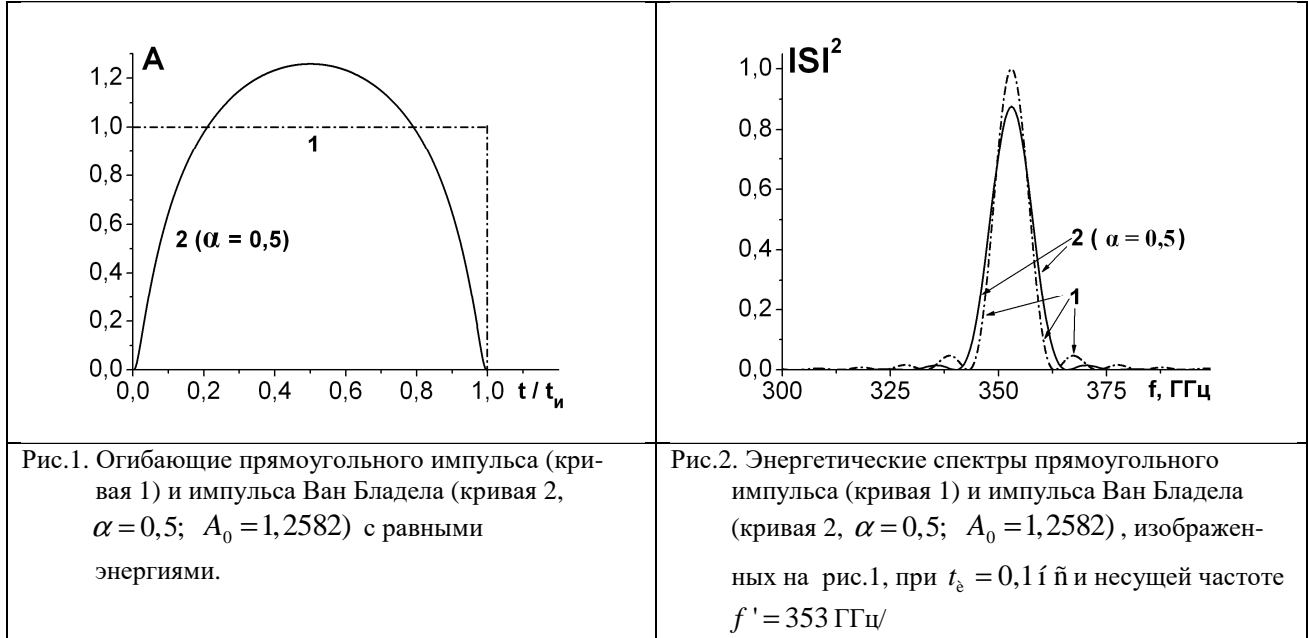
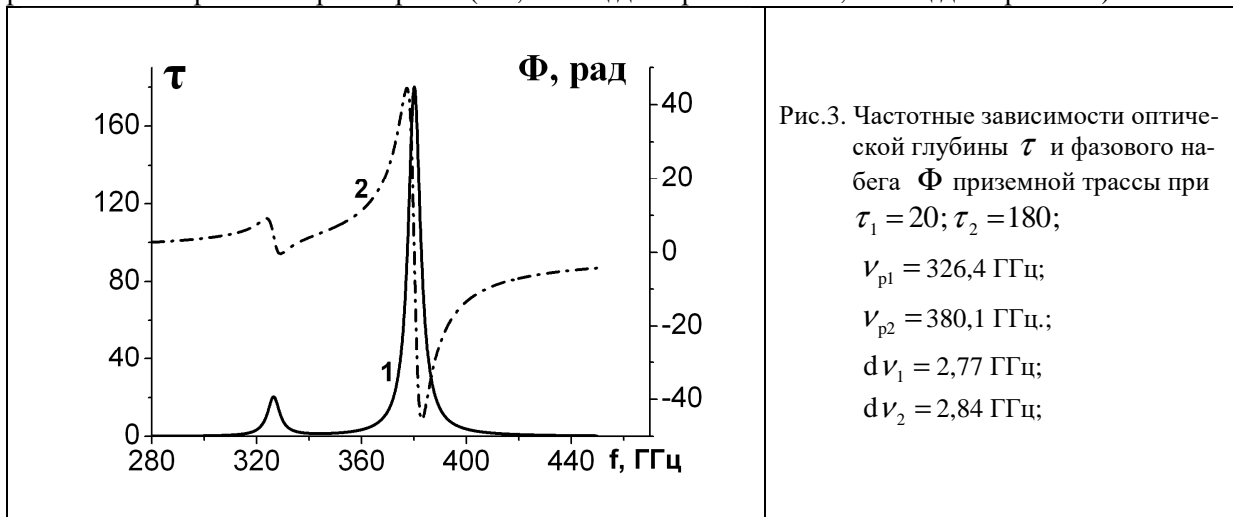


Рис.1 иллюстрирует отличие огибающей импульса Ван Бладела от импульса – прямоугольника при их одинаковой энергии. Соответственно, рис.2 иллюстрирует различия в частотном ходе спектральной плотности энергии $|S|^2$, сопровождающие переход на рис.1 от кривой 1 к кривой 2. Можно видеть, что у импульса Ван Бладела по сравнению с прямоугольным оба крыла выражены значительно меньше. Иначе: его спектр более компактен. Количественно это проявляется в различии среднеквадратических ширин спектров нарис.2 ($\sim 8,48 \text{ ГГц}$ для кривой 1 и $\sim 5,55 \text{ ГГц}$ для кривой 2).



На рис.3 для двухрезонансной среды приведен пример частотных зависимостей оптической глубины трассы $\tau(f)$ и фазового набега волны на трассе $\Phi(f)$. Указанные величины определяются выражениями:

$$\tau(f) = \tau_1 \frac{4(dv_1)^2 f^2}{(v_{r1}^2 - f^2)^2 + 4(dv_1)^2 f^2} + \tau_2 \frac{4(dv_2)^2 f^2}{(v_{r2}^2 - f^2)^2 + 4(dv_2)^2 f^2}; \quad (3)$$

$$\Phi(f) = \tau_1 \frac{(dv_1)f(v_{r1}^2 - f^2)}{(v_{r1}^2 - f^2)^2 + 4(dv_1)^2 f^2} + \tau_2 \frac{(\Delta v_2)f(v_{r2}^2 - f^2)}{(v_{r2}^2 - f^2)^2 + 4(dv_2)^2 f^2}, \text{ рад}; \quad (4)$$

В (3) и (4) $\tau_{1,2}$ – оптические глубины трассы на резонансных частотах $\nu_{p1,p2}$ и $dv_{1,2}$ – полуширины спектральных линий. Различие в величинах τ_1 и τ_2 , принятых для рис.3, обусловлено большей интенсивностью второй линии. Приводимым ниже результаты расчетов дисперсионных искажений импульса Ван Бладела выполнены по [5] для значений параметров среды, указанных в подписи к рис.3.

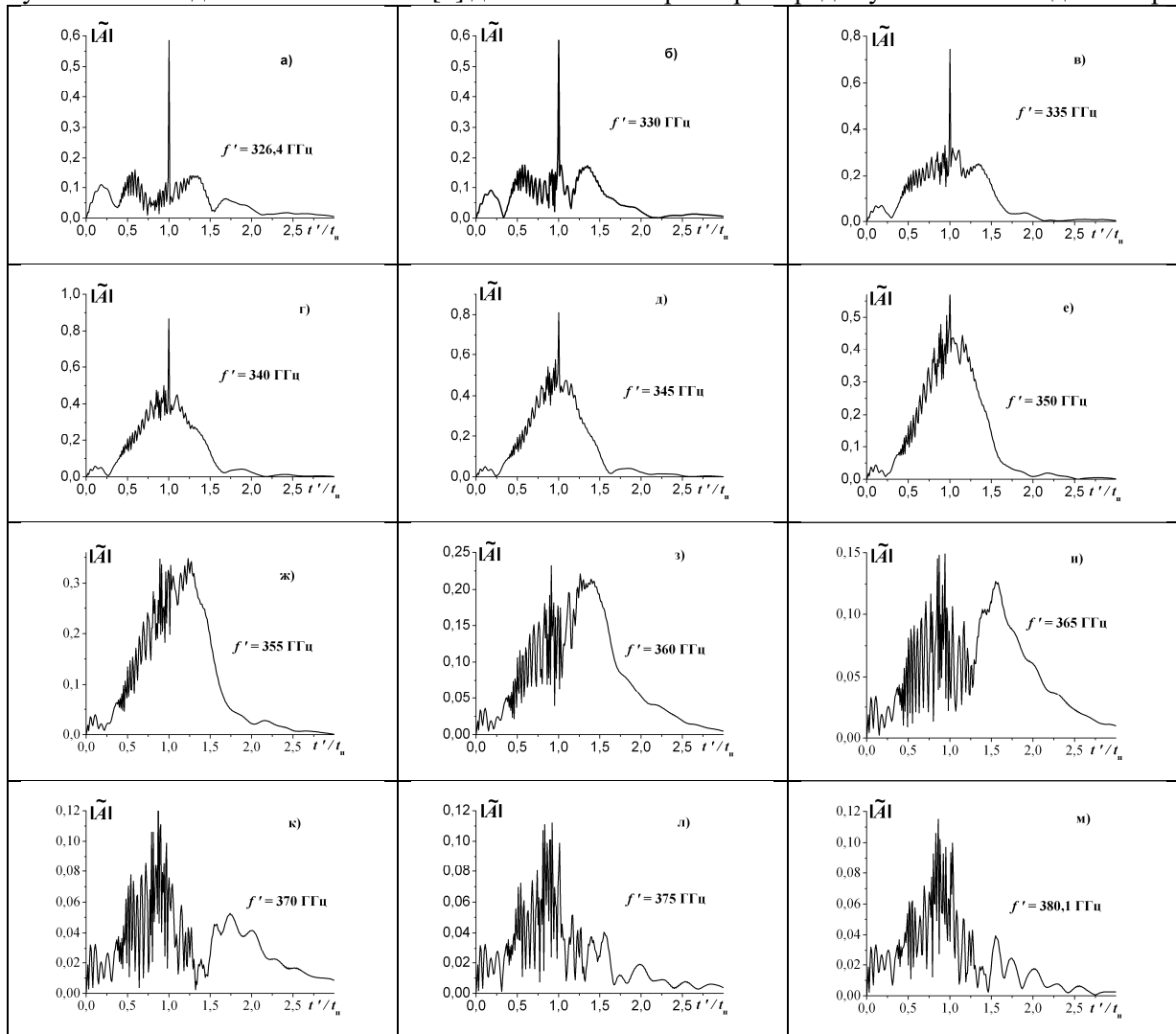


Рис.4. Пример вариаций искажений огибающей импульса Ван Бладела ($\alpha = 0,5$; $A_0 = 1,0$) в газовой среде с двумя изолированными спектральными линиями при перемещении несущей частоты f' в пределах атмосферного окна прозрачности с частотами 326,4...380,1 ГГц и $t_0 = 0,1$ нс (остальные параметры указаны в подписи к рис.3)..

Искажения огибающей импульса Ван Бладела

Рисунок 4 иллюстрирует возможный характер искажений модуля огибающей $|\tilde{A}(t')|$ импульса

Ван Бладела на горизонтальной приземной трассе, найденных по [5]. ($t' = t - z/c$; z – длина трассы; c – скорость света). При нормальных атмосферных условиях длина трассы составляет ~2,2 км. На рис.4а несущая совпадает с первой и на рис.4м – со второй резонансной частотой. Представленная совокупность огибающих позволяет проследить влияние несущей частоты f' (указана возле каждой кривой) на форму огибающей в конце трассы. Исходя из визуального сопоставления кривых $|\tilde{A}(t')|$ с кривой 2 на рис.1, можно заключить, что приближение несущей к границам окна прозрачности заведомо сопровождается ростом уровня искажений огибающей. Общим для импульсов на рис.3 является наличие у них «хвоста» (ненулевое поле при $t' > t'_e$), относительно которого можно предположительно допустить, что «хвост» становится более выраженным с увеличением несущей частоты.

Количественно роль «хвоста» в формировании импульса в целом можно оценить, вычисляя теку-

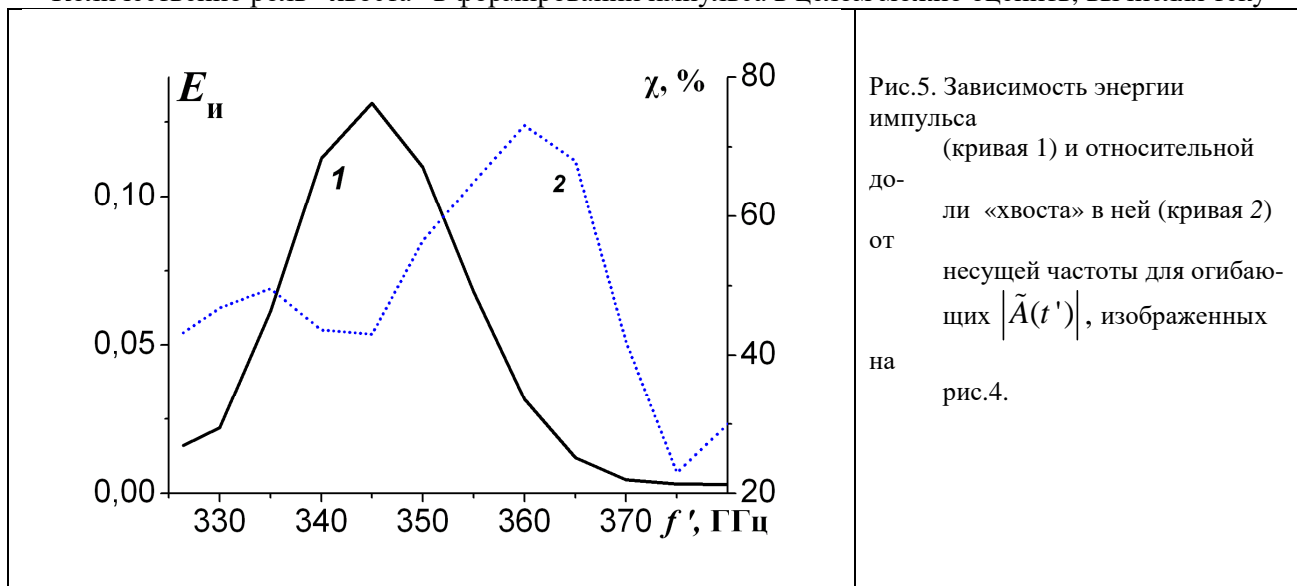


Рис.5. Зависимость энергии импульса (кривая 1) и относительной доли «хвоста» в ней (кривая 2) от несущей частоты для огибающих $|\tilde{A}(t')|$, изображенных на рис.4.

щую интегральную характеристику импульса

$$\chi(\tau_1; \tau_2) = \frac{\int_{t'_e}^{\infty} |\tilde{A}(\tau_1; \tau_2; \bar{t}')|^2 d\bar{t}'}{\int_0^{\infty} |\tilde{A}(\tau_1; \tau_2; \bar{t}')|^2 d\bar{t}'}, (\bar{t}' = t'/t'_e). \quad (5)$$

Согласно (5), величина χ равна относительной доле текущей энергии импульса, содержащейся в «хвосте». На рис.5 приведены частотные зависимости энергии импульса E_e (кривая 1) и величины χ (кривая 2), вычисленные для огибающих на рис.4. Приведенные кривые показывают, что приходящаяся на «хвост» доля энергии импульса в середине окна действительно возрастает вместе с несущей, достигая при этом достаточно больших значений. В частности, при $f' = 360$ ГГц (рис.3з) имеем $\chi > 70$ %. Приближение несущей к высокочастотной границе окна, как оказывается, уменьшает роль «хвоста» в деформированном импульсе.

Автокорреляционная функция импульса Ван Бладела

Анализ искажений сигналов естественно сопроводить соответствующими данными об искажениях их корреляционных функций, поскольку характеристики последних являются основой функционирования радиосистем. Здесь остановимся на автокорреляционной функции (АКФ) импульса Ван Бладела (μ – временной сдвиг):

$$\Psi_A(\tau_1; \tau_2; \mu) = \left| \frac{1}{E_e(\tau_1; \tau_2)} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(\tau_1; \tau_2; \bar{t}' - \mu) \tilde{A}^*(\tau_1; \tau_2; \bar{t}') d\bar{t}' \right|. \quad (6)$$

На рис.6 приведены АКФ импульса Ван Бладела, которые соответствуют огибающим, изо-

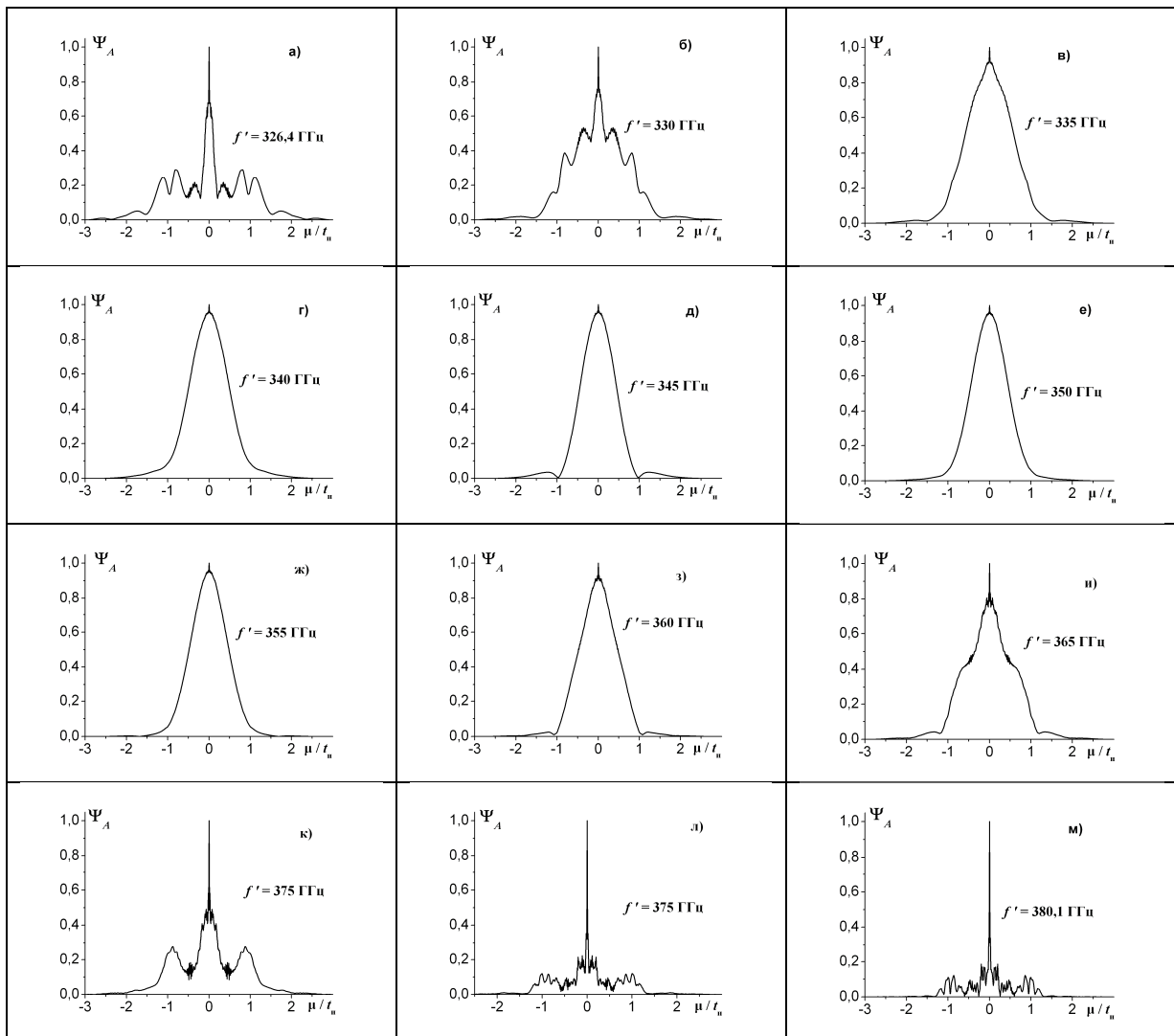


Рис.6. Автокорреляционная функция импульса Ван Бладела, деформированного при распространении в атмосферном окне прозрачности (значения параметров те же, что и на рис.3).

браженным выше на рис 4. Можно видеть, что влияние среды не приводит к разрушению одно-пиковой структуры АКФ. На границах окна происходит значительное сужение АКФ.

Заключение

Рассмотрен характер дисперсионных искажений субнаносекундного импульса Ван Бладела, несущая частота и спектр или значительная часть спектра которого принадлежат атмосферному окну прозрачности, центрированному вблизи 353 ГГц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Губанов В.П., Ефремов А.М., Кошелев В.И. и др. // III Всероссийская Микроволновая конференция (Москва, 2015 г.). Доклады. М.: ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН. 2015. С.3 - 7.
2. Андреев Ю.А., Ефремов А.М., Зоркальцева М.Ю. и др. // Там же. С.8 - 12.
3. Аржанников А.В., Бурдаков А.В., Бурмасов В.С. и др. // Там же. С.13 - 17.
4. Waters J.W. // Proc.IEEE. 1992. V.80. No.11. P.1679 – 1701.
5. Стрелков Г.М. // XXIV Всероссийская научная конференция «Распространение радиоволн», (Иркутск, 2014). Труды конференции. Иркутск: ИСЗФ 2014. Т. . С.96-99.
6. Van Bladel J. Singular Electromagnetic Field and Sources. Oxford U. Press. Oxford. 1991.

ФАЗОВЫЙ МЕТОД УПРАВЛЕНИЯ ШИРИНОЙ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН

Гусевский В.И.^{1,2}, Клементьева А.В.^{1,2}

¹ АО «Особое Конструкторское Бюро Московского Энергетического Института»,

² Национальный исследовательский университет Московский Энергетический Институт, г. Москва
vamvig3321@mail.ru, savik88@mail.ru

Для апертурных антенн предлагается способ управления шириной диаграммы направленности в дальней зоне без использования коммутирующих устройств и перерывов связи в моменты переключения. Указанный способ базируется на алгоритмах метода фазового синтеза – методе апертурных ортогональных полиномов (АОП), использующих ортогональные фазовые гармоники 2-го порядка (квадратичные функции) при любых амплитудных распределениях поля в раскрывах апертурных антенн. Приведены результаты численного моделирования вариантов реализации таких антенн. Применение ортогональных разложений позволяет стабилизировать ориентацию главного луча антенны в заданных направлениях и сохранить его форму.

Постановка задачи.

При размещении направленных элементов на космических аппаратах, движущихся на высокоэллиптических орбитах с большим динамическим диапазоном изменения уровня напряженности поля в пунктах приема информации, располагаемых на земной поверхности, возникает задача стабилизации уровня сигнала. В настоящее время наибольшими возможностями по управлению характеристиками излучения обладают фазированные антенные решетки (ФАР). Для управления шириной ДН может использоваться переменное число антенных элементов ФАР. Этот подход сопряжен с разработкой сложной и дорогостоящей диаграммообразующей схемой (ДОС) с коммутирующими СВЧ устройствами, обеспечивающими подключение различного числа излучающих элементов в антенном раскрыве. Однако при передаче навигационных сигналов, использующих фазовые методы модуляции, возникают в переходных временных интервалах нежелательные нестационарные фазовые флуктуации, вызывающие дополнительные искажения излучаемых сигналов.

Описание подхода

Один из способов управления шириной ДН плоской антенны, обеспечивающий плавное управление, опирается на алгоритмы метода фазового синтеза, реализуемого путем внесения квадратичных фазовых искажений в раскрыве ФАР, [1]. Рассматриваемые в [1] алгоритмы основаны на использовании квадратичных фазовых искажений поля в пределах плоского раскрыва. Особенностью этого подхода является то, что в качестве весовой функции процесса ортогонализации выбирается функция амплитудного распределения поля $\rho_\alpha(x, y)$ по главной поляризационной составляющей, где $(x, y) \in \Omega$, Ω – область плоского раскрыва, причем, когда $(x, y) \in \bar{\Omega}$, $\rho_\alpha(x, y) \rightarrow 0$. То есть наборы ортогональных функций соответствуют закону амплитудного распределения поля. В то

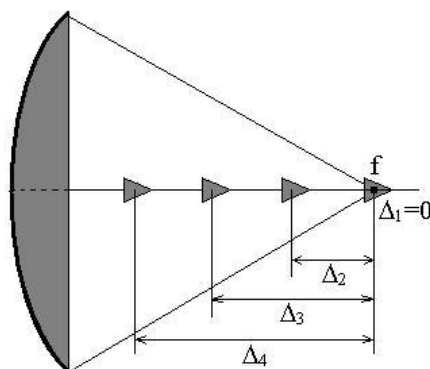


Рис. 1. Вариант расположения облучателей на предфокальной оси зеркальной антенны, где $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3, \Delta_4$ – расположение облучателей относительно фокуса зеркальной антенны.

же время отдельные гармоники отвечают свойству взаимной ортогональности и граничным условиям на границе области $\Omega(x, y)$. Представление функции фазового распределения поля в виде отрезков ряда

Фурье позволяет решать многие задачи фазового синтеза различных ДН ФАР, [2], в том числе и управления шириной ДН в заданной зоне обзора.

Создание квадратичных фазовых искажений наиболее простым способом может быть реализовано с помощью расфокусированной зеркальной антенны. Так, если в нескольких точках фокальной оси (в предфокальной области, вариант Кассегрена) расположить несколько одинаковых облучателей, рис. 1, то процедура плавного перевода мощности с помощью управляемого двухканального делителя из одного положения в другое может занять единицы мксек, [3], рис.2. Характеристики регулирования приведены на рис. 3. Данная характеристика регулирования показывает, что в процессе работы системы обеспечивается плавное перекачивание мощности между каналами при переключении с одного облучателя на другой.

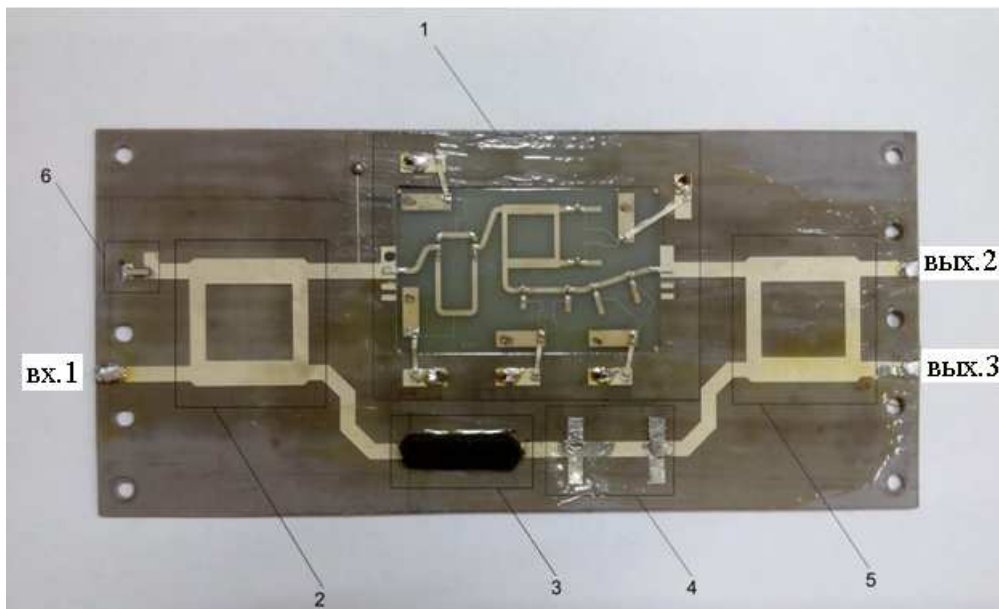


Рис. 2. Двухканальный делитель мощности S-диапазона на основе несимметричной полосковой линии, где

- 1 – дискретный фазовращатель с шагом $\pi/8$;
- 2 - квадратный мост;
- 3 – компенсирующий аттенюатор;
- 4 – согласующая ячейка;
- 5 – квадратный мост;
- 6 – согласованная нагрузка.

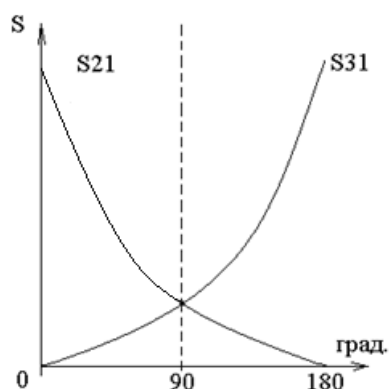


Рис. 3. Характеристика регулирования

Процесс плавного перевода излучения из различных облучателей зеркальной антенны, расположенных на фокальной оси, рис.1, осуществляется с помощью четырехканального регулятора мощности, составленного из трех двухканальных делителей, [3], рис. 4.

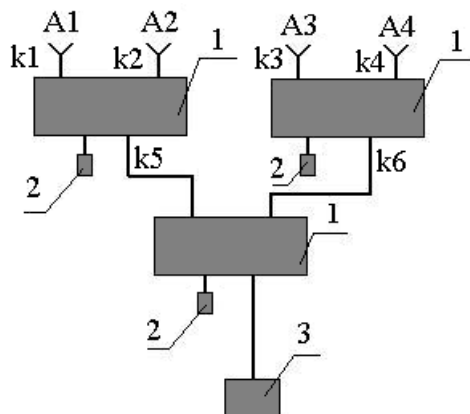


Рис. 4. Четырехканальный регулятор мощности с плавным изменением уровня мощности в выходных каналах.

- 1 – двухканальный делитель мощности;
- 2 – согласованная нагрузка;
- 3 – передатчик;
- k1,k2, ..., k6 – компенсирующие кабели.

К выходным каналам регулятора мощности подключаются компенсирующие кабели определенной длины, обеспечивающие выравнивание фазовых сдвигов от фазовых центров всех облучателей до раскрыва зеркала.

Результаты

На рис. 5 изображены ДН антенной системы для двух положений облучателя на фокальной оси - в фокусе зеркала и в предфокальной зоне при удалении от фокуса зеркала на $2,5\lambda$ (в крайнем левом положении на рис. 1), а также их суммарная ДН, согласно характеристике регулирования S_{21} на рис. 3. На рис. 5 видно, что коэффициент усиления падает на 30 дБ, при этом главный луч ДН расширяется примерно в 5 раз.

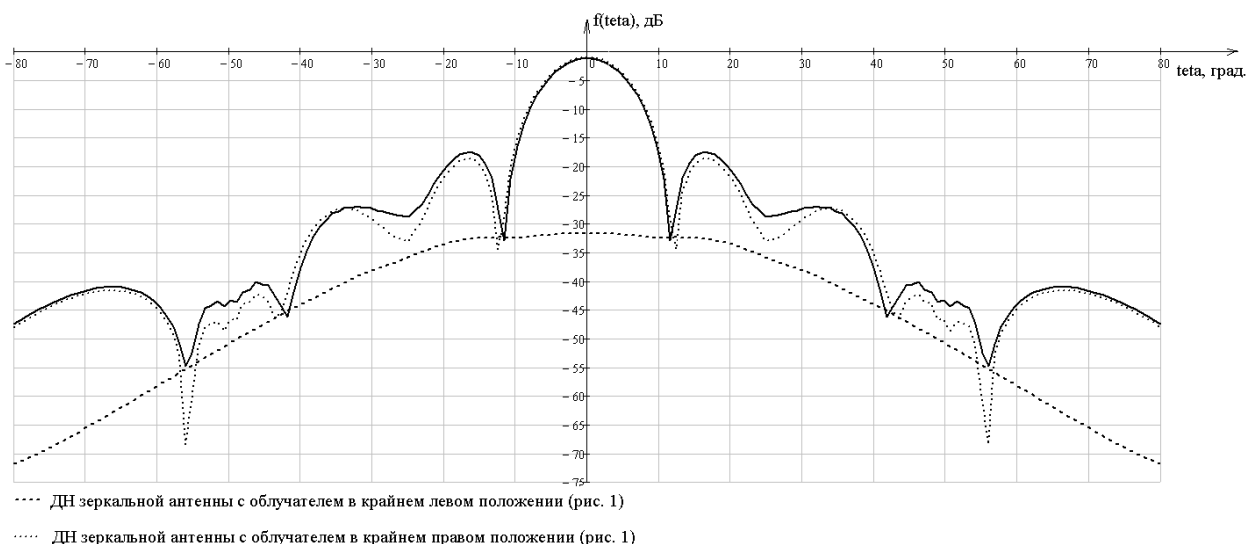


Рис.5. ДН антенной системы

Заключение

Обоснован подход к процедуре управления шириной ДН бортовых антенн в широких пределах. Данный подход пригоден для использования на искусственных спутниках Земли (ИСЗ), существующих на высокоэллиптических орбитах.

Предлагаемая методика имеет ряд преимуществ перед вариантами построения бортовых антенн по технологии ФАР, прежде всего, в силу простоты реализации и экономичности устройства.

ЛИТЕРАТУРА

1. Грибанов А.Н. Фазовый синтез лучей специальной формы в фазированных антенных решетках бортовых РЛС. //Автореферат диссертации на соискание степени кандидата технических наук. Москва, 2007 г.

2. Зелкин Е.Г., Кравченко В.Ф., Гусевский В.И. Конструктивные методы аппроксимации в теории антенн // М.: САЙНС-ПРЕСС, 2005. – 512с.

3. Сазонов Д.М., Гридин А.Н., Мишустин Б.А. Устройства СВЧ. Москва, Высшая школа, 1981 г.

ЭФФЕКТЫ ОСЛЕПЛЕНИЯ И ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ В РЕШЕТКАХ АНТЕНН ВИВАЛЬДИ

Банков С.Е., Дупленкова М.Д.¹
ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
sbankov@yandex.ru

Численно исследованы эффекты ослепления и деполяризации в двумерной однополяризационной решетке антенн Вивальди. При помощи численного электродинамического моделирования показано, что в такой решетке в квазипериодическом режиме наблюдаются узкополосные всплески коэффициента отражения, которые приводят к резкому уменьшению коэффициента передачи в свободное пространство. Также установлено, что при сканировании вне главных плоскостей в полосе частот наблюдаются значительные изменения поляризационных характеристик, которые могут приводить к изменению типа поляризации поля излучения. Предложена приближенная модель, описывающая электромагнитные процессы в решетке как взаимодействие собственных волн системы связанных щелевых линий передачи. Показано, что предложенная модель позволяет качественно и в ряде случаев количественно описать эффекты ослепления и деполяризации.

Введение

Решетки антенн Вивальди находят широкое применение в различных приложениях. Антенна Вивальди представляет собой плавно расширяющуюся щелевую линию передачи. Благодаря плавному изменению ее параметров антенна Вивальди хорошо согласована в широком диапазоне частот. Поэтому ее рассматривают как базовый элемент для построения широкополосных и сверхширокополосных антенных решеток.

Данная работа посвящена сканирующим сверхширокополосным решеткам антенн Вивальди. Сочетание двух факторов: широкого сектора сканирования и широкой полосы рабочих частот порождает ряд проблем, которые препятствуют достижению предельных характеристик обсуждаемых решеток. Они связаны с появлением резонансных эффектов в решетках антенн Вивальди, которые приводят к их ослеплению.

В работе [1] исследовались резонансы в решетке на основе двухсторонних щелевых линий. Они были обусловлены проникновением поля в область между проводниками на разных сторонах подложки. Однако, в решетках антенн Вивальди существуют также резонансы другого типа, которые возникают благодаря высшим типам волн решетки, для которых резонатором служит часть рабочей области антенны между критическим сечением волны высшего типа и обрывом проводников. Избавиться от возбуждения подобных колебаний при помощи простых средств, предложенных в [1] невозможно. Поэтому актуальной задачей является изучение таких колебаний и разработка простых моделей объясняющих природу их возникновения.

Другим эффектом, ухудшающим показатели решеток антенн Вивальди является деполяризация, которая проявляется в виде зависимости поляризационных характеристик поля излучения от частоты и углов сканирования. Она наблюдается при сканировании вне главных плоскостей [2], которое изучено недостаточно детально.

Целью данной работы является исследование двух указанных эффектов на примере однополяризационной двумерной решетки антенн Вивальди. Исследование включает два этапа. На первом этапе эффект изучается путем численного электродинамического моделирования. На втором этапе полученные результаты интерпретируются при помощи приближенных моделей. Принципы их построения описаны в работах [3] – [5], в которых решетка антенн Вивальди рассматривается как решетка связанных щелевых линий передачи с плавно изменяющимися параметрами. В рамках такого подхода поле в каждом сечении решетки антенн Вивальди представляется набором собственных волн соответствующей решетки связанных щелевых линий.

1. Численное исследование эффекта ослепления

Рассмотрим модель решетки, которая использовалась при численном исследовании эффекта ослепления. Мы анализировали бесконечную двумерную решетку в квазипериодическом режиме в рамках модели канала Флоке (см. рис. 1). Внутри канала Флоке расположена щелевая линия с переменной шириной $w(z)$, зависящей от продольной координаты z . Нами была принята следующая зависимость $w(z)$:

$$w(z) = w(0) + (w(L) - w(0))(chaz - 1)/(chaL - 1), \quad (1)$$

где $w(0)$, $w(L)$ - ширина щелевой линии в начале и в конце антенны Вивальди, L - ее длина, a - параметр, задающий скорость изменения ширины щели. Щелевая линия образована бесконечно тонкими идеально проводящими металлизациями. Она не содержит диэлектрическую подложку.

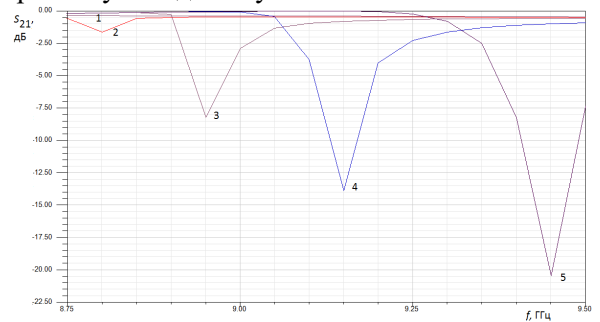
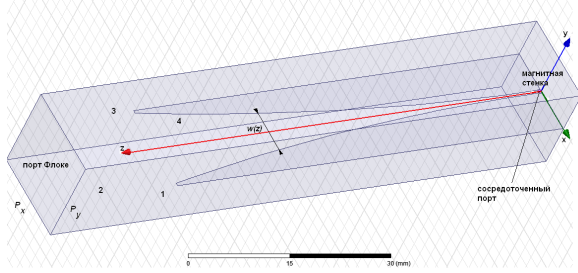


Рис. 1. Модель для численного исследования

Рис. 2. АЧХ коэффициента S_{21} при $L=70$

Анализируемая решетка имеет периоды по осям Ox и Oy $P_{x,y}$ соответственно. На боковых стенках канала Флоке 1 – 4 установлены условия периодичности, связывающие поля на стенках 1 и 3, а также 2 и 4. Для задания фазовых сдвигов между полями на стенках 1 – 4 мы использовали углы излучения θ, φ , которые являются углами сферической системы координат. Они определяются стандартным образом: угол места θ отсчитывается от оси Oz , а азимутальный угол φ от оси Ox .

Канал Флоке, возбуждается волноводно-щелевой линией, которая, в свою очередь, возбуждается волноводным портом. На противоположном конце канала Флоке находится порт Флоке, имитирующий свободное пространство. При выполнении неравенств:

$$P_{x,y} < \lambda/2, \quad (2)$$

где λ - длина волны в свободном пространстве, порт Флоке является двухмодовым портом. Мы проводили численные эксперименты на частотах удовлетворяющих условию (2).

Волны порта Флоке представляют собой плоские волны, распространяющиеся в направлении, задаваемом углами θ, φ и отличающиеся поляризацией. Относительно оси Oz эти волны являются соответственно поперечными электрическими TE - волнами и поперечными магнитными TM - волнами. Таким образом, канал Флоке является СВЧ многополюсником с тремя входами. Вход 1 соответствует сосредоточенному порту, входы 2 и 3 - волнам порта Флоке.

На рис. 2 показана частотная зависимость модуля коэффициента передачи канала Флоке S_{21} . Кривые 1 – 5 получены при $P_{x,y}=15$, $w(0)=1$, $w(L)=14$, $L=70$, $a=0.001$, $\varphi=0$, $\theta=0, 10, 15, 20, 25^\circ$. Все размеры здесь и ниже приводятся в миллиметрах. Видно, что коэффициент передачи в TM - волну имеет резкий провал, который смещается вверх по частоте с ростом угла места θ . При этом глубина провала увеличивается. Также можно отметить расширение провала при увеличении угла θ . Коэффициент передачи в TE - волну в плоскости вектора электрического поля $\varphi=0$ равен нулю и на рис. 2 не показан. Из кривых 1-5 на рис. 2 видно, что в режиме осевого излучения при $\theta=0$ эффект ослепления не наблюдается. Наличие глубокого провала в коэффициенте передачи означает ослепление решетки.

На рис. 3 представлена частотная зависимость коэффициента передачи S_{21} . Она получена для параметров приведенных выше за исключением длины антенны Вивальди, которая теперь равна 90. Мы можем отметить, что увеличение параметра L вызвало смещение провалов частотной характеристики вниз по частоте, а также некоторое увеличение их глубины.

Важно отметить, что эффект ослепления наблюдается на частотах удовлетворяющих неравенству (2). Поэтому его никак нельзя связать с появлением побочных дифракционных максимумов в поле излучения решетки. Также он не связан с диэлектрической подложкой, которая специально была устранена из структуры, чтобы исключить ее влияние на эффект ослепления.

Интересно проследить как проявляется эффект ослепления при изменении плоскости сканирования. На рис. 4 показана частотная зависимость коэффициентов передачи со входа 1 на входы 2 и 3. Кривые 1,2 получены для $P_{x,y}=15$, $w(0)=1$, $w(L)=14$, $L=70$, $a=0.001$, $\varphi=45^\circ$, $\theta=25^\circ$. Они соответствуют

коэффициентам передачи S_{21} , S_{31} . Видно, что характерный провал наблюдается теперь только в частотной характеристике S_{21} , то есть ослепление имеет место для TM - волны порта Флоке.

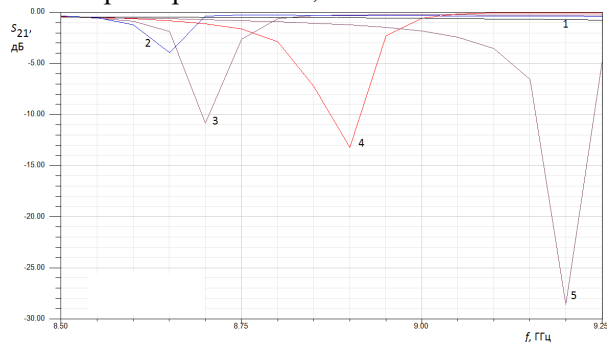


Рис. 3. АЧХ коэффициента S_{21} при $L=90$

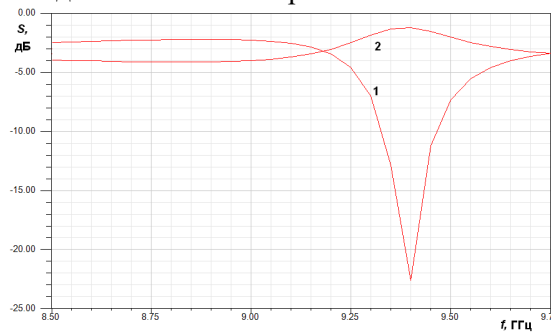


Рис. 4. АЧХ коэффициента S_{21} при $\varphi=45^0$

Из рис. 4 видно, что при $\varphi=45^0$ коэффициенты передачи S_{21} , S_{31} за пределами полосы частот, в которой наблюдается эффект ослепления имеют близкие значения. Мы можем сделать вывод, что увеличение угла φ привело к уменьшению параметра S_{21} и увеличению S_{31} . Дальнейший рост азимутального угла до значения 90^0 уменьшает S_{21} до нуля, что приводит к исчезновению эффекта ослепления, который не сказывается на TE - волнах и, следовательно, на коэффициенте S_{31} .

2. Резонанс волны TM_{01}

В этом разделе мы рассмотрим модель эффекта ослепления, основанную на концепции резонанса TM_{01} – волны канала Флоке решетки антенн Вивальди высшего типа. Она поясняется на рис. 8. Начиная с некоторой частоты критическое сечение волны, характеризуемое координатой z_c располагается внутри антенны Вивальди. В этом случае волна TM_{01} может распространяться на участке $z_c < z < L$, на котором она имеет действительную постоянную распространения γ_{01} .

Волна TM_{01} отражается от критического сечения с коэффициентом отражения R_c равным по модулю единице. Также она отражается от обрыва металлических проводников при $z=L$ с коэффициентом отражения R , который, как отмечалось в [5], может быть близок по модулю к единице. Таким образом, мы получаем замкнутый объем расположенный в области $z_c < z < L$, в котором может накапливаться энергия TM_{01} - волны и благодаря этому возникать резонанс. Для расчета резонансных частот этого резонатора мы можем воспользоваться известным методом, который позволяет записать характеристическое уравнение для расчета резонансных частот, в которое входят фазы коэффициентов отражения R и R_c и постоянная γ_{01} .

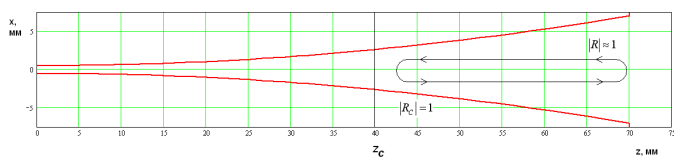


Рис. 5. Резонатор на волне высшего типа

Постоянная распространения γ_{01} определяется по результатам работы [3]. Фаза коэффициента отражения R найдена в работе [5]. Нам осталось определить фазу коэффициента отражения от критического сечения. Для решения этой задачи мы использовали работу [6]. Таким образом, мы знаем все слагаемые, входящие в характеристическое уравнение и можем решить его относительно частоты. Корни уравнения дают нам искомые резонансные частоты f_r .

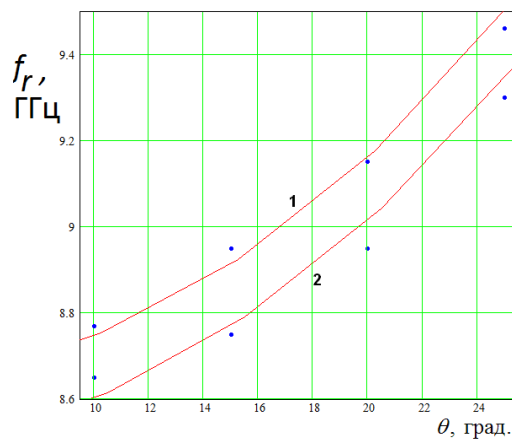


Рис. 6. Резонансные частоты резонатора

На рис. 6 приведена зависимость частоты f_r от угла θ . Сплошные кривые 1,2 получены из решения характеристического уравнения, а точками показаны частоты, на которых наблюдается ослепление решетки. Кривые 1,2 получены при $P_{x,y}=15$, $w(0)=1$, $w(L)=14$, $L=70,90$, $a=0.001$, $\varphi=0^\circ$. Видно, что резонансные частоты с приемлемой точностью совпадают с частотами ослепления. Данный результат подтверждает корректность описанной выше модели эффекта ослепления основанной на резонансе волны решетки типа TM_{01} .

4. Численное исследование поляризационных характеристик

В рамках исследования поляризационных характеристик были проведены расчеты частотных зависимостей коэффициентов передачи S_{21} , S_{31} при изменении углов излучения θ, φ и длины антенны L . В антенной технике принято использовать такие величины как коэффициент эллиптичности и поляризационные потери, которые выражаются через элементы матрицы рассеяния канала Флоке.

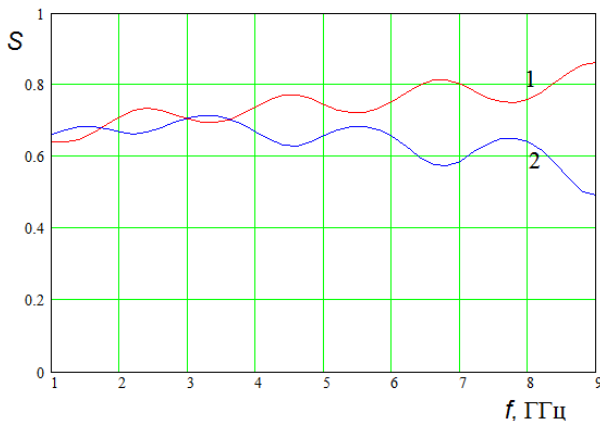


Рис. 7. Частотные зависимости модулей коэффициентов передачи

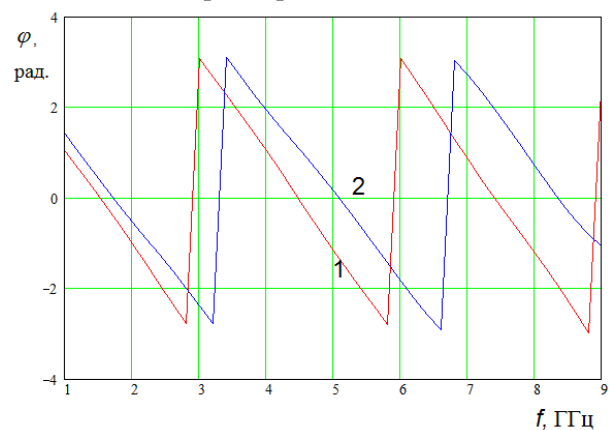


Рис. 8. Частотные зависимости фаз коэффициентов передачи

На рис. 7,8 показаны частотные зависимости модулей (рис. 7) и фаз (рис. 8) коэффициентов передачи канала Флоке из входа 1 в порт Флоке. Кривые 1,2 получены для $P_{x,y}=15$, $w(0)=1$, $w(L)=14$, $L=70$, $a=0.001$, $\varphi=45^\circ$, $\theta=40^\circ$. Нетрудно увидеть, что как модули, так и фазы элементов матрицы рассеяния зависят от частоты. Причем мы можем отметить относительно частые их осцилляции, связанные, скорее всего, с интерференцией отраженных от сечений $z=0, L$ волн. Также видны медленные изменения коэффициентов передачи S_{21} , S_{31} .

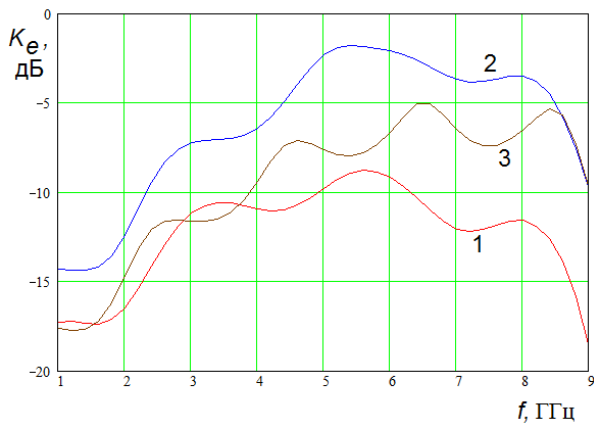


Рис. 9. Частотные зависимости коэффициента эллиптичности

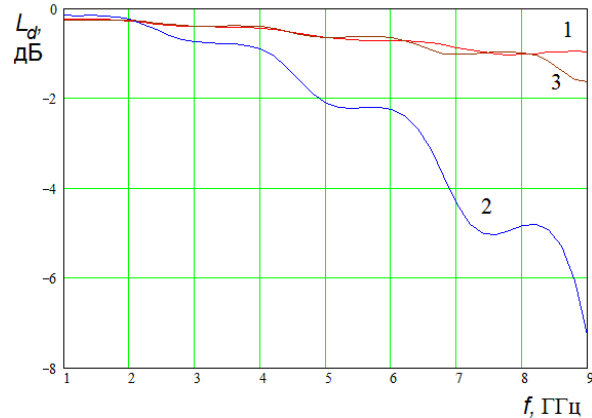


Рис. 10. Частотные зависимости поляризационных потерь

Следует обратить внимание на то, что в идеальном случае коэффициенты передачи синфазны. Однако из рис. 8 видно, что с ростом частоты кривые 1 и 2 расходятся, причем расхождение может быть весьма значительным. Такое поведение кривых не дает оснований ожидать хороших поляризационных характеристик, по крайней мере, на верхнем краю диапазона.

На рис. 9,10 показаны частотные зависимости коэффициента эллиптичности (рис. 9) и поляризационных потерь (рис. 10). Оба параметра выражены в децибелах. Кривые 1 – 3 получены для $P_{x,y}=15$, $w(\theta)=1$, $w(L)=14$, $L=70$, $a=0.001$, $\varphi=22.5, 45, 67.5^\circ$, $\theta=40^\circ$. Видно, что коэффициент эллиптичности меняется в диапазоне частот от больших отрицательных значений на нижнем краю диапазона до значений порядка – 2 дБ на высоких частотах (кривая 2). Такое изменение данного параметра позволяет говорить, что поляризация поля излучения трансформируется от линейной до почти круговой. Естественно, что такие преобразования поля приводят к весьма высоким поляризационным потерям, которые могут достигать – 7 дБ (см. кривую 2 на рис. 10).

5. Интерференция волн решетки и деполяризация

В этом разделе мы рассмотрим весьма простую модель, основанную на представлении поля в решетке антенн Вивальди в виде набора основных собственных волн решетки связанных щелевых линий. Несмотря на свою простоту, эта модель не только качественно, но и достаточно хорошо количественно описывает эффект деполяризации.

В сечении $z=0$ источник возбуждает основные волны решетки. К ним относятся T и квази T – волны. В рамках приближенной модели их коэффициенты возбуждения и, следовательно, коэффициенты передачи S_{21} , S_{31} по модулю пропорциональны $\cos\varphi$ и $\sin\varphi$. А их фазы определяется интегралами от постоянной распространения волны по длине антенны. В рамках такой модели нетрудно для S_{21} , S_{31} записать:

$$S_{21} = \cos\varphi \exp(-ikL), \quad S_{31} = \sin\varphi \exp(-i\psi), \quad (3)$$

где k – постоянная распространения T – волны, равная волновому числу свободного пространства, а ψ – фазовый набег квази T – волны решетки, постоянная распространения которой зависит от координаты z . Для поляризационных потерь L_d из (3) следует простое соотношение:

$$L_d = 1 - \sin^2\varphi \sin^2\Delta\psi/2, \quad \Delta\psi = kL - \psi. \quad (4)$$

Численные расчеты показывают, что результаты, полученные из модели (3),(4) с хорошей точностью совпадают с результатами электродинамического моделирования. Из формулы (4) можно увидеть все закономерности изменения поляризационных характеристик о которых мы говорили в разд. 4. Во-первых, видно, что минимума (максимума в децибелах) параметр L_d достигает при $\varphi=45^\circ$, а при $\varphi=0, 90^\circ$ он равен единице, то есть поляризационные потери в главных плоскостях равны нулю. Также можно увидеть, что разность фазовых набегов двух волн $\Delta\psi$ увеличивается с ростом длины антенны L . Аналогично, при увеличении угла θ увеличивается расхождение между постоянными распространения двух волн, вызывающее рост параметра $\Delta\psi$, который увеличивает поляризационные потери. Можно также отметить, что зависимость от потерь от разности фаз описывается периодической функцией, что позволяет предсказать уменьшение эффекта деполяризации при $\Delta\psi > \pi$. В приведенных выше примерах мы находились в области $\Delta\psi < \pi$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Holter H., Chio T., Schaubert D.H. Elimination of Impedance Anomalies in Single - and Dual - Polarized Endfire Tapered Slot Phased Arrays // IEEE Trans. on AP. 2000. V.48. №1. P.122.
2. Langley J. D. S., Hall P. S., Newham P. Novel ultrawide-bandwidth Vivaldi antenna with low cross polarization // Electronic Letters. 1993. V. 29. No. 23. November 1993. P. 2004.
3. Банков С.Е., Скородумова Е.А. Квазистатический анализ собственных волн решетки связанных щелевых линий передачи // РЭ. 2015. Т. 60. №5. С. 470.
4. Банков С.Е. Собственные волны периодической решетки связанных волноводов // РЭ. 2016. Т.61. №5. С. 418.
5. Банков С.Е. Излучение из двумерной решетки связанных щелевых линий // РЭ. 2017. Т. 62. Принята в печать.
6. Каценеленбаум Б.З. Теория волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: Изд-во АН СССР. 1961.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований. Проект №15-07-07797.

ПОЛОСКОВАЯ ЛИНИЯ ПЕРЕДАЧИ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНОГО ВОЛОКНА

Федоров В.Н., Малютин Н.Д.

Томский университет систем управления и радиоэлектроники
fvnsyfu@mail.ru, ndm@main.tusur.ru

Исследована полосковая линия, выполненная на основе углеродных волокон. Линия включена в разрыв несимметричной полосковой линии и представляет ленту из углеродных волокон на диэлектрической подложке. Получены экспериментальные частотные и импульсные характеристики. Проведено моделирование линии в квази-Т приближении. Методом экстракции получены первичные погонные параметры из сравнения экспериментальных и теоретических частотных и импульсных характеристик. Установлен вид частотной зависимости погонного сопротивления. Экспериментально обнаружены слабо выраженные нелинейные свойства при гармоническом и импульсном воздействии.

Введение

Углеродное волокно (УВ) — материал, состоящий из тонких нитей диаметром от 5 до 15 мкм, образованных преимущественно атомами углерода [1, 2]. В работе [3] описаны электрические свойства УВ. Рассматривается зависимость электрического сопротивления УВ от температуры обработки и времени. Указывается, что погонное сопротивление изменяется в широких пределах.

Углеродные волокна и стекловолокна применяются для изготовления полимерных композиционных материалов (углепластика и стеклопластика). Из углепластика и стеклопластика изготавливаются рефлекторы антенн [4]. Отмечается, что собственное отражение радиосигнала у углепластика в высокочастотном диапазоне составляет 85-92 %, поэтому на поверхность рефлектора для достижения максимально коэффициента отражения наносят металлические пленки [5].

При работе таких антенн возникают ситуации частичного разрушения тонкопленочных металлических покрытий и, следовательно, частичная потеря отражательной способности рефлекторов. Для оценки влияния появляющихся окон на степень изменения параметров антенн необходимо знание электрических параметров углеродных волокон в СВЧ диапазоне. Была исследована полосковая линия, образованная из ленты углеродных волокон, фиксированных на поверхности СВЧ диэлектрика с помощью полимерной клеящейся пленки. Проведено экспериментальное исследование такой полосковой линии при воздействии коротких импульсов и СВЧ колебаний в широком диапазоне частот.

Конструкция полосковой линии передачи

Отрезок полосковой линии передачи был изготовлен в виде полоски из углеродного волокна, помещенной в разрыв несимметричной полосковой линии. Общий вид конструкции показан на рис. 1. Полоска из УВ толщиной 70 мкм и длиной 112 мм плотно прижималась к концам отрезков несимметричной полосковой линии и фиксировалась с помощью полимерной клеящейся пленки. Полоски из УВ имели контакт с медными полосками. Размер платы 211×23×2 мм. Полосковая линия изготовлена методом фрезерования медной фольги. В качестве диэлектрической подложки использовался материал Флан-3.8 толщиной 2 мм.

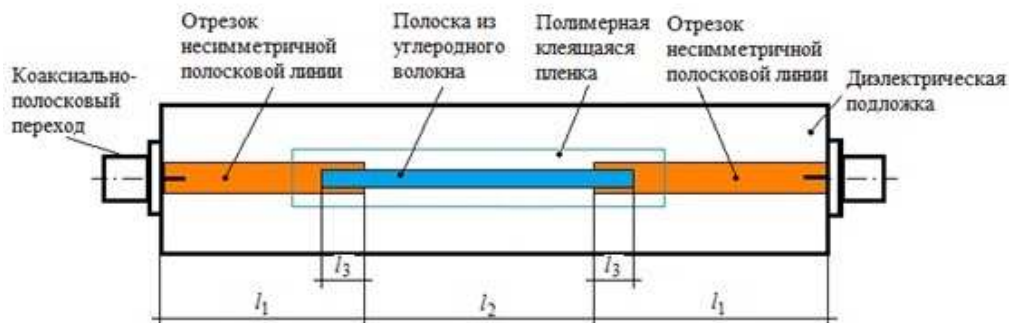


Рис. 1. Отрезок полосковой линии передачи на основе углеродного волокна

Соединение с измерительными приборами осуществлено посредством коаксиальных кабелей и коаксиально-полосковых переходов. Волновое сопротивление отрезков подводящей полосковой линии составляло ≈ 50 Ом. Два отрезка несимметричной полосковой линии шириной 4.6 мм имеют длину

$l_1=59,5$ мм. Полоска из УВ имеет общую длину 112 мм, а ее часть протяженностью $l_2=92$ мм плотно прижата к подложке. Длина участков перекрытия медного проводника несимметричной полосковой линии и полоски из УВ $l_3=$ мм.

Экспериментальные исследования проводились на двух образцах, отличающихся значением ширины полосковой линии из УВ с W_C соответственно 1.7 мм и 2.7 мм.

Методика экспериментальных исследований

В качестве методов исследования были использованы классический анализ векторных параметров в частотном диапазоне до 8 ГГц с помощью прибора Обзор-103 и модифицированный метод рефлектометрии, при котором измеряется не только отраженный сигнал от входа устройства, но и сигнал на выходе устройства [6]. Конструкция устройства, содержащего отрезок полосковой линии на основе УВ, исследовалась в составе следующих последовательно соединенных частей: коаксиальный кабель – коаксиально-полосковый переход – несимметричная полосковая линия – полосковая линия из УВ – несимметричная полосковая линия – коаксиально-полосковый переход – коаксиальный кабель – нагрузка.

Измерения проводились во временной области на дуолучевом стробоскопическом осциллографе Tektronix DSA-8300. Воздействующий импульс в виде ступенчатого скачка напряжения с длительностью фронта 40 пс с генератора Picoseconds подавался на вход устройства через отрезок коаксиального кабеля длиной 100 мм. Выход устройства через отрезок коаксиального кабеля длиной 100 мм был нагружен на нагрузку 50 Ом.

На рис. 2 представлена рефлектограмма $U_1(t)$. Известно, что амплитуда сигнала на участке соответствует величине волнового сопротивления этого участка и коэффициентам отражения, а длительность – времени задержки распространяющейся волны в ней [7].

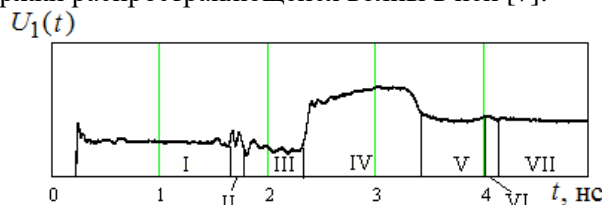


Рис. 2. Разбиение рефлектограммы на участки:

- I, VII – отрезки коаксиальных линий; II, VI – отражения от коаксиально-полосковых переходов; III, V – отрезки несимметричных полосковых линий; IV линия из углеродного волокна

Продольные размеры, размеры поперечных сечений и параметры материалов кабелей, переходов и несимметричной полосковой линии известны, что позволяет определить их первичные параметры по известным соотношениям [8,9]. Известна также длина полосковой линии из УВ на поверхности подложки и размеры контактной зоны. Таким образом, неизвестными являются первичные параметры полосковой линии из УВ и контактных зон, образованных в результате перекрытия этой линии несимметричной полосковой линии, которые и определяют основные свойства полосковой линии на УВ. Существует возможность восстановить электрофизических параметры этих частей устройства по экспериментально полученной рефлектограмме, если построить соответствующую модель и получить теоретическую рефлектограмму $U'_1(t)$. Причем амплитуда $U_1(t)$ в зонах III, IV и V зависит от электрофизических параметров полосковой линии на УВ. Тогда, можно предположить, что если совпадут $U'_1(t)$ модели и экспериментальная $U_1(t)$ (с заданной погрешностью Δ), то их электрофизические параметры можно считать близкими.

Экспериментальные и численные результаты

Модель устройства была представлена в виде каскадного соединения 11 ABCD-матриц, каждая из которых описывала свою часть устройства: 1, 11 – соединители коаксиальные; 2, 10 – отрезки коаксиального кабеля; 3, 9 – коаксиально-полосковые переходы; 4, 8 – отрезки несимметричной полосковой линии; 5, 7 – контактные зоны между полосковой линией из УВ и несимметричной ПЛ; 6 – отрезок полосковой линии из углеродного волокна.

Раскладывая входной импульс, имеющий вид функции Хэвисайда, в ряд Фурье и учитывая граничные условия, определяем частотные характеристики устройства [10]. Для сравнения, на рис. 3

приведены экспериментальная (кривая 1) и расчетная (кривая 2) частотные зависимости вносимого затухания устройства.

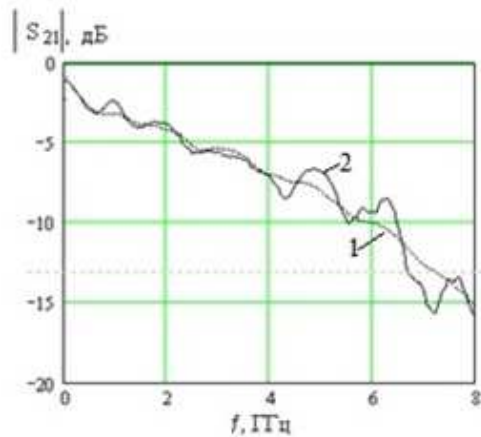


Рис. 3. Частотные зависимости вносимого затухания несимметричной полосковой линии со вставкой в виде полосковой линии на основе углеродного волокна, ширина полосы $W_c=1,7$ мм, длина $l_2=62$ мм: 1 – экспериментальная; 2 – расчетная

Осуществив обратное преобразование Фурье, находим входное напряжение, т.е. теоретическую рефлектограмму $U_1'(t)$.

В результате численного решения были получены первичные погонные параметры полосковой линии из УВ и рассчитаны импульсные и частотные характеристики устройства в целом. Исходными данными явились экспериментально полученные частотные зависимости вносимого затухания (рис. 3), фазы, возвратных потерь (не приведены) и рефлектограмма (рис.4).

На рис. 5 показаны экспериментальная (кривая 1) и рассчитанная рефлектограмма (график 2), полученные при подаче сигнала в виде функции Хэвисайда на вход несимметричной полосковой линии, в разрыв которой включен отрезок полосковой линии на основе УВ с шириной полосы $W=1,7$ мм.

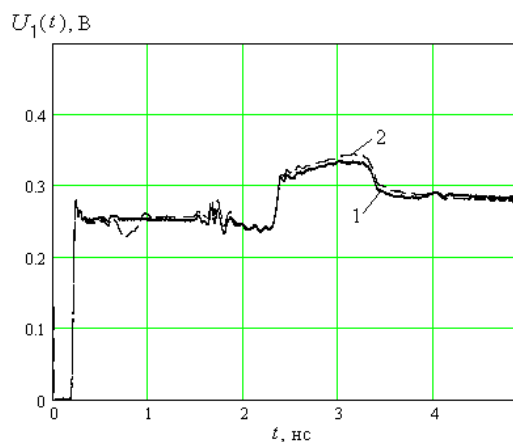


Рис. 4. Рефлектограммы в виде зависимости напряжения на входе устройства $U_1(t)$ от времени t : 1 – экспериментальная; 2 – теоретическая

Варьируемые параметры полосковой линии на УВ: погонные индуктивность L_6 , емкость C_6 , сопротивление R_6 , проводимость G_6 . В качестве дополнительного уравнения для отыскания параметров полосковой линии на УВ берется разность рассчитанной и экспериментальной зависимостей напряжения на выходе устройства:

$$|U_1(t) - U_1'(t)| \leq \Delta. \quad (1)$$

В результате численного решения задачи отыскания первичных параметров, были получены первичные погонные параметры полосковой линии из УВ: индуктивность $L_6 = 0,36$ мкГн/м; емкость

$C_6 = 75$ пФ/м; сопротивление на низкой частоте $R_6 = 304$ Ом/м; проводимость $G_6 = 1 \cdot 10^{-3}$. Однако полученное значение погонного сопротивления на низкой частоте не обеспечивало удовлетворительного совпадения частотных характеристик. Поэтому была осуществлена аппроксимация частотной зависимости R_6 , в результате получена формула для нахождения $R_6(f)$:

$$R_6(f) = R_2 \left[R_0 + [(f - 1)10^{-9}]^{1.5} \right], \quad (2)$$

где $R_2 = 0.8$ Ом/м; $R_0 = 152.2$; частота f берется в ГГц.

Нелинейные свойства линии

Наличие прижимных контактов и несплошности полоски, образованной тонкими волокнами, приводит к появлению переходов металл-окисел-углеродные волокна. Их изучение представляет интересную и сложную задачу. Авторы преследовали цель подтвердить или опровергнуть наличие слабых нелинейных искажений в изготовленной конструкции со встроенной полосковой линией из УВ. Были проведены исследования образца с $W_C = 1.7$ мм с помощью анализатора спектра E4448A и генератора E8663D. На вход подавался гармонический сигнал 2 ГГц мощностью 20 дБм без исследуемого устройства и определялся его спектральный состав по 4-м гармоникам (режим калибровки). Затем включалось в измеряемую цепь устройство, содержащее полосковую линию на основе углеродного волокна, и вновь определялся спектральный состав сигнала. Сравнение полученных амплитуд спектральных составляющих приведено в табл. 1.

Таблица 1 – Спектральный состав сигнала

Частота, ГГц	Амплитуды гармоник в режиме калибровки, устройства, дБм	Амплитуды гармоник в режиме измерения устройства, дБм	Увеличение/ уменьшение амплитуды гармоник A2-A1, дБм
2	18,08	14,06	-4,02
4	-63,14	-69,81	-6,67
6	-64,71	-61,57	3,14
8	-67,61	-67,63	-0,02

Из табл. 1 видно, что на частотах 2 ГГц, 4 ГГц ослабление сигнала соответствует естественному ослаблению сигнала, вносимым устройством (см. рис. 3). На 3-ей и 4-ой гармониках наблюдается несоответствие с рис. 3, и это свидетельствует о появлении нелинейных искажений. Если учитывать собственное ослабление устройства на частоте 6 ГГц, то уровень третьей гармоники при включении в цепь измерений полосковой линии на основе УВ повышается на 14,9 дБм.

Для исследования устройства, содержащего полосковую линию из УВ был использован также прибор Р4-И-01, который позволяет исследовать частотные характеристики и нелинейные свойства цепей при воздействии различных сигналов и одновременно выполнять функции рефлектометра [6, 11]. При измерениях нелинейных свойств исследуемого устройства на Р4-И-01 использовался радиочастотный импульс с наполнением от 0.5 МГц до 5 МГц.

На рис. 5 показано экспериментально полученное на приборе Р4-И-01 изменение уровней гармоник радиочастотного импульса с наполнением частотой 0.5 МГц при включении в цепь устройства с отрезком полосковой линии на основе УВ.

Измерения подтвердили закономерность возрастания уровня 3 – ей гармоники на 12-14 дБм. Исследование нелинейных искажений при воздействии видеоимпульса не позволило установить количественные характеристики искажений по причине недостаточного динамического диапазона прибора, а подтвердило только их наличие на качественном уровне.

Заключение

Таким образом, получены основные характеристики полосковой линии на основе углеродного волокна, которые характеризуются высоким погонным сопротивлением и его существенной частотной зависимостью. Практическое применение такой линии передачи сопряжено с необходимостью усовершенствования контакта металл -углеродное волокно. Обнаружены нелинейные искажения радиочастотных сигналов третьего порядка, что подтверждено измерениями на различных приборах на частотах 1 - 5 МГц и 2 - 8 ГГц.

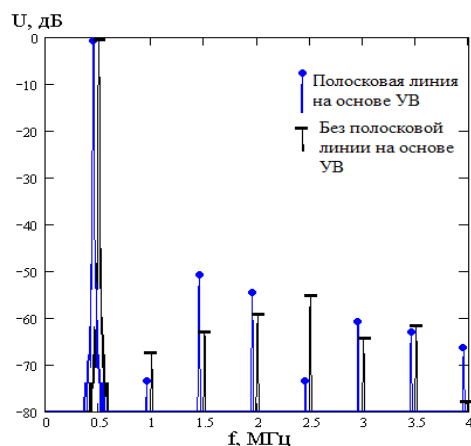


Рис. 5. Изменение спектральных составляющих радиоимпульса при включении устройства, содержащего отрезок полосковой линии на основе УВ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, соглашение № 14.577.21.0188 от 27.10.2015 г., идентификатор RFMEFI57715X0188.

ЛИТЕРАТУРА

1. Simamura, S., Sindo, A., Kotsuka, Tsutiyama, N., Sato, T., Ito, Yo., Ikegami, K., Yamada, K., Sakamoto, A., Watanabe, Yo., Takeda, H., Isikawa, T., Sasaki, V., and Abe, Ya. Carbon Fibers. Moscow: Mir, 1987. – 304 p.
2. Carbon Materials for Advanced Technologies / Edited by T.D. Burchell– Pergamon: An imprint Elsevier Science, 1999. – 540 p.
3. Morgan P. Carbon Fibers and Their Composites. Talor & Francis Group. 2005. – 1131 p.
4. Влияние деструктивных факторов окружающей среды на свойства радиоотражающих покрытий рефлекторов антенн из полимерных композиционных материалов / Михеев А.Е., Гирн А.В., Раводина Д.В., Хоменко И.И., Алякрецкий Р.В. // Вестник Сибирского государственного аэрокосмического университета им. академика М.Ф. Решетнева. 2015. Т. 16. № 4. С. 898-906.
5. Плазменная технология осаждения отражающего покрытия на поверхность углепластика / О.Х. Асанов [и др.] // Известия вузов. Сер. «Физика». 2011. № 11/2. С. 158-161.
6. Loschilov A.G., Bibikov T.H., Semyonov E.V., Maljutin N.D. The experimental setup for analyzing the characteristics of nonlinearity of objects as impacted by the picosecond duration pulse (2012) CriMiCo 2012 - 2012 22nd International Crimean Conference Microwave and Telecommunication Technology, Conference Proceedings, pp. 815-816.
7. Глебович Г.В. Исследование объектов с помощью пикосекундных импульсов. М.: Радио и связь, 1984.
8. Новые возможности системы моделирования электромагнитной совместимости TALGAT / С.П. Куксенко, А.М. Заболоцкий, А.О. Мелкозеров, Т.Р. Газизов // Докл. Том. гос. ун-та систем упр. и радиоэлектроники. – 2015. – № 2(36). – С. 45–50.
9. Djjordjevic A.R. LINPAR for Windows: Matrix parameters for multiconductor transmission lines / A.R. Djjordjevic, M.B. Bazdar, T.K. Sarka // Software and User's manual. – Ver. 2. – London: Artech House, 1999. – 252 p.
10. Quasi-T-waves in devices using coupled strip lines with unbalanced electromagnetic coupling / Vorob'ev, P.A., Malyutin, N.D., Federov, V.N. // Radio Engineering and Electronic Physics (English translation of Radiotekhnika i Elektronika). 1982. 27 (9), pp. 38-44.
11. Пат. 2263929 С1 Российская Федерация, G 01 S 13/00. Способ исследования нелинейности преобразования сигналов объектом / Э.В. Семенов. – № 2004110640; заявл. 07.04.2004; опубл. 10.11.2005, Бюл. № 31; приоритет 07.04.2004.

ПРИМЕНЕНИЕ КВАНТОВЫХ КАСКАДНЫХ ЛАЗЕРОВ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА

Вакс В.Л.^{1,2,3}

¹ Институт физики микроструктур РАН

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

³ НИУ ИТМО

vax@ipmras.ru

Работа посвящена применению источников излучения на основе квантовых каскадных лазеров для спектроскопии высокого разрешения терагерцевого диапазона частот. Эти источники привлекают своей компактностью и высокой квантовой эффективностью. Терагерцевые квантовые каскадные лазеры работают на межподзонных переходах, позволяя управлять энергией перехода по всему диапазону частот от 1.2 ТГц до 4.8 ТГц. Выходная мощность при криогенных температурах составляет обычно десятки мВт. Возможность управления частотой лазеров в сочетании с высокой выходной мощностью делает их привлекательными для спектроскопических приложений. Для создания спектрометров высокого разрешения терагерцевого диапазона частот на основе квантовых каскадных лазеров необходимо решить задачу управления частотой, которая включает режим стабилизации и перестройки частоты, введения модуляции того или иного параметра излучения лазера. В работе описаны системы стабилизации и управления частотой квантовых каскадных лазеров.

Введение

Для количественного анализа состава многокомпонентных газовых смесей с предельно низкими концентрациями компонент (например, выдыхаемый воздух, «запахи» биологических тканей, hi-tech и т.д.) требуется спектроскопическая аппаратура прямого обнаружения микропримесей в газовой смеси со следующими характеристиками: чувствительность на уровне единиц ppb (parts per billion – частей на миллиард), высокая разрешающая способность, ограниченная лишь эффектом Доплера [1], стабильность частоты источника излучения не хуже $10^{-8} \div 10^{-10}$ от несущей. Кроме того, прибор, предназначенный для работы в реальных условиях, должен обладать высоким быстродействием и быть простым в эксплуатации [2,3]. На сегодняшний день всем вышеперечисленным требованиям удовлетворяет метод спектроскопии высокого разрешения на нестационарных эффектах - свободно затухающей поляризации и быстрого прохождения по частоте, обеспечивающий наилучшую, близкую к теоретическому пределу чувствительность. Кроме высоких чувствительности и спектрального разрешения такие приборы имеют малое время измерения порядка $1 \div 2$ с, что позволяет проводить анализ в режиме реального времени.

Среди источников когерентного излучения ТГц частотного диапазона, которые могут быть использованы в спектрометрах, можно упомянуть лампы обратной волны (ЛОВ), полупроводниковые генераторы с умножителями частоты на диодах Шоттки и на полупроводниковых сверхрешетках, транзисторы, лазеры на свободных электронах, молекулярные лазеры и квантовые каскадные лазеры (ККЛ). Для того, чтобы перекрыть частотный диапазон от 100 до 1200 ГГц, требуется семь разных ЛОВ. Это создает определенные трудности, если необходимо проведение измерений во всем указанном диапазоне. Кроме того, в стране, практически, прекращено производство этих генераторов. Лазеры на свободных электронах - это мощные источники ТГц излучения, но это масштабные, дорогостоящие установки. Газовые лазеры также могут работать на ТГц частотах, но и они являются в общей массе громоздкими, с большим энергопотреблением, работающими на фиксированных частотах, которые не всегда совпадают с интересующими линиями поглощения. Другим вариантом является использование генераторов гармоник и твердотельных электронных приборов. Мощность, генерируемая на высоких частотах твердотельными электронными приборами, такими как транзисторы, генераторы Ганна с умножителями частоты, снижается с ростом частоты, и даже для лучших приборов достижимая мощность, генерируемая выше 1 ТГц, обычно существенно ниже милливаттного уровня, необходимого для эффективного взаимодействия излучения с молекулярным ансамблем.

В диапазоне частот $1 \div 5$ ТГц новые возможности для спектроскопии высокого разрешения появились с разработкой и созданием семейства твердотельных ТГц источников когерентного

излучения на основе ККЛ [4]. Эти источники привлекают своей компактностью и высокой квантовой эффективностью. ТГц ККЛ работают на межподзонных переходах, позволяя управлять энергией перехода по всему диапазону частот от 1.2 ТГц до 4.8 ТГц. Выходная мощность при криогенных температурах составляет обычно десятки мВт, но в литературе сообщалось о мощностях выше 248 мВт в импульсном и 138 мВт непрерывном режимах на частоте 4.4 ТГц для 10 К. Возможность управления частотой ККЛ в сочетании с высокой выходной мощностью делает ТГц ККЛ привлекательными для спектроскопических приложений. Максимальная рабочая температура для ТГц ККЛ в настоящее время приближается к 200 К - $T=178$ К [5], $T=186$ К с пиковой мощностью 5 мВт при данной температуре в лазерах резонансно-фононного дизайна [6] и $T=199.5$ К в импульсном режиме (длительность импульса 300 нс, частота повторения импульсов 300 Гц) - совместной группой из Канады-США-Германии [7,8]. На основе ККЛ был реализован гетеродин на 2.8 ТГц со смесителем на горячих электронах (НЕВ), при этом чувствительность приемника в 8 раз превышала квантовый шум на этой частоте [9].

В инфракрасном (ИК) диапазоне ККЛ достаточно широко используются в качестве источника излучения для спектрометров, работающих в режиме быстрого прохождения частоты [16-18]. Одним из направлений развития ТГц спектроскопии высокого разрешения является использование источников излучения на разностной гармонике двух ИК ККЛ. Разработан метод генерации разностной частоты ТГц частотного диапазона двух независимо перестраиваемых ККЛ лазеров среднего ИК диапазона (4.8 мкм), работающих при комнатной температуре [11]. Особенностью данного источника является то, что он выполнен в единой монолитной мультисекционной структуре: трехсекционный гребенчато-волноводный лазерный дизайн с двумя дискретными решетчатыми секциями с распределенной обратной связью и секцией с распределенным Брэгговским отражателем, используемыми для независимой перестройки по длине волны излучения ИК квантово-каскадных лазеров, обеспечивая тем самым перестройку частоты ТГц излучения. Разработанный ТГц источник имеет широкий диапазон перестройки частоты - 2.6÷4.2 ТГц при комнатной температуре и мощность ТГц излучения 0.1 мВт. Использование такого широкодиапазонного источника ТГц излучения вместе с детектором на полупроводниковых сверхрешетках [12] позволит реализовать компактный ТГц спектрометр высокого разрешения, работающий при комнатной температуре.

Все это характеризует ККЛ как перспективные источники ИК или ТГц излучения для чувствительных ИК или ТГц спектрометров широкого применения (обнаружение взрывчатых веществ, поиск молекул - биомаркеров различных заболеваний и т.д.) [13].

Источник терагерцевого излучения на основе квантового каскадного лазера

Квантовые каскадные лазеры представляют собой униполярные полупроводниковые лазеры на межподзонных оптических переходах в полупроводниковых гетероструктурах [14]. В отличие от межзонных диодных лазеров, где идут оптические переходы, связанные с рекомбинацией электронов и дырок, преодолевающих запрещенную зону полупроводника, в ККЛ все переходы совершаются электронами только внутри одной подзоны [13].

На сегодняшний день разработано и создано несколько типов ТГц ККЛ:

- на основе чирпированных сверхрешеток (СР);
- на переходах из связанного состояния в континуум (bound to continuum);
- на основе резонансного взаимодействия с фононами (resonant-phonon);
- на базе гибридных «перемежающихся» структур (hybrid interlaced).

Для успешного применения ККЛ в ТГц спектроскопии высокого разрешения необходимо решить ряд важных задач.

1) Направленность излучения ККЛ

Низкая направленность излучения ККЛ и неоднородный волновой фронт связаны с субволновым поперечным размером лазерной структуры. Ряд работ в последнее время был посвящен улучшению направленности и структуры излучения терагерцевых ККЛ с помощью плазмонной антенны, внешнего резонатора, дизайна резонатора для вертикального вывода излучения, рупорной антенны и др. [15,16]. Полученные результаты показали возможность существенного улучшения направленности, однако надежный и простой способ получения аксиально - симметричного узкого пучка с однородным волновым фронтом до сих пор является проблемой. Одним из путей преодоления проблемы может стать использование интерференции излучения от продольного распределения источников в резонаторе лазера [17]. Этот путь требует разработки резонатора ККЛ с длиной, много большей длины волны ККЛ,

для достижения синхронизма продольной фазовой скорости оптической моды со световой скоростью излучения.

2) Одномодовый режим генерации ККЛ

Другой важной проблемой, препятствующей использованию ККЛ в ТГц спектроскопии высокого разрешения, является многомодовый режим генерации. Селекцию продольных мод ККЛ в пределах полосы усиления предлагается осуществлять с помощью распределенной обратной связи, которая создается периодической решеткой на продольной грани резонатора (щели в металлическом контакте или модуляции показателя преломления). Селекция низшей поперечной моды обеспечивается малыми поперечными размерами резонатора. Перестройка частоты ККЛ в пределах 0.05 см^{-1} может осуществляться модуляцией инжекционного тока и изменением температуры (в пределах 0.1 см^{-1}) [18]. Небольшое увеличение диапазона перестройки (0.4 см^{-1}) возможно с использованием внешних резонаторов с подвижными зеркалами или с помощью решеток. В более широких пределах ($\sim 10 \text{ см}^{-1}$) могут перестраиваться ККЛ, основанные на нелокальных переходах, за счет Штарковского сдвига частоты перехода [19].

3) Исследование спектральных характеристик ККЛ

Высокие значения токов накачки, а также высокое значение импеданса излучателя при низких температурах вызывают заметный разогрев чипа квантово-каскадного лазера, что является источником нестабильности как амплитудных (мощностных), так и фазовых (частотных) характеристик лазерного излучения. В связи с этим, для создания источника излучения спектрометра терагерцевого частотного диапазона необходимо исследование особенностей генерации излучения ККЛ (вольтамперные характеристики, спектры, излучательные и временные характеристики), кроме того, необходимо проведение исследований влияния конструктивных особенностей ККЛ на шумовые характеристики излучения ККЛ.

4) Стабилизация частоты (фазы) ККЛ

Важной целью в разработке прецизионного источника излучения на основе ККЛ является создание системы фазовой автоподстройки частоты. Стабилизация ККЛ на частоте 3.0 ТГц по сигналу молекулярного лазера позволила получить ширину линии излучения с учетом накопления сигнала на уровне 65 кГц [20]. В других экспериментах с использованием газовых лазеров была зафиксирована ширина линии ККЛ меньше 30 кГц [17,21]. В работе [9] сообщается о реализации на основе ККЛ гетеродина на 2.8 ТГц со смесителем на горячих электронах. Существенным недостатком таких систем является привязка к частоте генерации молекулярного лазера, что не позволяет проводить широкодиапазонные исследования. Фазовая автоподстройка частоты ККЛ по высокостабильному источнику излучения микроволнового диапазона обеспечит как широкий диапазон частот, так и плавную перестройку в нем. Первая попытка разработки такой системы была предпринята в работе [22]. С использованием сверхпроводящего смесителя и опорного микроволнового генератора частоты авторам удалось добиться ширины линии генерации ККЛ на уровне 10 Гц.

Успешный вариант создания системы ФАПЧ ККЛ представлен в [23]. Основными компонентами цепи ФАПЧ являются блок фазового детектора, блок частотного детектора и блок управления (рис. 1). Эксперимент по ФАПЧ ККЛ с частотой 3.4 ТГц проводился с использованием электроники, работающей при комнатной температуре. Используемый ККЛ с распределенной обратной связью 3-го порядка работал в одномодовом режиме. ККЛ состоит из активной области GaAs/AlGaAs толщиной 10 мкм и шириной 17 мкм, выращенной методом молекулярно-пучковой эпитаксии с 27 поперечными периодами гофрированной дифракционной решетки на 1,07 мм длины лазера. ККЛ помещен в гелиевый криостат с окном из высокоплотного полиэтилена (1,2 мм).

С использованием гармонического смесителя на КПСР, охлаждаемого до температуры 10 К, была разработана и реализована система ФАПЧ ККЛ на частоте 4.7 ТГц [24]. ККЛ и гармонический смеситель на КПСР размещались рядом в гелиевом криостате. Используемый ККЛ работал в одномодовом режиме. Это был ККЛ с распределенной обратной связью 3-го порядка с низкой потребляемой мощностью (0.5 мВт) и мощностью излучения около 0.25 мВт. Связь между ККЛ и диодом на КПСР осуществлялась прямым взаимодействием рупор в рупор, которого достаточно, чтобы продемонстрировать эффект, но высокоточная оптика может дать улучшение от 3 до 10 дБ. Гармонический смеситель на сверхрешетке генерировал сигнал биений на частоте 400 МГц, являющийся результатом смешения сигнала ККЛ с 24-й гармоникой сигнала опорного синтезатора с частотой 198 ГГц. Опорный сигнал с мощностью 10 мВт

от внешнего микроволнового источника подается через окно в криостат. Сигнал биений, превышающий уровень шума примерно на 10 дБ, является достаточным, чтобы продемонстрировать частотную автоподстройку линии лазера. Измеренная частотно автоподстроенная линия шириной 700 кГц имеет Фойгтовский профиль из-за дополнительных шумов в системе. Это соответствует ширине в 100 кГц Лоренцевской формы линии свободно генерирующего ККЛ.

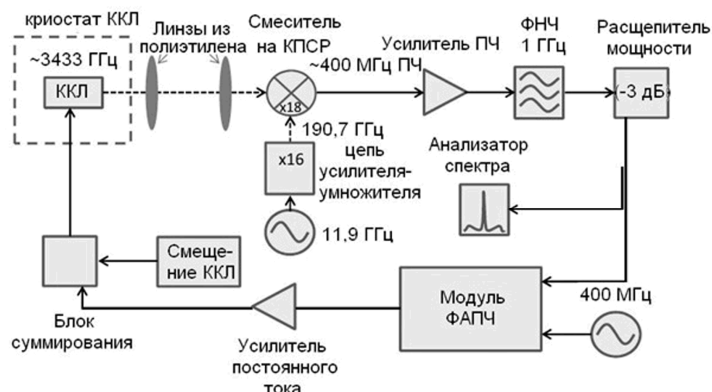


Рис.1. Блок-схема системы ФАПЧ ККЛ [23]

Для создания системы ФАПЧ ТГц диапазона необходима генерация опорного сигнала на высоких частотах, для чего может быть применен успешно реализованный автором подход использования гармоник синтезатора частоты в качестве опорного сигнала [12]. Представляется важным получение гармоник умножаемого высокостабильного генератора до нескольких ТГц, что позволит осуществлять как стабилизацию частоты (фазы) ККЛ, так и введение необходимых для работы спектрометра модуляций, обеспечивающих быстрое управление частотой ККЛ. При этом сложность представляет получение гармоник с большими номерами. Другим вариантом стабилизации частоты ККЛ является система стабилизации частоты ККЛ по линии поглощения паров газа. Известно, что линия молекулярного перехода может быть использована как высокостабильный источник опорной частоты. С помощью перестраиваемого в широком диапазоне частот высокочастотного (ВЧ) генератора, модулированного по частоте сигналом низкочастотного генератора, формировались боковые спектральные составляющие излучения ЛОВ. Захват частоты ЛОВ осуществлялся на одной из боковых составляющих спектра. Перестройка генератора ВЧ по частоте приводит к соответствующему сдвигу несущей частоты ЛОВ. Широкая полоса перестройки обеспечивалась широкополосным усилителем и фазовым детектором.

Заключение

В работе показана принципиальная возможность использования источников излучения на квантовых каскадных лазерах для спектроскопии высокого разрешения терагерцевого диапазона частот. Рассмотрена возможность стабилизации частоты как с применением классической системы ФАПЧ, так и с использованием линии поглощения газа. Предполагается, что использование стабилизации частоты ККЛ по спектральной линии поглощения газа может существенно упростить и удешевить создание спектрометра и позволит разработать компактный нестационарный спектрометр ТГц диапазона с высокими чувствительностью и спектральным разрешением.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №15-12-10035) и Минобрнауки РФ (грант № 074-U01).

ЛИТЕРАТУРА

1. Vaks V. High-Precise Spectrometry of the Terahertz Frequency Range: The Methods, Approaches and Applications // *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*. 2012. V. 33. P. 43.
2. Мухин А.А., Иванов В.Ю., и др. Терагерцевая спектроскопия и магнитоэлектрические свойства мультиферроиков на основе манганитов // *УФН*. 2009. Т. 179(8). С. 904.

3. Вакс В.Л., Домрачева Е.Г., Собакинская Е.А. и др. Анализ выдыхаемого воздуха: физические методы, приборы и медицинская диагностика // УФН. 2014. Т.184, № 7. С. 739.
4. Köhler R., Tredicucci A., Beltram F. et al. Terahertz semiconductor-heterostructure laser // Nature. 2002. V. 417, Iss. 2. P. 156.
5. Belkin M.A., Fan J.A., Hormoz S. et al. Terahertz quantum cascade lasers with copper metal-metal waveguides operating up to 178 K // Optics Express. 2008. V. 16, Iss. 5. P. 3242.
6. S.Kumar, Q.Hu, and J.L.Reno. 186 K operation of terahertz quantum cascade lasers based on a diagonal design // Appl. Phys. Lett. 2009. V.94. P.131105.
7. M.A.Belkin and F.Capasso. New frontiers in quantum cascade lasers: high performance room temperature terahertz sources // Phys. Scr. 2015. V.90. P.118002.
8. S.Fatholouloumi, E.Dupont, et al. THz quantum cascade lasers operating up to ~ 200 K with optimized oscillator strength and improved injection tunneling // Optics Express, 2012. V. 20(4), P.3866.
9. Gao J.R., Hovenier J.N., Yang Z.Q., et al. Terahertz heterodyne receiver based on a quantum cascade laser and a superconducting bolometer // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 86(24). P. 244104.
10. S.Wright, G.Duxbury, N.Langford. A compact QCL based spectrometer for monitoring the concentrations of methane and nitrous oxide in the troposphere // Appl. Phys. B. 2006. V.85. P. 243–249.
11. Lu Q.Y., Slivken S., Bandyopadhyay N., et al. Widely tunable room temperature semiconductor terahertz source // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105, Iss. 20. P. 201102.
12. В.Л.Вакс, А.Н.Панин, С.А.Басов, и др. Нестационарная спектроскопия диапазона частот 1-2,5 ТГц на твердотельных устройствах. // Известия Вузов. Радиофизика, 2009, Т.52, № 7, с. 569-575.
13. Williams B. Terahertz quantum-cascade lasers // Nature Photonics. 2007. V.1. P. 517.
14. Sorokina I.T., Vodopyanov K.L. (eds) Solid-State Mid-Infrared Laser Sources. // Ser. Topics in Applied Physics. Berlin-Heidelberg: Springer. 2003. P. 89
15. Yu N., Fan J., Wang Q., Edamura T., et al., Small-divergence semiconductor lasers by plasmonic collimation // Nature Photonics. 2008. V. 2. P.564.
16. Maineult W., Gellie P., Andronico A., et al., Metal-metal terahertz quantum cascade laser with micro-transverse-electromagnetic-horn antenna // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. P. 183508.
17. Orlova E.E., Hovenier J.N., Klaassen T.O., et al. Antenna model for wire lasers // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 173904.
18. Barkan A., Tittel F.K., Mittleman D.M., et al., Linewidth and tuning characteristics of terahertz quantum cascade lasers // Optics Letters. 2004. V. 29, Iss. 6. P.575.
19. Walther C., Fischer M., Scalari G., et al., Quantum cascade lasers operating from 1.2 to 1.6 THz // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 131122.
20. Betz A. L., Boreiko R. T., Williams B. S., et al., Frequency and phase-lock control of a 3 THz quantum cascade laser // Optics Letters. 2005. V. 30, Iss. 14. P. 1837.
21. Barbieri S., Alton J., Beere H. E., et al., Heterodyne mixing of two far-infrared quantum cascade lasers by use of a pointcontact Schottky diode // Optics Letters. 2004. V. 29, Iss. 14. P. 1632.
22. Hovenier J.N., Adam A.J.L., Kasalynas I., et al., Phase-locking on the beat signal of a two-mode 2.7 terahertz metal-metal quantum cascade laser // Proceedings Symposium IEEE/LEOS Benelux Chapter, p. 125, 2006, Eindhoven.
23. Hayton D.J., Khudchenko A., Pavelyev D.G. et al. Phase locking of a 3.4 THz third-order distributed feedback quantum cascade laser using a room-temperature superlattice harmonic mixer // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. P. 051115.
24. A.V.Khudchenko, D.J.Hayton, D.G.Pavelyev, et al.. Phase Locking A 4.7 THz Quantum Cascade Laser using a Super-Lattice Diode as Harmonic Mixer// Proceeding of 39th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves. IRMMW-THz 2014, September 14-19, 2014, Tucson, AZ, p 2811642.

ОБЗОР ПОСЛЕДНИХ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЙ ПЛАЗМЕННОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО СВЧ УСИЛИТЕЛЯ

П. С. Стрелков¹, И. Е. Иванов¹, В. П. Тараканов^{2,3}

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия
strelkov@fpl.gpi.ru,

² Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

³ Национальный исследовательский университет "МИФИ", Москва, Россия
karat@gmail.ru

Исследования плазменного релятивистского СВЧ усилителя на частотах 2.4 - 3.1 ГГц ведутся с 2007 года. В данной статье приведены параметры усиленного СВЧ сигнала в оптимальном по мощности выходного излучения режиме, которые удалось получить в результате этих исследований. Подробно описаны методы измерения этих параметров.

Экспериментальная установка

РЭП (релятивистский электронный пучок) для плазменного релятивистского СВЧ усилителя формируется в магнитоизолированном диоде, изображенном на рис. 1. Длительность импульса тока равна 500 нс, ток РЭП равен 2 кА, энергия электронов 500 кэВ. Магнитоизолированный диод состоит из взрывоэмиссионного дискового поперечно-лезвийного катода 1 трубы 2, величина магнитного поля на катоде $B = 5.5$ кГс. На расстоянии 9 см от катода РЭП 3 входит в диафрагмирующую трубку 4. После диафрагмирующей трубки РЭП попадает внутрь трубчатой плазмы 5. Плазма создается дополнительным электронным пучком, который эмитируется кольцевым термокатодом 6. Дополнительный пучок распространяется в газе при давлении $1.5 \cdot 10^{-4}$ Торр и за 100 мкс до включения импульса РЭП создаёт плазму. Плотность плазмы пропорциональна величине тока дополнительного электронного пучка, поэтому плотность плазмы измеряется в относительных единицах равных току дополнительного пучка в амперах. РЭП и дополнительный пучок распространяются в продольном магнитном поле $B = 4.5$ кГс до коллектора 7. На коаксиальный вход усилителя 8 подаётся сигнал от сменных магнетронов, имеющих разную частоту. Мощность входного сигнала около 50 кВт. СВЧ-поглотитель 9 препятствует самовозбуждению усилителя. СВЧ излучение из рупора 10 выходит в свободное пространство, где расположены диагностики для измерения его параметров. Устройство работает в режиме одиночных импульсов с периодом 3 минуты.

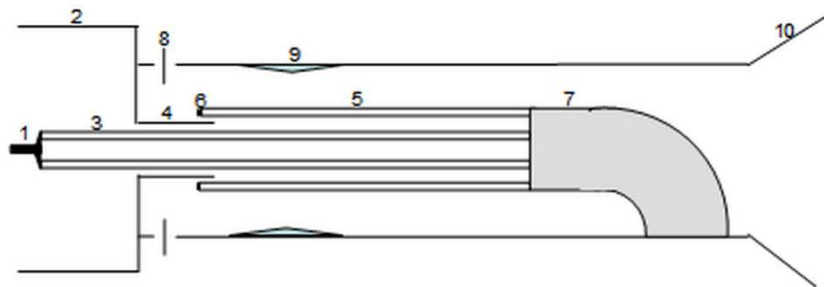


Рис.1 Схема плазменного СВЧ усилителя 1- катод сильноточного ускорителя, 2 - анод магнитоизолированного диода, 3 – трубчатый электронный пучок, 4 – диафрагмирующая трубка, 5 – трубчатая плазма, 6 – катод плазменного источника, 7 – коллектор, 8- вход СВЧ усилителя, 9 – СВЧ поглотитель, 10 – рупор.

Методы измерения полной энергии и мощности СВЧ импульса

Энергия СВЧ импульса измеряется калориметром с диаметром 50 см, рис.1. Широкоапертурный калориметр для измерения энергии одиночного СВЧ импульса большой мощности был создан в нашей лаборатории [1] и затем повторен во многих других лабораториях, исследующих проблемы релятивистской СВЧ электроники

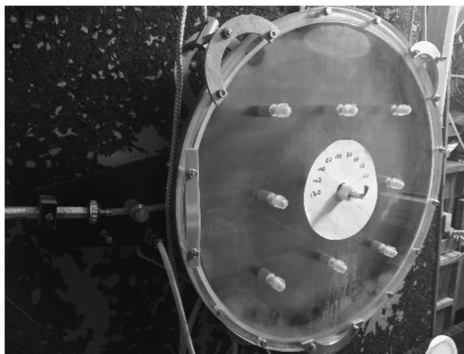
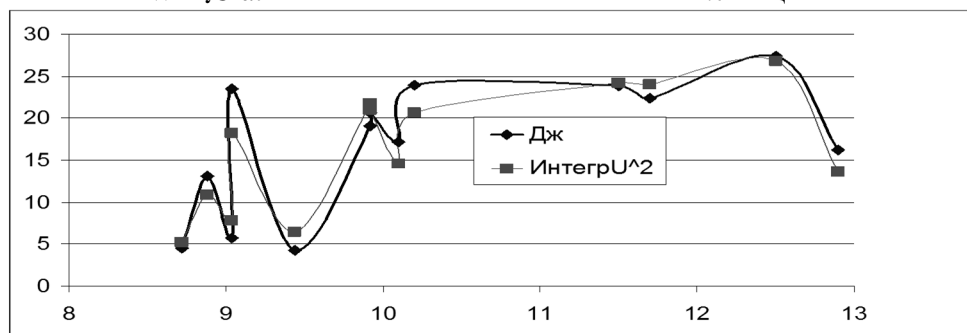


Рис.2 Калориметр и СВЧ антенна.

В центре калориметра расположена приёмная антенна, рис.2. Сигнал с этой антенны по коаксиальному кабелю, ослабленный на 63 дБ, поступает на вход осциллографа TDS 7404, с полосой частот до 4 ГГц. Таким образом, измеряется энергия каждого СВЧ импульса и зависимость напряжённости электрического поля СВЧ излучения от времени на оси СВЧ пучка. Поворот антенны позволяет определить степень поляризации СВЧ излучения.

Если структура электрического поля в разных точках сечения СВЧ пучка постоянна в серии СВЧ импульсов, то величина $\int U^2 dt$ и полная энергия СВЧ импульса W должна быть пропорциональны друг другу. Здесь U амплитуда сигнала с антенны. На рис.3 представлена зависимость величины $\int U^2 dt$ (относительные единицы) от энергии СВЧ импульса (джоули). СВЧ импульса (джоули).

Рис.3. Зависимости W и $\int U dt^2$ от плотности плазмы на частоте 2.7 ГГцРис.3. Зависимости W и $\int U^2 dt$ от плотности плазмы на частоте 2.7 ГГц

Из этого графика следует, что при изменении плотности плазмы от 9А до 13А наблюдается почти линейная зависимость $\int U^2 dt$ от W . Кроме того, постоянство структуры СВЧ пучка было подтверждено измерениями [2].

На разных расстояниях от рупора располагалась тонкая диэлектрическая плёнка с наклеенными на неё металлическими микрочастицами. На плёнке загорался разряд рис. 4. Видно, что размер светящегося пятна увеличивается при увеличении расстояния z между рупором и плёнкой. На фотографиях свечения экрана, слева, видны светящиеся нити.

На рис 4 справа приведен результат численного моделирования при помощи кода «Карат» [3]. Масштаб на экспериментальных и расчётных картинках одинаков. Длина каждого отрезка на расчётных картинках пропорциональна максимальному абсолютному значению электрического поля в данной точке сечения СВЧ пучка. Наклон каждого отрезка соответствует направлению силовой линии электрического поля в данной точке сечения СВЧ пучка. Качественно показано, что светящиеся нити совпадают с направлением вектора электрического поля в расчёте.

Для того чтобы измерить полную энергию СВЧ импульса надо поместить калориметр вплотную к рупору. Но при этом отражение излучения от калориметра искажает работу усилителя. Поэтому все основные измерения проводились на расстоянии 70 см от рупора, где диаметр СВЧ пучка превышает диаметр калориметра.

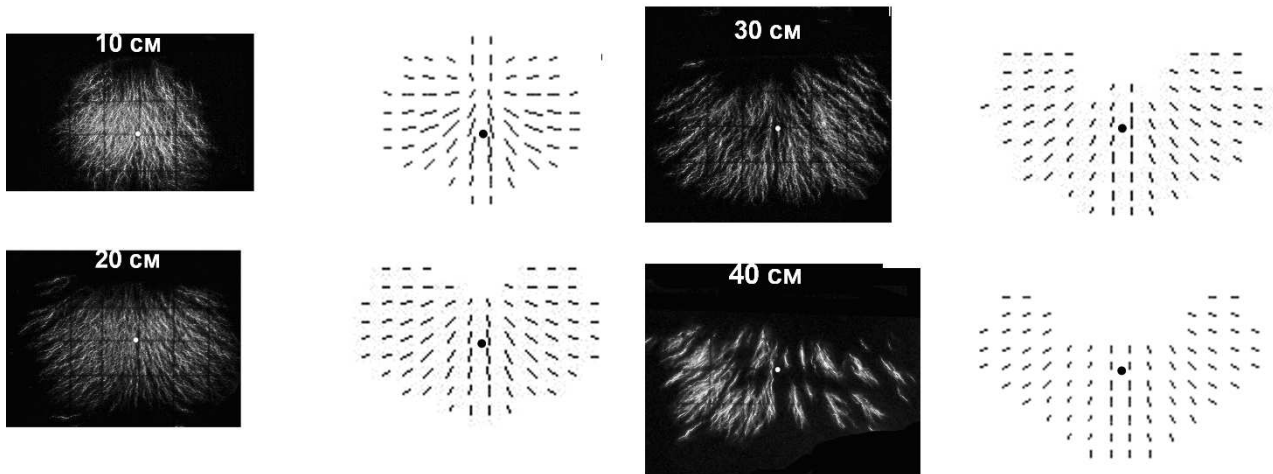


Рис.4. Это 2.7 ГГц Фотографии свечения плёнки, расположенной на разных расстояниях от рупора – слева, результат компьютерного моделирования – справа. Точками отмечена ось СВЧ пучка

При выполнении расчёта структуры СВЧ пучка была определена доля энергии СВЧ пучка, которая находится в диаметре 50 см на разных расстояниях от рупора для трёх частот. При уменьшении расстояния от 70 см до 40 см расчётные значения энергии СВЧ импульса в эксперименте и в расчёте совпадают, на расстояниях менее 40 см экспериментальная кривая не совпадает с расчётной. Это расхождение связано с некорректностью измерений энергии на малом расстоянии. В дальнейшем считается, что в соответствии с расчётом полная энергия СВЧ импульса, в $2.6 \cdot 1.1 = 2.8$ раза больше значения энергии измеренного на расстоянии 70 см. Коэффициент 1.1 учитывает 10% отражение СВЧ мощности от калориметра.

В спектре выходного СВЧ излучения регистрируются шумы, и возникает вопрос: «Какая доля мощности излучается на частоте входного сигнала»? На рис. 6 чёрным цветом показан сигнал $U(t)$ и серым цветом $U_f(t)$. Осциллограмма $U_f(t)$ получается при пропускании сигнала $U(t)$ через компьютерный фильтр на частоте входного сигнала с полосой частот ± 15 МГц. Кроме того, приведена осциллограмма импульса напряжения на катоде сильноточного ускорителя.

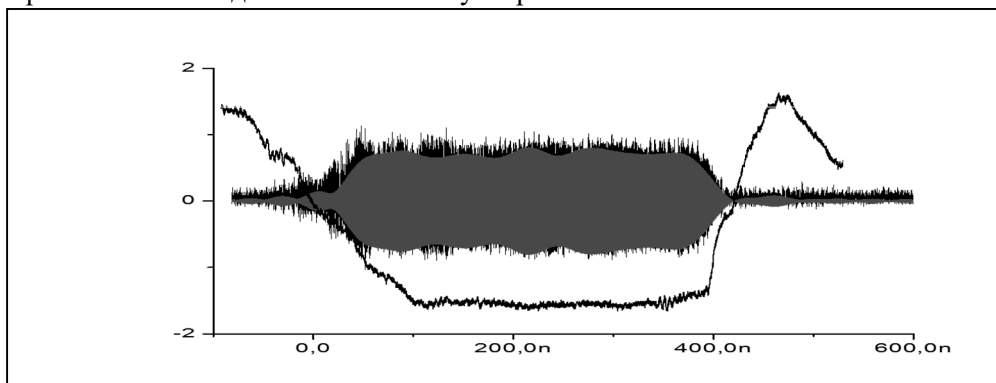


Рис.5. Осциллограмма импульса напряжения на катоде и СВЧ импульс на частоте 2.7 ГГц.

Сигналы $U(t)$ $U_f(t)$ в центре СВЧ пучка при вертикальном расположении антенны позволяют вычислить величины $\int U^2 dt$ и $\int U_f^2 dt$ и тем самым определить, какая доля энергии излучается на частоте входного сигнала. В СВЧ импульсе рис.5 энергия излучения на основной частоте равна 88 % от полной энергии. Для вычисления абсолютного значения мощности СВЧ излучения P_f на частоте основного сигнала в любой момент времени t на отрезке $\Delta t \gg 1/f$ используется формула

$$P_f(t) = W U_f^2(t) / 2 \int U^2(t) dt \quad (1)$$

Здесь W - энергия СВЧ импульса, $U^2(t)$ - квадрат амплитуды сигнала с приёмной антенны, $U_f^2(t)$ - квадрат амплитуды сигнала с приёмной антенны, прошедшего через полосовой фильтр.

Параметры СВЧ усилителя

Форма СВЧ импульса при значениях плотности плазмы оптимальных по мощности излучения изменяется, а именно максимум мощности наблюдается в конце СВЧ импульса, рис.6

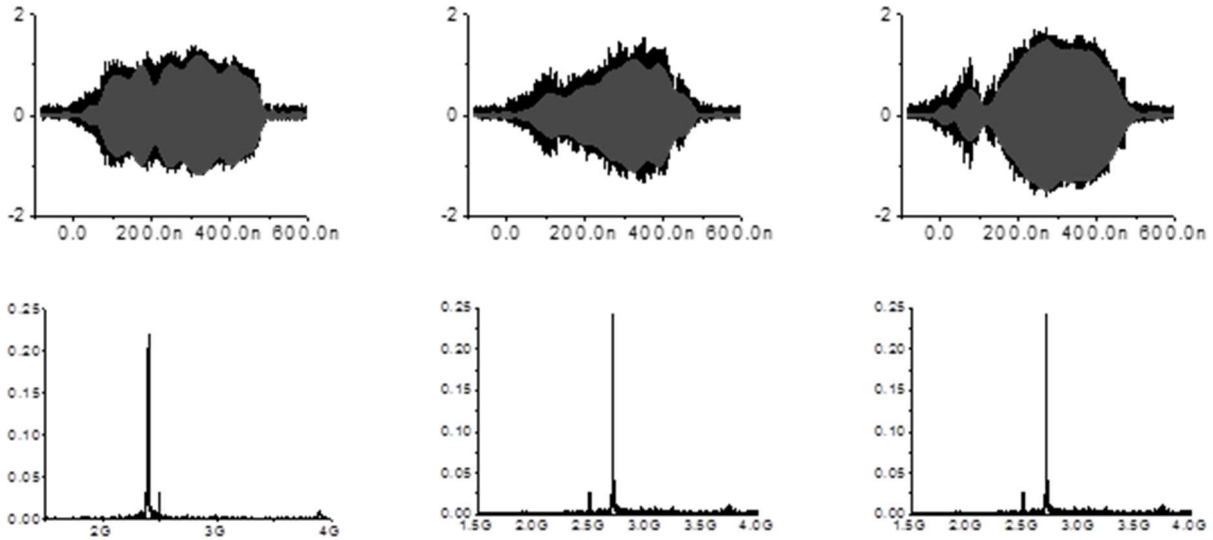


Рис. 6. СВЧ импульсы для разных частот входного сигнала –наверху, спектры этих сигналов –внизу, а) Частота 2.4 ГГц, 27 Дж, 110 МВт, 91% б) 2.7 ГГц, 22 Дж, 85% 130МВт, в) 3.1 ГГц, 20 Дж, 95 МВт.

Из рис 6 следует, что спектр излучения кроме основной линии на частоте входного сигнала имеет шумы в полосе частот около 1 ГГц. Данные рис. 3 и измерение максимальной амплитуды сигнала в диапазоне частот $f_0 - 15 \text{ МГц} < f_0 < f_0 + 15 \text{ МГц}$ позволяют по формуле (1) определить мощность выходного сигнала на основной частоте.

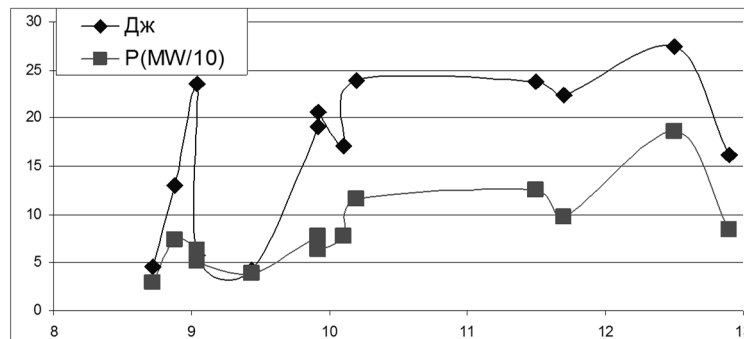


Рис.7 Зависимость энергии СВЧ импульса и мощности от плотности плазмы, частота 2.7 ГГц.

Из рис. 7 следует, что в диапазоне изменения плотности плазмы от 10А до 12.5А мощность излучения более 100 МВт.

Рис. 8 демонстрирует, что энергия шумов вне полосы частот $f_0 - 15 \text{ МГц} < f_0 < f_0 + 15 \text{ МГц}$ почти всегда менее 15 % от полной энергии импульса.

Аналогичные графики построены для частот 2.4 ГГц и 3.1 ГГц. На частоте 2.4 ГГц максимальная мощность регистрируется в диапазоне изменении плотности плазмы от 8.8А до 9.8А, энергия импульсов 17 – 25 Дж, максимальная мощность равна 110 МВт. На частоте 3,1 ГГц максимальная мощность регистрируется в диапазоне изменении плотности плазмы от 10.8 до 11.5А и достигает 100 МВт, энергия импульсов 19 – 22 Дж. На обеих частотах при максимальном уровне энергии СВЧ импульса энергия шумов не превышает 15% от полной энергии СВЧ импульса.

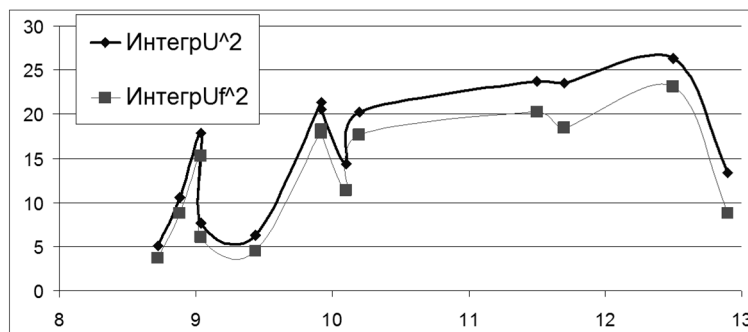


Рис.8 Зависимость $\int U^2(t)dt$ и $\int U^2_f(t)dt$ от плотности плазмы, частота 2.7 ГГц.

Эти результаты получены в результате оптимизации конструкции входного и выходного узлов усилителя и подбора поглотителя. Кроме того, были проведены научные исследования [4 -10]. Плазменный СВЧ усилитель исследовался в режиме одиночных импульсов. Аналогичное устройство может работать и в режиме частотно периодических импульсов, что доказывает работа [11].

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Г.Шкварунец Широкополосный СВЧ калориметр большой площади ПТЭ, 1996, №4, с.72 - 75
2. Ульянов Д.К., Андреев С.Е., Алексеев И.С., Стрелков П.С., Иванов И.Е. Средства измерения электрического поля и его пространственного распределения в импульсах СВЧ-излучения мегаваттного уровня мощности, Инженерная физика, 2016, №5, с.20.
3. V. P. Tarakanov, User's Manual for Code KARAT (Berkley Research Associates, Springfield, VA, 1992).
4. И.Л.Богданкевич, И.Е.Иванов, О.Т.Лоза, П.С.Стрелков, Д.К.Ульянов, Е. Garate. "Плазменный релятивистский СВЧ-усилитель с диапазоном частот от 2 до 3 GHz" Письма в ЖТФ, 2007, т.33, в.11, с.65-70.
5. И.Е.Иванов, П.С.Стрелков, Д.В.Шумейко «Спектр излучения плазменного релятивистского микроволнового усилителя». Радиотехника и электроника, 2009, т.54, №9, с.1091-1098.
6. И.Л.Богданкевич, И.Е.Иванов, П.С.Стрелков, «Экспериментальное исследование и численное моделирование плазменного релятивистского СВЧ-усилителя» Физика плазмы, 2010, т.36, № 9, с. 815–825.
7. П. С. Стрелков, И. Е. Иванов, Д. В. Шумейко. Плазменный релятивистский СВЧ усилитель с плавной перестройкой частоты от 2.4 до 3.2 ГГц. Физика плазмы, 2012, т. 38, № 6, с. 536–543.
8. П. С. Стрелков, В. П. Тараканов, И. Е. Иванов, Д. В. Шумейко Изменение мощности выходного излучения плазменного релятивистского СВЧ усилителя в течение импульса тока релятивистского электронного пучка длительностью 500 нс. Физика плазмы, 2014, том 40, № 8, с. 738–748
9. П. С. Стрелков, В. П. Тараканов, И. Е. Иванов, Д. В. Шумейко. Динамика сильноточного релятивистского электронного пучка. Физика плазмы, 2015, том 41, № 6, с. 533–541
10. П.С.Стрелков, И.Е.Иванов, Д.В.Шумейко Шумы плазменного релятивистского СВЧ усилителя. Физика плазмы, том 42, № 7, с. 1–5
11. С. Е. Андреев, Д. К. Ульянов. Метод управления спектром плазменного релятивистского СВЧ-генератора в частотно-периодическом режиме Прикладная физика, 2014, № 4, с.26

О МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ АЦЕТОНА В ВЫДЫХАЕМОМ ВОЗДУХЕ И МОЧЕ ПРИ САХАРНОМ ДИАБЕТЕ

*Домрачева Е.Г.^{1,2,3}, Вакс В.Л.^{1,2,3}, Черняева М.Б.^{1,2}, Яблоков А.А.^{1,2},
Бабенко А.Ю.⁴, Кононова Ю.А.⁴, Гринева Е.Н.⁴, W.Кнар^{5,6}*

¹ *Институт физики микроструктур РАН*

elena@ipmras.ru

² *НИУ - ННГУ им. Н.И.Лобачевского*

³ *НИУ ИТМО*

⁴ *ФГБУ «СЗФМИЦ им. В. А. Алмазова» Минздрава России*

yukonon@mail.ru

⁵ *Laboratoire Charles Coulomb, University of Montpellier*

⁶ *Institute of High Pressure Institute Physics, Polish Academy of Sciences*

Анализ выдыхаемого воздуха может использоваться как в целях выявления заболеваний, прогнозирования ответа на терапию, так и для мониторинга эффективности проводимой терапии. Успехи в исследовании выдыхаемого воздуха и его применении для неинвазивной диагностики стимулировали развитие такого направления как метаболомический анализ. Целью такого анализа является идентификация и количественное измерение метаболитов, образующихся под воздействием различных факторов. Новым перспективным направлением является комплексное исследование содержания биомаркеров патологических состояний в выдыхаемом воздухе пациента и биологических жидкостях (моча, слюна и др.). С использованием спектрометра высокого разрешения терагерцевого диапазона частот проведены спектральные исследования образцов выдыхаемого воздуха и мочи 4 пациентов с диагностированным сахарным диабетом и 1 здорового человека (образец 2), определено содержание ацетона в образцах, проведена оценка корреляционной составляющей спектроскопических данных.

Введение

Сахарный диабет – заболевание большой медико-социальной значимости, определяемой его высокой распространенностью и опасными осложнениями. Социальный и экономический ущерб, приносимый диабетом, может быть уменьшен при раннем выявлении и активном лечении больных. Однако, проблема ранней диагностики, прежде всего сахарного диабета 2 типа, остается нерешенной и на каждого больного с установленным диагнозом, в популяции насчитывается 1-2 пациента с не диагностированным диабетом. Инсулиновая недостаточность, лежащая в основе патогенеза сахарного диабета, запускает каскад биохимических нарушений, приводящих к образованию огромного количества промежуточных продуктов обмена: конечные продукты гликозилирования, сорбитол, кетоновые тела и т.д. Многие из этих веществ остаются неизвестными. Можно также полагать, что целый ряд из них могут выделяться через легкие, что например, хорошо известно для ацетона. К настоящему времени показано, что существует набор газов-маркеров (ацетон, метилнитрат, этанол, этилбензол, 2-пентилнитрат, пропан, метанол), содержание которых в выдохе коррелирует с концентрацией глюкозы, инсулина и липидов в крови [1]. При этом данные газы обладают достаточно интенсивными линиями поглощения в терагерцевом (ТГц) диапазоне, что позволяет обнаруживать их следовые концентрации в выдохе. Эти факты дают основание для поисков методов ранней диагностики сахарного диабета, построенных на исследовании выдыхаемого воздуха с помощью терагерцевой спектроскопии высокого разрешения.

Метаболомический анализ с использованием спектроскопии высокого разрешения терагерцевого диапазона частот

Успехи в исследовании выдыхаемого воздуха и его применении для неинвазивной диагностики стимулировали развитие такого направления как метаболомический анализ. Целью такого анализа является определение многопараметрического метаболомического отклика организма на генетические модификации, патофизиологическую стимуляцию и влияние окружающей среды. Такой подход подразумевает определение характерных метаболитов (например, компонентов выдыхаемого воздуха) для составления «метаболомического профиля» конкретного патологического состояния [2]. С развитием метаболомического анализа становится возможным определение субфенотипов заболевания и

прогнозирование реакции организма на конкретный вид терапии. Кроме того, представляется перспективным направлением комплексное исследование содержания биомаркеров патологических состояний в выдохе пациента и его биологических жидкостях (моча, слюна и др.) [3]. Для развития методов метаболомического анализа, а также для широкомасштабного внедрения методов анализа выдыхаемого воздуха и биологических жидкостей в клиники необходимы оптимальные методы измерения концентраций биомаркеров в образце. Сложность разработки таких методов связана с необходимостью сочетания в одном устройстве различных характеристик, таких как высокая чувствительность, высокая селективность, быстрота анализа и т.д. Как показывает анализ, решение такой проблемы может быть найдено в применении спектроскопических методов.

Для обеспечения высоких требований к временному разрешению и чувствительности, в основу работы ТГц спектрометра высокого разрешения положен метод нестационарной спектроскопии микроволнового диапазона. Суть эффекта заключается в том, что если в образце газа создается поляризация в резонансных условиях, то после вывода генератора из резонанса волна поляризации будет излучать ту же самую моду поля, которая ее возбудила. Экспериментально это реализуется с помощью периодического переключения фазы или частоты зондирующего излучения, резонансно взаимодействующего со средой. Такое переключение приводит к процессам нестационарного излучения и поглощения, и, как следствие, к периодическому созданию и распаду наведенной макроскопической поляризации. Такие спектрометры обладают наилучшим приближением к теоретическому пределу чувствительности при разрешающей способности, ограниченной лишь доплер-эффектом и могут регистрировать быстропротекающие процессы, которые могут происходить в выдыхаемом воздухе. При этом чувствительность сохраняется при существенном понижении давления газа (до сотых и тысячных долей торра). Тем самым реализуется и предельная для линейной спектроскопии разрешающая способность. Чувствительность нестационарных спектрометров составляет в сканирующем режиме порядка 0.2 ppb. Такие приборы могут быть реализованы в двух видах: спектрометр с фазовой манипуляцией воздействующего излучения и спектрометр с быстрым свипированием частоты. [4]

Режим фазовой манипуляции позволяет проводить измерения на определенной частоте, что необходимо для наблюдения за поведением (увеличением или уменьшением концентрации) выбранного вещества. Реализуемый режим быстрого свипирования позволяет осуществлять в режиме реального времени измерение нескольких линий поглощения одновременно, что дает возможность определять присутствие (и концентрацию) сразу нескольких веществ. [5]

Спектроскопические исследования ацетона в образцах выдыхаемого воздуха и мочи

Были проведены исследования образцов выдыхов и мочи пациентов с сахарным диабетом первого и второго типа, а также условно здоровых добровольцев. Эксперименты проводились с использованием спектрометра высокого разрешения, работающего в диапазоне частот 118-178 ГГц (рис. 1) [6].

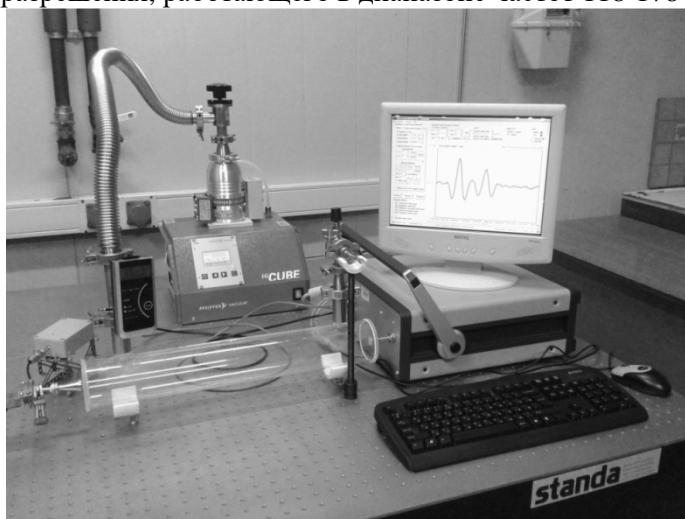


Рис. 1. ТГц спектрометр высокого разрешения

Для пробоотбора выдыхаемого воздуха использовались специальные медицинские мешки Tedlar, которые через натекатель подсоединялись к предварительно вакуумированной измерительной ячейке. Для напуска паров мочи в измерительный тракт пробирка с образцом подсоединялась через натекатель к входному патрубку ячейки. Рабочее давление в ячейке было $(1-5) \cdot 10^{-2}$ мбар.

Были проанализированы образцы выдыхов условно здоровых добровольцев, соблюдающих правильный режим питания и после периода голодания от 10 до 13 часов (рис. 2), определено содержание ацетона в выдыхах.

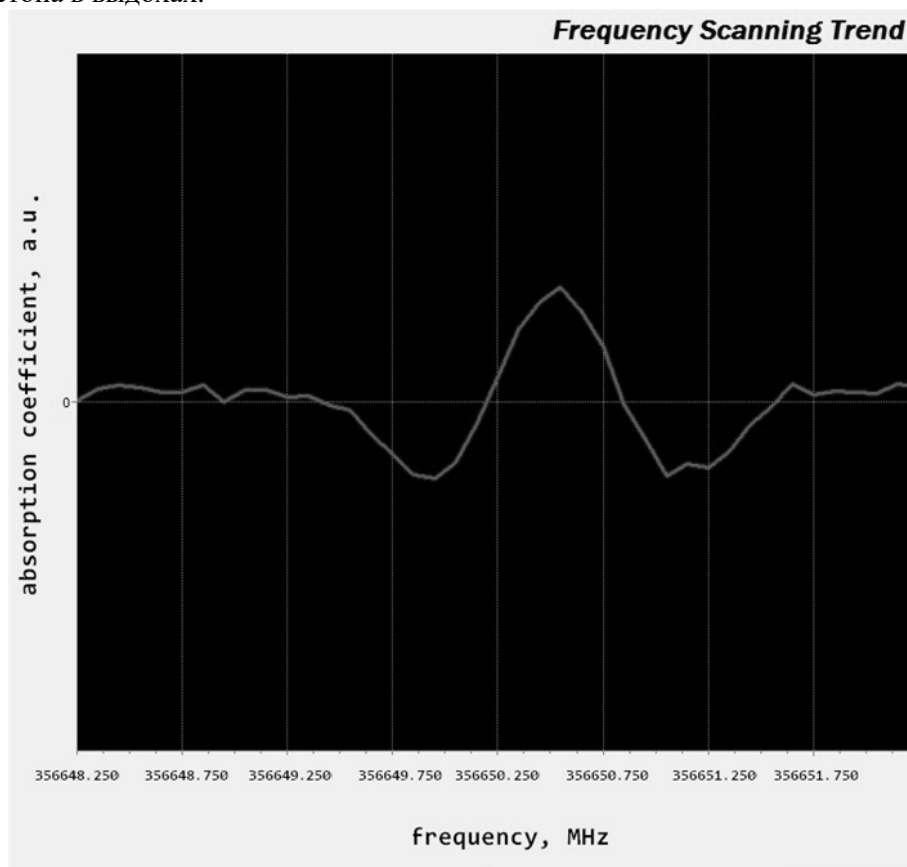


Рис. 2. Запись линии поглощения ацетона в выдохе условно здорового добровольца после периода голодания 11 часов

Отмечено, что после периода голодания концентрация ацетона в образце выдоха условно здорового человека в несколько раз превышает концентрацию ацетона в выдохе человека, соблюдающего правильный режим питания. Затем были проанализированы образцы выдыхов пациентов с диабетом первого и второго типа (рис. 3), была сделана выборка для соблюдающих режим питания и после периода голодания. Кроме того, обнаружены такие биомаркеры диабета, как этиловый и метиловый спирты, а также сероводород.

Результаты измерений представлены в Таблице 1.

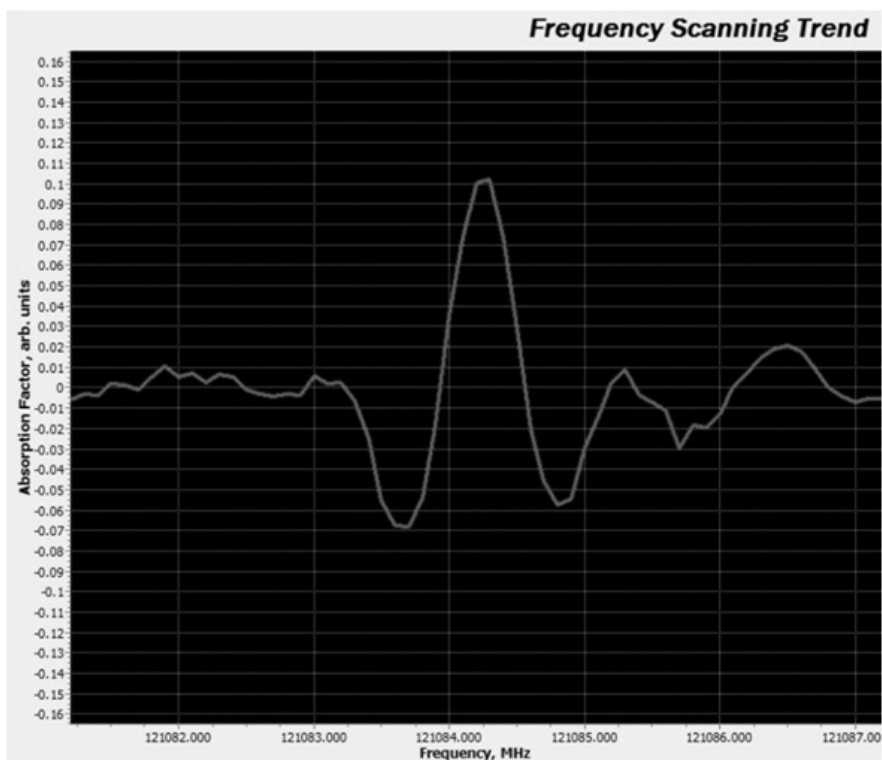


Рис. 3. Запись линии поглощения ацетона в выдохе пациента с диабетом 2-го типа

Таблица 1. Содержание ацетона в образцах выдыхов.

№	Условно здоровые добровольцы, ppm	Условно здоровые добровольцы после голодания, ppm	Пациенты с диабетом, ppm	Пациенты с диабетом после голодания, ppm
1	0,904	6,512	35,235	10,396
2	1,909	9,349	24,654	9,334
3	2,212	7,202	27,356	8,276
4	1,413	7,672	15,657	8,571
5	1,356	9,613	26,458	8,385
6	1,172	13,405	32,651	8,384
7			31,415	10,663
8			29,782	9,99

Кроме того, были проведены параллельные исследования содержания ацетона в образцах выдыхов и мочи пациентов с диабетом. Результаты представлены на рис. 4. Обнаружено, что содержание ацетона в моче значительно превышает концентрацию ацетона в выдохе.

Проведена оценка корреляционной составляющей спектроскопических данных и результатов биохимических анализов пациентов с диабетом первого и второго типа, а также условно здоровых добровольцев..

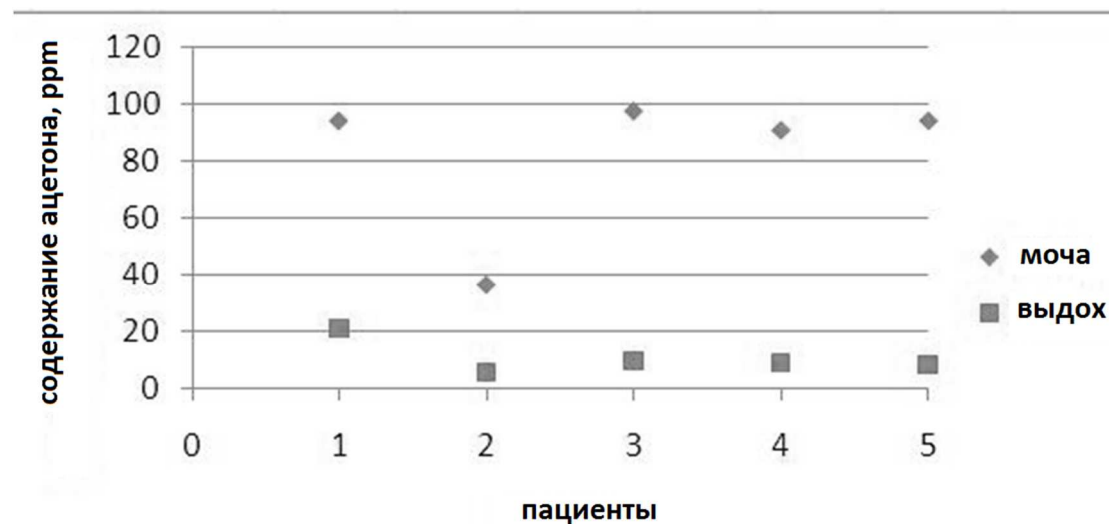


Рис. 4. Содержание ацетона в образцах выдыхаемого воздуха и мочи пациентов с диабетом

Заключение

В работе предложен многофункциональный метод определения содержания ацетона в биологических образцах (выдыхаемый воздух, моча) пациентов с диабетом первой и второй степени с использованием терагерцевой спектроскопии высокого разрешения. Проведена оценка корреляционной составляющей спектроскопических данных и результатов биохимических анализов. Выявлена зависимость содержания ацетона в зависимости от режима питания.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (Соглашение № 14.607.21.0100 и грант № 074-U01) и РФФИ - «ERA.Net RUS plus» (проект 16-52-76011 "Terasens").

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Sun, Zh. Chen, Zh. Gong et al. Determination of breath acetone in 149 Type 2 diabetic patients using a ringdown breath-acetone analyzer // *Anal. Bioanal. Chem.* 407, pp. 1641–1650 (2015).
2. B. de Lacy Costello, A. Amann, et al. A review of the volatiles from the healthy human body // *J. Breath Res.* 8, 014001 (29 pp.) (2014).
3. A. Amann, B. de Lacy Costello, W. Miekisch et al. The human volatilome: volatile organic compounds (VOCs) in exhaled breath, skin emanations, urine, feces and saliva *J. Breath Res.* 8, 034001 (17pp) (2014).
4. В.Л.Вакс, Е.Г.Домрачева, Е.А.Собакинская, М.Б.Черняева. Анализ выдыхаемого воздуха: физические методы, приборы и медицинская диагностика // *Успехи физических наук*, т.184 (7), с. 739-758 (2014).
5. V.L.Vaks, E.G.Domracheva, S.I.Pripolzin, E.A.Sobakinskaya, M.B.Chernyaeva, V.A.Anfert'ev, A.V.Semenova, Yu.S.Shatrova, *Methods and Instruments of High-Resolution Transient THz Spectroscopy for Diagnostics of Socially Important Diseases // Physics of Wave Phenomena*, Vol. 22 (3), pp.177-184 (2014).
6. V.Vaks, E.Domracheva, E.Sobakinskaya, M.Chernyaeva. High precise terahertz spectroscopy for noninvasive medicine diagnostics // *Photonics & Lasers in Medicine*, 3(4), pp. 373–380 (2014).

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ХАОТИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ ОДНОЙ МОДЕЛИ ЛПД ПРИ ВНЕШНЕМ ГАРМОНИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Козлов С.П., Мясин Е.А.

ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

serge.kozlov@gmail.com, eam168@ms.ire.rssi.ru

Теоретически, используя модель однопролётного перекрытого ЛПД, проведен анализ режимов воздействия на него внешнего регулярного сигнала. Показано, что в зависимости от параметров схемы включения диода и амплитуды внешнего сигнала возможна как регулярная, так и хаотическая её динамика. Показано, что это воздействие позволяет возбудить в ЛПД ряд высокочастотных гармоник основной частоты системы, что может быть использовано для генерации в терагерцовом диапазоне частот. Исследован вопрос зависимости поведения системы от параметров ЛПД. Показано, что возможны по крайней мере, два сценария перехода к хаотической динамике: через возбуждение субгармоники или нелинейного "размножения" разностной частоты между частотой внешнего сигнала и собственной частотой системы. Найдены области в пространстве параметров, соответствующие обоим режимам.

Целью данного исследования была поддержка численным моделированием работ по созданию широкополосного генератора терагерцового диапазона на основе лавинно-пролётного диода (ЛПД): помощь в интерпретации экспериментальных результатов, поиск обеспечивающих требуемую динамику режимов, выяснение параметров перспективных приборов.

В работах [1] и [2] была предложена модель однопролётного кремниевого ЛПД как колебательной системы с возможным хаотическим поведением. В работе [2] описывалась хаотичность в ЛПД при воздействии внешнего гармонического сигнала, частота которого совпадает с пролётной частотой. Сообщалось, что по мере увеличения амплитуды сигнала в ЛПД возникает последовательность бифуркаций удвоения периода, за которой следует зона хаотических колебаний.

Предложенная в [2] модель описывается системой из четырёх дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\frac{\tau_{\delta}}{2} \frac{dj_l}{dt} = j_l \cdot (\Psi(E_l) - 1),$$

$$\tau \frac{dj_n}{dt} = j_n(t) - j_n(t - \tau),$$

$$\frac{dE_l}{dt} = \frac{U_r}{R_s w C_g} - \frac{j_l}{\epsilon},$$

$$\frac{dU_r}{dt} = \frac{dU_s}{dt} + j_n \frac{S}{C_g} + j_0 \frac{S}{C_p} - \left(\frac{1}{C_g} + \frac{1}{C_p} \right) \frac{U_r}{R_s}.$$

где t – время, τ_{δ} и τ – времена пролёта носителем слоя умножения и пространства дрейфа, I_0 – ток источника тока (соответственно, плотность тока $j_0 = I_0/S$), j_l и j_n плотности тока лавины и наведённого тока, S – площадь р-п-перехода, E_l – поле в слое умножения, $\Psi(E_l) = (E_l/E_{пр})^7$ – интегральное умножение, ϵ – диэлектрическая проницаемость материала перехода, w – ширина пространства дрейфа, C_g – ёмкость запорного слоя перехода, C_p – разделительная ёмкость, R_s – сопротивление растекания (потери в запорном слое и сопротивление контактов), U_r – напряжение на нём, U_s – внешнее синусоидальное напряжение.

При выборе параметров модели для расчётов обнаружился недостаток достоверных значений некоторых из них для конкретных приборов, в частности площади перехода S , что вызвало необходимость привлечь дополнительные соображения. Сопоставление эквивалентных схем из работ [1] и [2] приводит к мысли об эквивалентности ёмкости корпуса в модели [1] и разделительной ёмкости

в модели [2]. С другой стороны, ёмкость перехода (рассматривая его как плоский конденсатор) можно представить как:

$$C_g = \epsilon_0 \epsilon \frac{S}{w},$$

где S - площадь перехода, w – ширина пространства дрейфа. Поскольку мы выбираем ширину пространства дрейфа w так, чтобы время пролёта соответствовало периоду внешнего сигнала, то по величине ёмкости перехода можно получить оценку площади перехода.

В качестве исходных данных были использованы справочные данные для ЛПД фирмы NEC серии ND8, поскольку для них приведены отдельно значения ёмкостей корпусов и переходов. Для выбранной нами рабочей частоты 37.474 ГГц (соответствует длине волны 8 мм) для расчетов были взяты справочные данные диода ND8N40W-1N ($C_g = 0.20$ пФ, $C_p = 0.25$ пФ, $C_g/C_p = 0.8$), что приводит к оценке площади перехода $S = 6.3883 \cdot 10^{-9}$ м². Материал диода кремний, его диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 1.044 \cdot 10^{-10}$ Ф/м, напряжённость поля пробоя $E_{пр} = 5 \cdot 10^7$ В/м. Пролётное время для рабочей частоты составляет $2.6685 \cdot 10^{-11}$ с (что в предположении постоянства скорости носителей, равной 10^5 м/с, даёт ширину перехода $w = 2.6685 \cdot 10^{-6}$ м). Время пролета лавинной области τ_s выбиралось как доля общего пролётного времени перехода (по литературным источникам не превышает 10%), в нашем случае принято равным 7%. Сопротивление растекания $R_s = 20$ Ом.

Элементарным шагом численного эксперимента был расчет поведения системы за 300 периодов внешнего синусоидального сигнала (предполагалось, что по прошествии этого интервала переходные процессы заканчиваются), после чего расчёт продолжался ещё 64 периода, при этом получались и анализировались графики $j_n(t)$, $j_p(t)$, $E_n(t)$, $U_r(t)$, соответствующие фазовые диаграммы, а также методом БПФ вычислялся спектр для $U_r(t)$.

В работе [2] приведён график (рис.2) в координатах $C_g/C_p - U_s$, который намечал области субгармонической неустойчивости и хаотического поведения. Первоначальной задачей было повторение этих расчётов. Поэтому переменной серии расчётов являлась амплитуда внешнего синусоидального сигнала при фиксированных прочих параметрах, что соответствует вертикальной прямой на упомянутом графике.

В качестве примера приведём некоторые результаты расчётов при токе $I_0 = 115$ мА для различных значений амплитуды внешнего сигнала.

На рис. 1 приведены спектр, фазовая диаграмма и реализация $U_r(t)$ для амплитуды внешнего сигнала 200 мВ.

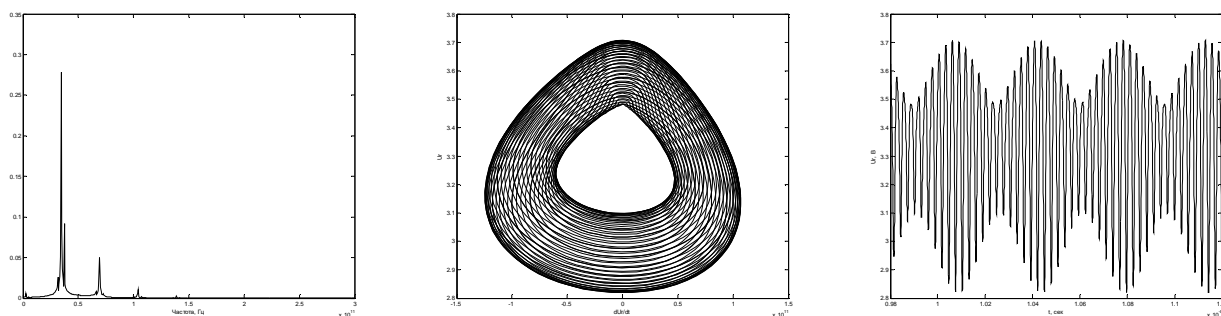


Рис.1. Результаты расчётов для амплитуды внешнего сигнала 200 мВ.

Отметим наличие в спектре компонент, соответствующих гармоникам собственных колебаний системы. На рис. 1 первой гармонике соответствует компонента с самой большой амплитудой, причём её частота отличается от частоты внешнего сигнала (компонента справа от неё). Также на рисунке видны модуляционные компоненты (слева и справа) вокруг гармоник собственных колебаний. Изменение амплитуды внешнего сигнала от 40 мВ до примерно 400 мВ на спектре отражается как увеличение величины компоненты с частотой внешнего сигнала и соответствующих модуляционных компонент, при сохранении (почти) постоянными амплитуд гармоник собственных колебаний. На реализации это выглядит как увеличение глубины модуляции, а на фазовой диаграмме как постепенное заполнение

траекторией внутренней области фазового пространства. Для иллюстрации завершения этого процесса на рис. 2 приведены спектр, фазовая диаграмма и реализация $U_r(t)$ для амплитуды внешнего сигнала 400 мВ. Можно отметить характерные аномалии в середине фазовой диаграммы и на реализации.

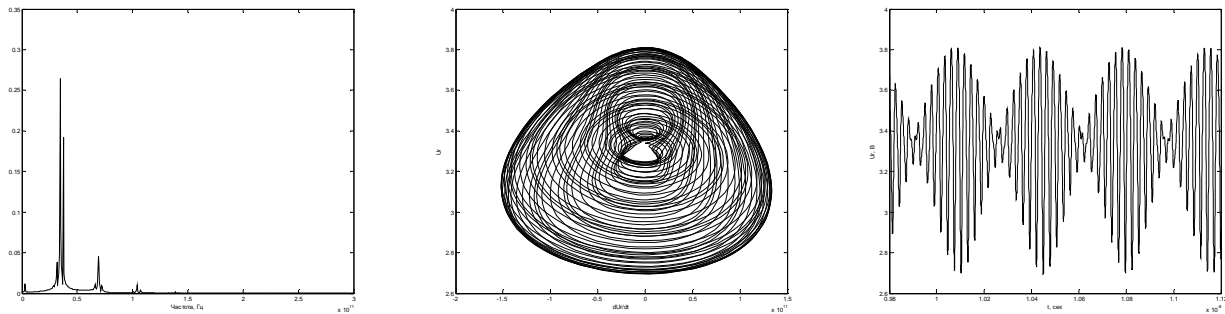


Рис.2. Результаты расчётов для амплитуды внешнего сигнала 400 мВ.

Дальнейшее увеличение амплитуды внешнего сигнала приводит к пропаданию аномалии и постепенному уменьшению глубины модуляции, как показано на рис. 3 для амплитуды 800 мВ. И так вплоть до амплитуды примерно 2.8 В, когда модуляция практически вырождается, и мы наблюдаем на фазовой диаграмме классический эллипс.

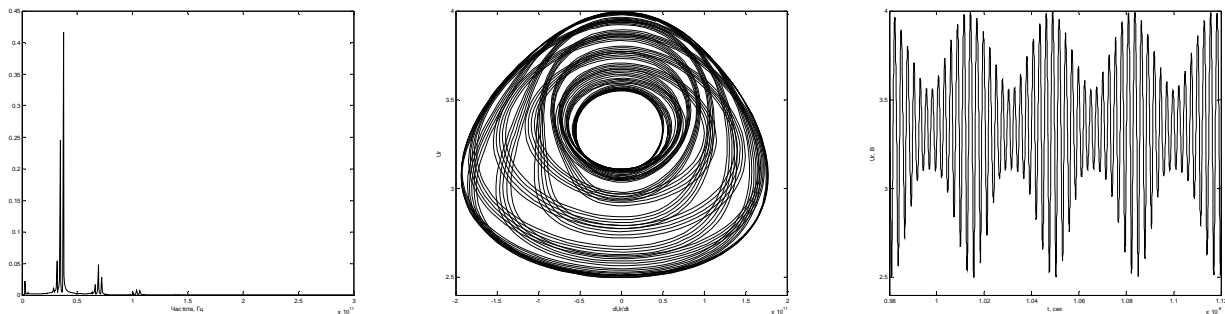


Рис.3 Результаты расчётов для амплитуды внешнего сигнала 800 мВ.

С увеличением тока I_0 число модуляционных компонент увеличивается, что показано на рис. 4 для $I_0 = 150$ мА и амплитуды внешнего сигнала 800 мВ. Следует отметить, что увеличение амплитуды внешнего сигнала не гарантирует увеличения количества модуляционных составляющих. Скорее есть оптимальный интервал амплитуд, выше которого спектр становится менее насыщенным.

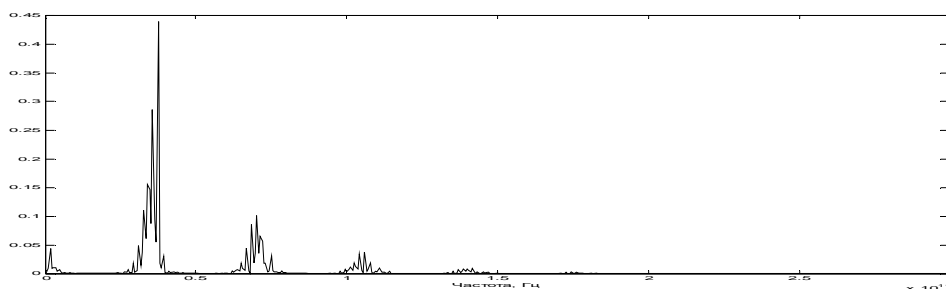


Рис. 4. Спектр сигнала для $I_0 = 150$ мА и амплитуды внешнего сигнала 800 мВ

Хотя наблюдается расширение линий спектра, что можно назвать широкополосностью, это не тот результат, который хотелось бы получить. Не наблюдалось генерации субгармоник и характерного

хаотического поведения. Похоже, что стандартный ЛПД не вполне подходит по своим параметрам. Это привело к необходимости обследования пространства параметров модели, которое и было предпринято. Представлялось, что хорошим шагом могло бы стать повышение плотности тока в диоде. Умозрительно, простейший путь к этому, при сохранении рабочего тока в разумных пределах, состоит в уменьшении площади перехода. Заметим, что технологически уменьшение площади перехода означает создание нового прибора, но в математической модели сделать это несколько проще.

В качестве иллюстрации приведём результаты расчёта одной из серий, выполненной для набора параметров: $S=1.6022 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$, $C_g=0.014 \text{ пФ}$, $C_p=0.035 \text{ пФ}$, $I_0 = 60 \text{ мА}$. Для обозримости большого количества расчётов на рис.5 точками отмечены максимумы и минимумы амплитуды U_r для разных значений амплитуды внешнего синусоидального сигнала U_s . Обычно эти значения соответствуют значениям ординат фазовой траектории при пересечении ею оси ординат (вертикальной линии). Несколько точек для одного значения амплитуды внешнего сигнала означает наличие нескольких характерных значений амплитуды.

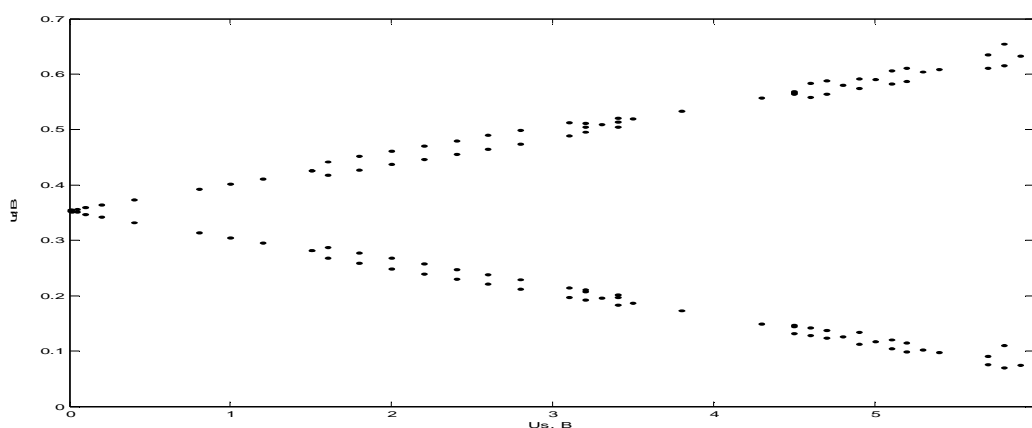


Рис. 5. Сводный график зависимости амплитуды U_r от амплитуды внешнего сигнала U_s .

Типичные графики реализации $U_r(t)$ и её спектра для области малых амплитуд (приблизительно до 0.5 В) приведены на рис. 6. Этой области свойственна разная степени причудливости картина биений во временной области, отсутствие в спектре субгармоник, а также наличие высших гармоник. В спектре различимы две близко стоящие линии, одна из которых соответствует синусоидальному внешнему сигналу, а вторая соответствует вкладу первой гармоники наведённого тока. То, что они оказались рядом – это следствие выбора параметров, в частности, значений ёмкостей и тока I_0 .

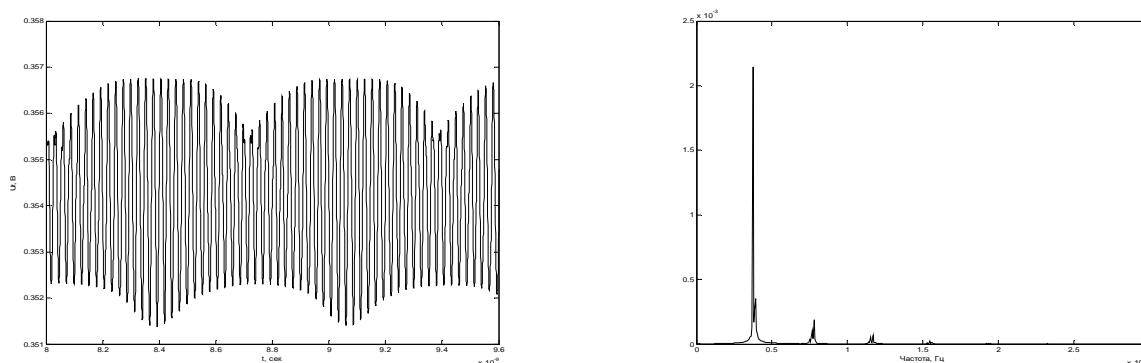


Рис. 6. Реализация $U_r(t)$ и её спектр, характерные для малых амплитуд внешнего сигнала.

По мере увеличения амплитуды внешнего сигнала глубина модуляции уменьшается, и характерной картиной становится синусоидальный сигнал.

Следует подчеркнуть, что отмеченная выше близость линий в спектре неслучайна. Опыт показал, что описанные ниже эффекты наблюдаются только при этом условии. Поэтому сначала в режиме малого сигнала происходил подбор параметров модели, и только потом исследовался весь интервал значений амплитуды внешнего сигнала.

При дальнейшем увеличении амплитуды происходит бифуркация удвоения периода (начиная с амплитуды 1.6 В). Характерные графики результатов расчётов для этого режима приведены на Рис. 7.

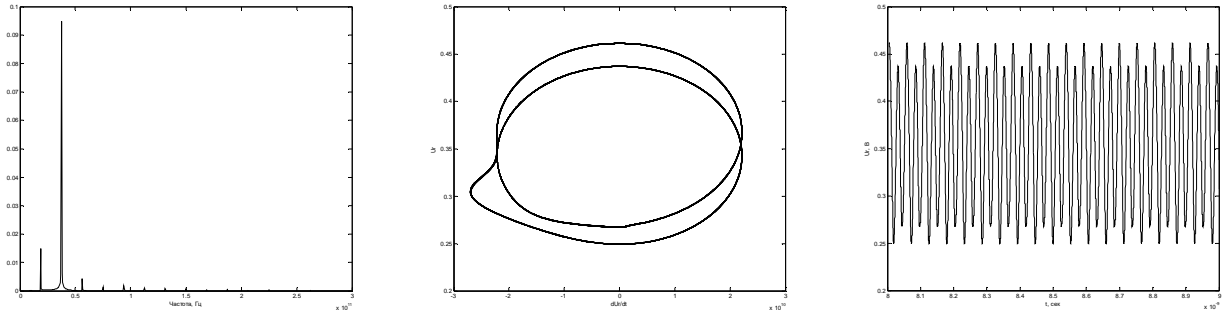


Рис. 7. Пример бифуркация удвоения периода.

Далее происходит череда переходов от одного режима к другому, наблюдаются переходы в режимы утроения, учетверения, возвраты к удвоению и, наконец при амплитуде 4.9 В происходит переход в хаотический режим, что видно на рис. 8.

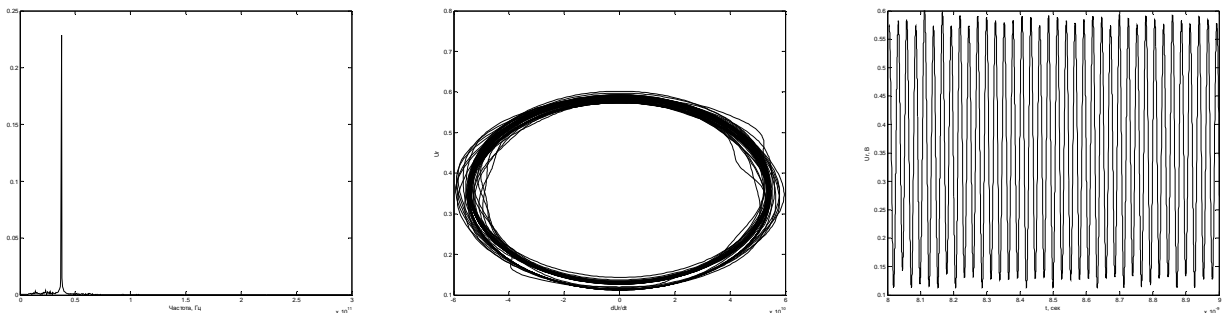


Рис. 8. Пример хаотического режима.

Хотелось бы отметить, что приведенная серия не самая экзотическая в эволюции её динамики. Были обнаружены и другие эффекты, но они остались за рамками данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев Ю.В., Мясин Е.А. Исследование динамики модели однодиодного генератора на ЛПД. // РЭ, 1989, Т. 33, №11, С. 2358
2. Андреев Ю.В., Беляев Р.В., Залогин Н.Н. Стохастичность в ЛПД при внешнем гармоническом воздействии. // РЭ, 1985, Т. 30, №7, С. 1436-1438

ВЫЧИСЛЕНИЕ МАТРИЦЫ МОМЕНТОВ ПРИ РАСЧЕТЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПОЛОСКОВОГО РЕЗОНАТОРА

Денисенко Д.В.

АО «ЦНИРТИ им. академика А.И. Берга», 105066, Москва, ул. Новая Басманная, 20,
dima_den@inbox.ru

Рассмотрены особенности вычисления матрицы моментов при расчете собственных емкостей планарных резонаторов с использованием метода граничных интегральных уравнений. Показано сравнение эффективности вычисления аналитических выражений и численного интегрирования методом Гаусса при расчете емкости планарного резонатора в однородном диэлектрическом заполнении. Приведены полные аналитические выражения для вычисления интегралов по прямоугольной области от трехмерной функции Грина уравнения Лапласа для проводящей плоскости.

Введение

Для квазистатического расчета параметров планарных СВЧ схем и, в частности, резонаторов, помещенных в конфигурацию из параллельных слоев диэлектрика, часто необходимо знать эффективную диэлектрическую проницаемость среды. Она может быть найдена в квазистатическом приближении как отношение его собственной емкости при заполнении диэлектриком C_ϵ к собственной емкости в воздушном заполнении C_0 [1]:

$$\epsilon_{\text{эфф}} = C_\epsilon / C_0 \quad (1)$$

Существует множество методов оценки емкостей для частных случаев конфигураций [2]. В общем же случае емкости проводников произвольной геометрии можно получить из решения уравнения Пуассона. В работе о моделировании электромагнитной связи между планарными резонаторами [3] предполагается численное нахождение емкостей из решения электростатической задачи методом моментов (МоМ). Данный метод требует большого объема вычислений не только при решении системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), но и при заполнении самой матрицы СЛАУ. Особую трудность представляет собой вычисление диагональных элементов, потому что в этих случаях подынтегральная функция содержит особенность в области, по которой производится интегрирование. При численном нахождении этих элементов стандартные методы интегрирования долго сходятся, а аналитические выражения для соответствующих интегралов можно получить далеко не во всех случаях. Поскольку квазистатический расчет ориентирован на высокую скорость выполнения, то вопросы, касающиеся объема необходимых вычислений и машинного времени, являются актуальными и требуют повышенного внимания.

Основная Часть

Рассмотрим интегральное уравнение для потенциала на поверхности S проводника:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \iint_S G_\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \sigma(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (2)$$

где $\sigma(\mathbf{r}')$ - поверхностная плотность заряда, $G_\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ - трехмерная функция Грина уравнения Лапласа, \mathbf{r} – точка наблюдения, \mathbf{r}' – точка источника возбуждения.

При его решении методом МоМ, поверхности проводников разбиваются на граничные элементы (ГЭ), а поверхностная плотность электрического заряда аппроксимируется базисными функциями. Для упрощения вычислений в качестве тестовой функции выбираем дельта-функцию, тогда элементы матрицы СЛАУ имеют следующий вид:

$$A_{ij} = \iint_{S_j} \Lambda(x', y') G_\varphi(x, x', y, y') dx' dy', \quad (3)$$

где индекс i соответствует ГЭ с точкой наблюдения в ее центре (x, y) , а j – ГЭ, по координатам которого производится интегрирование, S_j - поверхность интегрирования, $\Lambda(x', y')$ - базисная функция.

Для вычисления этих интегралов в общем случае на практике распространено численное интегрирование методом Гаусса [4]. Если же $i = j$, то для достижения адекватной точности потребуется

взять очень большое количество точек интегрирования, что приведет к неприемлемым затратам машинного времени. Чтобы этого не произошло, существуют специальные методы сглаживания подынтегральной функции для улучшения сходимости. Рассмотрим их подробнее.

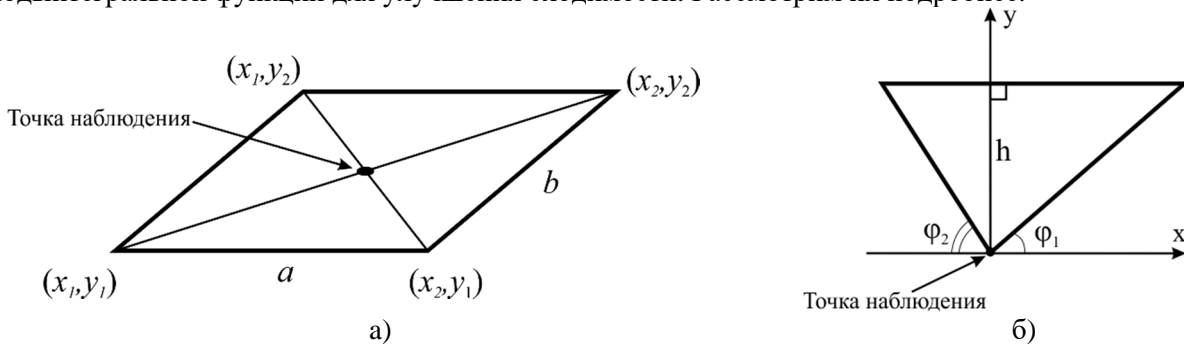


Рис. 1. а) Разбиение ГЭ на треугольники из точки наблюдения. б) Элемент разбиения

ГЭ, который содержит точку наблюдения, а значит и особенность подынтегральной функции, разбивается на треугольники согласно рис. 1, а). Интегрирование ведется по каждому треугольнику отдельно и результаты суммируются. Рассмотрим один из треугольников разбиения. За начало координат выбирается точка наблюдения, оси выбираются согласно рис. 1, б), тогда (3) сводится к вычислению интегралов следующего вида [5]:

$$\int_{-y \cdot \cot(\varphi_2)}^h \int_{0}^{y \cdot \cot(\varphi_1)} f(x, y) dx dy = \int_{0}^h \int_{-y \cdot \cot(\varphi_2)}^{y \cdot \cot(\varphi_1)} \frac{g(x, y)}{R} dx dy, \text{ где } R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \quad (4)$$

Для того чтобы подынтегральная функция получилась достаточно гладкой для численного интегрирования, на практике используются различные преобразования координат, затем пределы интегрирования сводятся к удобным для схемы численного интегрирования методом Гаусса по заранее посчитанным точкам и весам. Основные преобразования приведены в таблице 1. [6, 7]

Таблица 1. Преобразования координат для сглаживания функций с особенностью вида 1 / R				
Polar	Arcsinh	Augmented Duffy	Extended Duffy	Duffy
$\begin{cases} u = \arctan \frac{y}{x}, \\ v = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \end{cases}$	$\begin{cases} u = \operatorname{arcsinh} \frac{x}{\sqrt{y^2 + z^2}}, \\ v = y \end{cases}$	$\begin{cases} u = \operatorname{arcsinh} \left(\frac{x}{y} \right), \\ v = \sqrt{y^2 + \left(\frac{z}{\cosh} \right)^2} \end{cases}$	$\begin{cases} u = \frac{x}{\sqrt{y^2 + z^2}}, \\ v = y \end{cases}$	$\begin{cases} u = \frac{x}{y}, \\ v = y \end{cases}$

В моделировании планарных СВЧ схем особое место занимают плоскостойкие диэлектрические структуры, функции Грина которых, с точки зрения физики, представляют собой суперпозицию вкладов самого источника и его отражений от границ слоев. В частном случае, при вычислении емкости микрополоскового резонатора в воздушном заполнении ϵ_0 для (1), известная функция Грина полупространства состоит из источника и его единственного отражения и имеет простой вид:

$$G_\varphi(x, x', y, y') = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2}} \right), \quad (5)$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная, $z=2h$ – расстояние до изображения источника, или удвоенная высота положения источника над проводящей плоскостью.

При использовании полиномиальных базисных функций матричные элементы (3) в таком случае можно вычислить аналитически и использовать как эталон для оценки сходимости и времени расчета численного интегрирования с использованием различных преобразований координат. Поскольку разные преобразования приводят к разным итоговым выражениям, то и необходимый объем вычислений для одного и того же количества точек может значительно различаться. Ниже приведено полученное выражение для интегралов, которые получаются при использовании кусочно-постоянных базисных функций.

$$\int_{x1}^{x2} \int_{y1}^{y2} \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}} - \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} dx dy = I - A - z \cdot B, \quad (6)$$

где $x1, x2, y1, y2$ – область интегрирования в системе координат с началом отсчета в произвольной точке наблюдения, рис. 1, а).

$$I = x1 \cdot \ln \left(\frac{y1 + \sqrt{x1^2 + y1^2}}{y2 + \sqrt{x1^2 + y2^2}} \right) + x2 \cdot \ln \left(\frac{y2 + \sqrt{x2^2 + y2^2}}{y1 + \sqrt{x2^2 + y1^2}} \right) +$$

$$+ y1 \cdot \ln \left(\frac{x1 + \sqrt{x1^2 + y1^2}}{x2 + \sqrt{x2^2 + y1^2}} \right) + y2 \cdot \ln \left(\frac{x2 + \sqrt{x2^2 + y2^2}}{x1 + \sqrt{x1^2 + y2^2}} \right),$$

$$A = x1 \cdot \ln \left(\frac{y1 + \sqrt{x1^2 + y1^2 + z^2}}{y2 + \sqrt{x1^2 + y2^2 + z^2}} \right) + x2 \cdot \ln \left(\frac{y2 + \sqrt{x2^2 + y2^2 + z^2}}{y1 + \sqrt{x2^2 + y1^2 + z^2}} \right) +$$

$$+ y1 \cdot \ln \left(\frac{x1 + \sqrt{x1^2 + y1^2 + z^2}}{x2 + \sqrt{x2^2 + y1^2 + z^2}} \right) + y2 \cdot \ln \left(\frac{x2 + \sqrt{x2^2 + y2^2 + z^2}}{x1 + \sqrt{x1^2 + y2^2 + z^2}} \right),$$

$$B = \operatorname{arctg} \left(\frac{x1 \cdot y2}{z \cdot \sqrt{x1^2 + y2^2 + z^2}} \right) + \operatorname{arctg} \left(\frac{x2 \cdot y1}{z \cdot \sqrt{x2^2 + y1^2 + z^2}} \right) -$$

$$- \operatorname{arctg} \left(\frac{x1 \cdot y1}{z \cdot \sqrt{x1^2 + y1^2 + z^2}} \right) - \operatorname{arctg} \left(\frac{x2 \cdot y2}{z \cdot \sqrt{x2^2 + y2^2 + z^2}} \right).$$

Аналогичные выражения получены и для расположенных вертикально вдоль оси z элементов простой заменой координат.

Для оценки сходимости и времени численного расчета интегралов от сглаженных функций по преобразованиям из таблицы 1 были рассчитаны методом Гаусса-Лежандра прямоугольные ГЭ различных размеров и высоты над проводящей плоскостью. От соотношений размеров ГЭ зависят углы треугольников разбиения φ_1, φ_2 , различные вариации которых в свою очередь влияют на эффективность сглаживания подынтегральных функций. Поскольку функция Грина полупространства представляет собой суперпозицию из источника и его отражения, в точке которого также содержится особенность, то высота h , малая по сравнению с размерами элемента a и b , делает отражение близким к ГЭ, что приводит к заметному ухудшению гладкости подынтегральной функции. В общем случае, при вычислении элементов с точкой наблюдения в области интегрирования, для плоскостойких структур возникает необходимость использовать не только преобразования, которые исключают особенности функций в области интегрирования, но и те, что исключают особенности в близком окружении к ней. Для улучшения сходимости необходимо разделять интеграл на две части, одна из которых содержит особенность в области интегрирования, другая - с близлежащими особенностями, и брать эти интегралы по отдельности соответствующими методами.

На рис.2 представлены полученные результаты численного расчета ГЭ для элементов с вариациями размеров и высоты над проводящей плоскостью на порядки. В каждом расчете подынтегральные функции сглаживались одним и тем же преобразованием, но с соответствующим значением z . Каждая точка, отмеченная символом на кривых, соответствует квадратуре Гаусса с количеством точек $N = (n+1)^2$, где n – порядковый номер точки, по счету начиная слева. Каждая кривая состоит из 15 расчетных точек. Из рис. 2, а) видно, что для квадратного элемента при достаточно больших h результаты преобразования $\operatorname{Arcsinh}$ приближаются к машинной точности уже при 3-х точках и время расчета сравнимо со временем расчета аналитического выражения. То же самое наблюдается и для сильно

вытянутого прямоугольного элемента на рис. 2, б). Для очень маленьких h , рис. 2, в), преобразование Polar дает лучшую сходимость, но время расчета заметно больше.

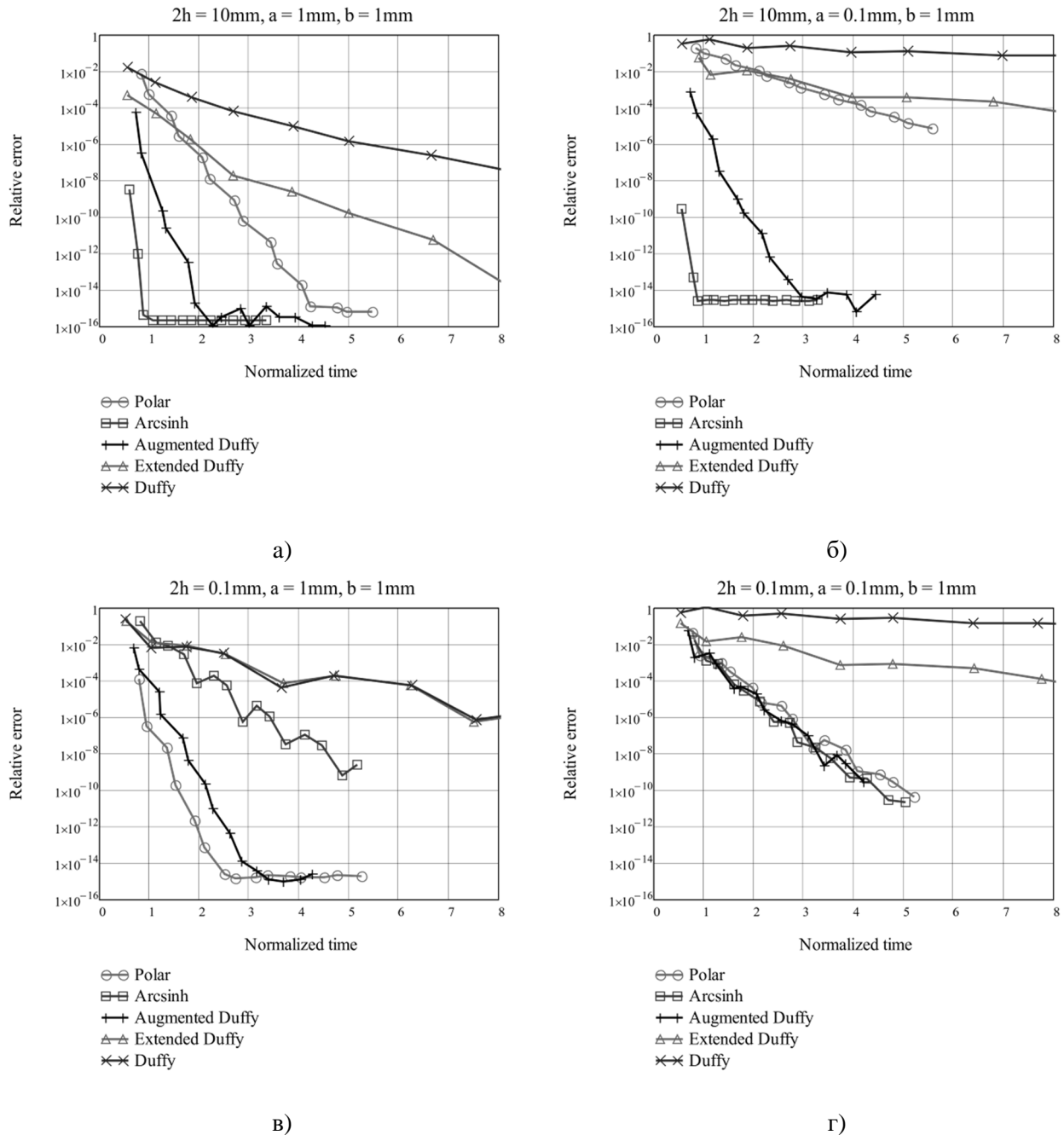


Рис. 2. Зависимость ошибки интегрирования $I = |I_g - I_a| / I_a$ от времени расчета $t = t_g / t_a$ для различных конфигураций, где I и t – результат и время расчета. Нижний индекс g соответствует расчету методом Гаусса-Лежандра, индекс a – аналитическому расчету

Для сильно вытянутого ГЭ и малого значения h , рис. 2, г), три первых преобразования практически равнозначны. Augmented Duffy представляет собой компромиссный вариант для всех случаев, а классические Duffy и его расширение для z Extended Duffy всегда показывают наихудшее время расчета.

Заключение

При вычислении эффективной диэлектрической проницаемости планарных резонаторов вычисление емкости в воздушном заполнении предпочтительно производить аналитически, что в ряде случаев существенно сокращает сложность вычислений. При численном расчете наилучшая скорость

вычислений достигается для квадратных ГЭ. При малых размерах ГЭ по сравнению с высотой над проводящей плоскостью, предпочтительнее использовать преобразование Arcsinh , а для малых h предпочтительней преобразование Polar .

ЛИТЕРАТУРА

1. Гупта К., Гардж Р., Чадха Р., Машинное проектирование СВЧ устройств // М: Радио и связь, 1987.
2. Иосель Ю. Я., Кочанов Э. С., Струнский М. Г. Расчет электрической емкости // Энергоатомиздат, 1981.
3. Д. В. Денисенко, В. В. Радченко Моделирование электромагнитных связей между планарными резонаторами // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. 2016. N1. URL: <http://jre.cplire.ru/win/jan16/4/text.pdf>
4. Abbott, P. Tricks of the Trade: Legendre-Gauss Quadrature. // *Mathematica J.* 9, 689-691, 2005.
5. M. A. Khayat and D. R. Wilton, Numerical evaluation of singular and near-singular potential integrals // *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 53, no. 10, pp. 3180–3190, October 2005.
6. M. M. Botha, A family of augmented Duffy transformations for near-singularity cancellation quadrature // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 61, no. 6, pp. 3123-3134, June 2013
7. M. A. Khayat, D. R. Wilton, and P. W. Fink, An improved transformation and optimized sampling scheme for the numerical evaluation of singular and near-singular potentials // *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 7, pp. 377–380, 2008.

СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫЕ СИНТЕЗАТОРЫ ЧАСТОТ С ВЫСОКИМ БЫСТРОДЕЙСТВИЕМ

Криков Д.С.

АО «ЦНИРТИ им. академика А.И. Берга»

Diman-08@mail.ru

В работе проводится анализ существующих методов синтеза частот в различных исполнениях (аналоговом и цифровом) для построения сверхширокополосного синтезатора частот с высоким быстродействием с учетом их достоинств и недостатков. На основании проведенного анализа можно сделать вывод, что такие методы синтеза, как синтезаторы частот с цифровой петлей ФАПЧ, прямой цифровой синтез и гибридный синтез становятся только актуальнее с позиции своих преимуществ и недостатков в условиях быстроразвивающейся элементной базы для решения задач в области быстродействующих радиоэлектронных систем.

Введение

Синтезатор частот (СЧ) является основным элементом таких радиоэлектронных средств (РЭС), как системы радиолокации (станции обнаружения) и радиомониторинга, радиоизмерительные приборы (векторные анализаторы электрических цепей) и др. Область применения СЧ во многом определяет их технические параметры.

Современные СЧ, используемые, например, в области систем радиомониторинга (СРМ), должны обеспечивать: широкий диапазон выходных частот более единиц ГГц с шагом сетки частот менее 10 МГц; низкий уровень фазовых шумов, не менее -105 дБ/Гц при отстройке на 10 кГц от требуемой частоты сигнала; уровень побочных составляющих, не менее -80 дБн; низкая стоимость и малые габариты. Однако одним из наиболее важных параметров такого СЧ является скорость перестройки с одной частоты на другую. Новые поколения СРМ требуют все более высокую скорость перестройки частоты, которая лежит в диапазоне единиц микросекунд – сотни наносекунд.

Цель работы – проанализировать преимущества и недостатки существующих методов синтеза частот с позиции достигаемых параметров, в которых особый интерес представляют следующие параметры: диапазон выходных частот, время перестройки частоты и шаг сетки частот.

Обзор преимуществ и недостатков методов синтеза

Некогерентный метод синтеза частоты заключается в использовании N независимых опорных кварцевых генераторов (ОКГ) для формирования требуемой частоты выходного сигнала путем смещения частоты «вниз или вверх», используя смесители (СМ) и полосовые фильтры (ПФ). Такой метод синтеза частоты обеспечивает простоту построения СЧ и низкую стоимость. Однако некогерентный метод синтеза частоты имеет целый ряд недостатков, например:

1. Нестабильность частоты выходного сигнала, неточности установки, фазовые шумы и побочные составляющие СЧ «равна сумме» этих параметров каждого отдельного опорного генератора.
2. При формировании частоты выходного сигнала, используя N смесителей, возникает множество паразитных комбинационных составляющих, особенно, в случаях, когда требуется разработка широкополосного СЧ с высоким разрешением по частоте.

Это является причиной непригодности этого метода в современных РЭС, в которых задача СЧ заключена в перекрытии большой полосы рабочих частот с небольшим шагом сетки частот.

При *прямом аналоговом синтезе* (Direct Analog Synthesis - DAS) выходная частота формируется путем умножения или деления, смещения «вниз или вверх» частоты опорного генератора с последующей фильтрацией. Наиболее простой вариант схемы такого метода изображен на рис. 1, где M , L , K – множители частоты.

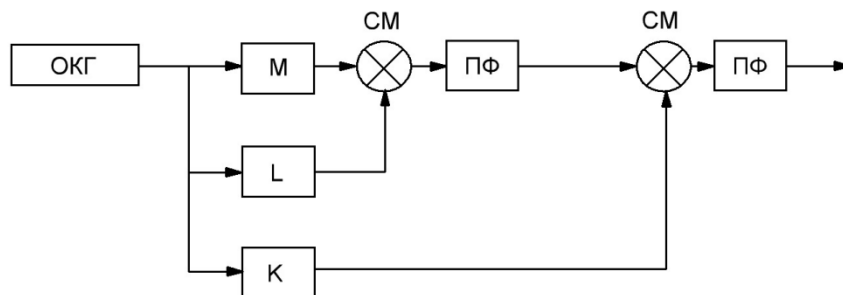


Рис.1 Прямой аналоговый синтез

Качество выходного сигнала ССЧ зависит от качества опорного генератора – уровень фазовых шумов, стабильность частоты, точность установки частоты. Этот метод позволяет обеспечить высокую скорость перестройки частоты выходного сигнала и малую стоимость.

К недостаткам этого метода, как правило, относят ограничение по диапазону частот выходных сигналов и шагу сетки частот, связанные с ограниченным количеством смесителей, умножителей и др. Увеличение количества последних приведет к ухудшению качества сигнала, увеличению массогабаритных характеристик ССЧ и усложнению схемы.

В *прямом цифровом синтезе* (Direct Digital Synthesis - DDS) для формирования выходного сигнала требуемой формы и частоты используется цифровая обработка сигнала. Наиболее обобщенная схема DDS изображена на рис. 2. Код частоты поступает на вход аккумулятора фазы, в котором сумматор фазы каждый такт задающего генератора прибавляет к текущему значению фазы число, записанное в регистре приращения фазы. Таким образом, фаза линейно возрастает. Далее текущее значение фазы из аккумулятора фазы подается к перекодированной таблице синусов (ПЗУ). В результате на выходе перекодированной таблицы появляются цифровые отсчеты мгновенных значений синусоиды, которые ЦАП превращает в колебание тока синусоидальной формы. На выходе ЦАП устанавливается фильтр, который выделяет синусоидальное колебание нужной частоты.

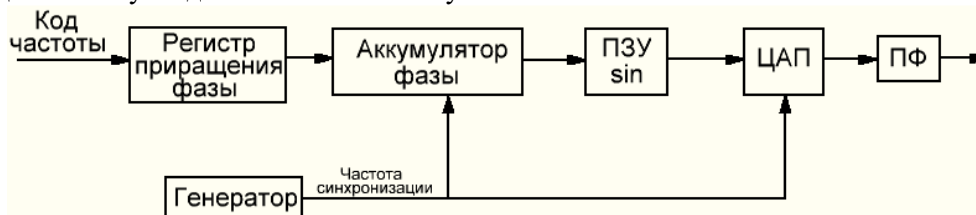


Рис.2 Прямой цифровой синтез частоты

Как видно из рис. 2, DDS не использует ОКГ, а это означает, что в любой момент времени точно известно частота и фаза сигнала, которые можно регулировать программными методами, что является одним из достоинств этого метода. Скорость перестройки частоты генерируемого цифрового сигнала DDS высока и может быть сопоставима с методом аналогового синтеза. Для DDS скорость перестройки с одной частоты на другую ограничена только быстродействием цифрового управляющего интерфейса. Другой характерной особенностью DDS является обеспечение довольно малого шага сетки частот (менее 1 Гц), зависящий от длины фазового аккумулятора. Также синтезаторы DDS позволяют обеспечить низкий уровень фазовых шумов.

Главными недостатками синтезаторов DDS являются: ограниченный диапазон рабочих частот, где верхняя граница диапазона не может превышать половину тактовой частоты; высокий уровень побочных составляющих; большие искажения сигнала в процессе преобразования в ЦАП; большая мощность потребления микросхем DDS.

Косвенный синтез частоты (Phase Locked Loop - PLL) основан на применении петли фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ). Как и методы прямого синтеза, косвенный синтез можно разделить на СЧ с аналоговым и цифровым кольцом ФАПЧ. Отличительной особенностью цифрового кольца ФАПЧ является использование цифровых делителей частоты с переменным (целочисленным или дробным) коэффициентом деления (ДПКД) частоты. Структурные схемы ССЧ с аналоговым и цифровым кольцом ФАПЧ изображены на рис. 3.

Работа аналоговой и цифровой петли ФАПЧ идентичны, и целесообразно в дальнейшем описывать работу цифровой петли ФАПЧ (ЦФАПЧ). Частота свободных колебаний сигнала генератора управляемого напряжением (ГУН), проходя через цепь обратной связи, делится и поступает на вход фазового детектора (ФД), где происходит сравнение с частотой сигнала ОКГ. Напряжение ошибки, вырабатываемое ФД, используется для стабилизации частоты ГУН до требуемого значения.

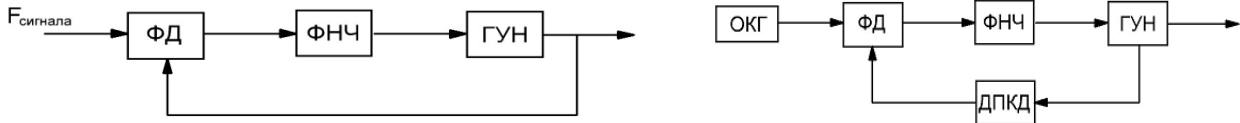


Рис.3 ССЧ с использованием аналоговой (слева) и цифровой (справа) петли ФАПЧ

Одна петля ФАПЧ не позволяет обеспечить малый шаг сетки частот, что нередко приводит к увеличению количества петель с дополнительным количеством смесителей и ДПКД. Однако такой способ достижения малого шага сетки частот влечет за собой увеличение времени перестройки частоты ССЧ. Также увеличение петель приводит к увеличению массогабаритных характеристик и стоимости.

В *гибридном синтезе частот* используются различные виды комбинаций методов DDS и косвенного синтеза (ФАПЧ), сочетая их достоинства и компенсируя некоторые недостатки этих методов. На рис. 4 представлены схемы гибридного синтеза частот (ГСЧ). ВГСЧ DDS, находясь в цепи обратной связи или на выходе ОКГ, выполняет функцию цифрового делителя частоты и определяет шаг сетки частот кольца ФАПЧ.

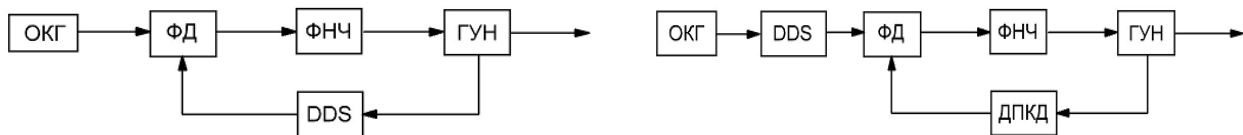


Рис.4. ГСЧ с DDS в цепи обратной связи (слева) и на выходе ОКГ (справа)

ГУН и ОКГ (на рис. 4) являются тактовыми генераторами для DDS. Как известно, диапазон выходных частот DDS ограничен и не превышает половины максимальной тактовой частоты генератора, в качестве которого ГУН может быть более предпочтительным, чем ОКГ. Как описано в работе [3], снижение фазовых шумов ГСЧ можно обеспечить достижением максимальной частотой сравнения в частотно-фазовом детекторе (ЧФД), на вход которого подаются частоты ОКГ и DDS, что еще раз показывает предпочтительность размещения DDS в цепи обратной связи.

Благодаря фильтрующим свойствам кольца ФАПЧ, ГСЧ позволяет решить такую актуальную проблему DDS как высокий уровень побочных составляющих вызванную усечением фазы.

Заключение

На основании проведенного анализа можно сделать вывод, что получение широкой полосы выходных частот с минимальным шагом сетки частот и требуемого высокого быстродействия, не ухудшая остальные параметры СЧ, довольно сложная задача. Такие методы, как прямой аналоговый синтез и СЧ с аналоговой петлей ФАПЧ, становятся неактуальными для решения задач в области быстродействующих радиоэлектронных систем даже с учетом своих преимуществ, среди которых: высокая скорость перестройки частоты, низкий уровень фазовых шумов – для прямого аналогового синтеза, и чистота спектра выходного сигнала – для СЧ с аналоговым кольцом ФАПЧ. Цифровые методы, имея значительные преимущества перед аналоговыми методами синтеза, позволяют уменьшить массу и габариты РЭС, повысить их надежность и технологичность, благодаря быстроразвивающейся элементной базе лидирующих зарубежных и отечественных компаний (Analog Device, Texas Instruments, Миландр и др.), что делает их еще более актуальными на сегодняшний день.

ЛИТЕРАТУРА

В. Манасевич. Синтезаторы частот. Теория и проектирование // «Связь» - Москва, 1979г.

А. Ченакин. Частотный синтез: текущие решения и тенденции // «Электроника: наука, Технология, Бизнес». 2008г.

В.В. Ромашов, Л.В. Ромашова, Якименко К.А.. Исследование шумовых характеристик гибридного синтезатора частот на основе однокольцевой ИФАПЧ со смесителем и цифрового вычислительного синтезатора // «Радиотехнические и телекоммуникационные системы». 2013г., № 4.

А.Е. Поляков, А.С. Кузменков, Л.В. Стрыгин. Синтезаторы частот с ЦВС в тракте обратной связи // Труды МФТИ. 2015. – Том 7. № 1.

Д.В. Иванов, В.А. Иванов, А.А. Чернов. Теоретические основы метода цифрового синтеза радиосигналов для цифровых систем связи // «Радиотехнические и инфокоммуникационные системы». 2012г.

ПРОГРЕСС В ИССЛЕДОВАНИИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО БОЛОМЕТРА С ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ СЧИТЫВАНИЕМ

Шитов С.В.^{1,2}, Меренков А.В.², Чичков В.И.², Кузьмин А.А.³, Ермаков А.В.¹, Устинов А.В.^{2,3}

¹ *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия*
sergey3e@gmail.com

² *Национальный исследовательский технологический университет "МИСиС", Москва, Россия*

³ *Технологический университет Карлсруэ, Карлсруэ, Германия*
ustinov@kit.edu

Представлен обзор исследования новой концепции болометрического детектора для матричных применений в терагерцовом диапазоне на основе сверхпроводящего перехода в тонкопленочном микромостике, который индуцируется высокочастотными токами при температурах ниже критической температуры материала мостика. Разработаны новые подходы к интеграции резистивной нагрузки с высокооборотным резонатором и планарной антенной; схема считывания имеет аналогии с микроволновым детектором на кинетической индуктивности. Новый детектор с резонатором из ниобия ($T_c=8,5$ К, $F_r=5,8$ ГГц) исследован при физической температуре 4,5 К и 1,5 К при воздействии излучения черного тела температуры 80-360 К и 10-35 К соответственно. Для детектора с мостиком из пленки ниобия толщиной 18 нм и $T_c=5,6$ К размером 500 нм x 1 мкм получена оптическая чувствительность $NEP=2 \times 10^{-14}$ Вт/Гц^{1/2} при 1,5 К и температурная чувствительность $NET=0,1$ К/Гц^{1/2} при 4,5 К в полосе сигнала 600-700 ГГц; разработана гексагональная матрица-кластер из 7 пикселей. Понижение $NEP < 10^{-18}$ Вт/Гц^{1/2} возможно с понижением T_c мостика; для этого разработаны и исследованы пленки гафния с $T_c=0,3-0,4$ К, и сконструировано следующее поколение детекторов.

Введение

Для чувствительного детектирования с помощью сверхпроводящих детекторов, например, для применений в радиоастрономии или с целями общественной безопасности применяются матрицы болометров. Применение частотного мультиплексирования позволяет не только увеличить время интеграции каждого из пикселей, но также понизить нагрузку на криогенную систему за счет снижения числа сигнальных кабелей [1]. Таким образом работают матрицы MKID [2] и TES [3,4] детекторов. Все пиксели получают зондовый сигнал и откликаются на него, посылая на общую считывающую линию сигналы на своих индивидуальных частотах, амплитуда и/или фаза которых зависит от освещенности пикселя. Частота таких сигналов определяется резонатором, который связан с каждым пикселем и настроен на индивидуальную частоту пикселя. В TES детекторе модуляция тока возникает из-за теплового резистивного эффекта; MKID детектор откликается на поглощение терагерцовых фотонов изменением добротности и фазы тока в резонаторе. Не смотря на сходство, частотные диапазоны двух типов детекторов отличаются. Частотное мультиплексирование в TES детекторах происходит на довольно низких частотах. Причиной этого является ограничение полосы частот сквид-усилителя (несколько МГц); на таких частотах трудно разработать компактную (полностью интегральную) схему мультиплексирования. Матрица MKID может работать до частот, которые на два порядка выше, используя коммерческие усилители гигагерцового диапазона. При этом могут быть использованы компактные резонаторы на основе пленок ниобия с добротностью $Q > 10^3$. Однако диапазон входных сигналов MKID ограничен – он лежит выше целевой частоты материала резонатора. Что же мешает применить частотное мультиплексирование на частоте в несколько ГГц для считывания матриц TES детекторов?

Выдвигаются три «очевидные» причины. Первая. Сопrotивление типичного TES слишком велико для включения в цепь высокооборотного резонатора. Вторая. Энергетическая щель сверхпроводника в области сверхпроводящего перехода близка к нулю, поэтому нелинейность импеданса пропадает из-за высокой вероятности распаривания сверхпроводящих носителей. Третья. Тепловая изоляция резонатора, а следовательно и всего болометра, изготовленного из массивных пленок, труднодостижима. Эти три фактора обсуждаются ниже с использованием экспериментальных данных; они призваны уточнить модель RFTES детектора [5], а также его потенциал для матричных применений.

Эквивалентная схема и добротность

Упрощенная схема детектора с резонатором представлена на рис. 1а: чувствительным элементом является нелинейный резистор R_{NL} . Высокодобротный режим в таком резонаторе возможен только при

$R_{B1} \approx 10^{-3}$ Ом. На рис. 16 только часть высокочастотного тока попадает на диссипативную нагрузку ($R_{B2} \approx 10$ Ом), протекая через дополнительный конденсатор C_2 . Важно пояснить, что более привычная схема с рис. 1а является частным случаем схемы с рис. 1б ($C_2 = C_R$ и $C_1 = 0$).

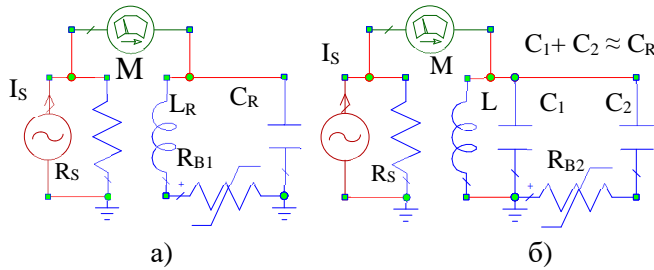


Рис. 1. Эквивалентные схемы добротных резонаторов с нелинейным абсорбером R_B . Измеритель M регистрирует минимальный ток на частоте резонанса; а) случай низкоомного абсорбера ($R_{B1} = 0,001$ Ом случай МКID); б) резонатор с нагрузкой около 10 Ом (случай TES), $C_1/C_2 = 100$; добротность одинакова для обоих случаев ($Q \approx 10^3$).

Условие одинаковой добротности означает, что на разных сопротивлениях R_{B1} и R_{B2} рассеиваются одинаковые мощности, $I_1^2 R_{B1} = I_2^2 R_{B2}$; $I_2/I_1 = C_2/(C_1+C_2) \approx C_2/C_R$. Предположив, что $C_2 \ll C_1$ получаем $R_{B2} \approx R_{B1}(C_1/C_2)^2 \gg R_{B1}$. Рассмотренные случаи есть разные варианты представления одной и той же цепи (метод пересчета). В работе [6] использовался четвертьволновой резонатор, что соответствует рис. 1б, и была экспериментально продемонстрирована добротность $Q > 1000$ при $R_{B2} \approx 10$ Ом.

Вариабельность высокочастотного импеданса и стабильность

Нелинейность импеданса сверхпроводника на высоких частотах можно оценить с помощью двухжидкостной модели сверхпроводника [7], которая предсказывает важные эффекты. Первый – это наличие активного импеданса при температурах значительно ниже T_c . Второй – это уменьшение крутизны dR/dT при повышении частоты. Оба эффекта зависят от соотношения энергии фотона и энергии щели сверхпроводника при $T=0$ (рис. 2). Вклад шумов буферного усилителя зависит от коэффициент передачи (преобразования) тепловой энергии с входа на выход детектора, G_H , который может быть рассчитан по данным измерителя M (рис. 1), используя коэффициент рассеивания S_{21} :

$$G_H = \frac{dP_{RF}}{dP_{bol}} = P_{RF} \times \frac{d|S_{21}|^2(dR)}{dP_J(dR) - P_{RF} \times d|S_{31}|^2(dR)} \quad (1)$$

Заметим, что при более низкой базовой температуре потребуется большая мощность разогрева до температуры в области T_c , и зондовый сигнал, P_{RF} , должен возрасти. Учитывая, что суммарное приращение тепла в поглотителе dP_J зависит от приращения сопротивления мостика dR , очевидно, что G_H может быть сколь угодно большой величиной, и возможно усиление. Условие устойчивости соответствует положительному ненулевому значению знаменателя (1) и характеризует эффект электротермической обратной связи.

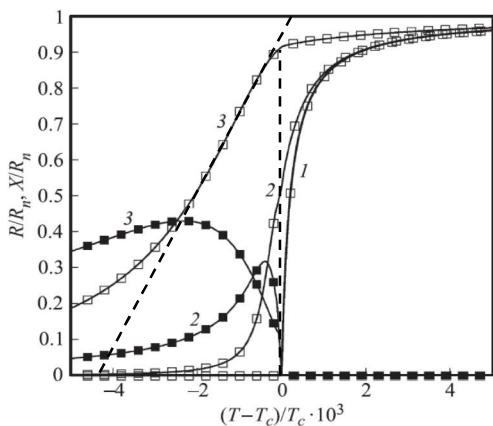


Рис. 2. Зависимости импеданса сверхпроводника, построенные на основе двухжидкостной модели для ниобия [8]. Кривые характеризуют изменение крутизны сверхпроводящего перехода мостика для нескольких частот: 1 – импеданс при постоянном токе, 2 – на частоте $f = 0.001f_g$, 3 – на частоте $f = 0.01f_g$. К рисунку из работы [8] добавлена прямая линия, показывающая крутизну нормированного терморезистивного отклика $S_R = TdR/RdT \approx 200$. Заметим, что в области оптимальных смещений приращение реактивного импеданса $dX/dT \approx 0$, что позволяет учитывать только резистивный отклик dR/dT . Щелевая частота мостика $f_g \approx 600$ ГГц ($T_c \approx 5,6$ К).

Стабильность RFTES можно оценить, используя графическое решение (рис. 3), как баланс поглощенной (сплошные кривые на рис. 3) и рассеиваемой мощности (пунктирные кривые). Поглощенная мощность зависит от сопротивления мостика как $S_{31}(R_B)$, а теплоотвод - от зависимости $R(T_i)$ для $T_i = T_6 \dots T_9$ (рис. 4), в комбинации с теплопроводностью мостика. На рис. 3 видно, что кривые

могут иметь одну или две точки пересечения. При этом точки с $dP_{RF}/dR_B > dP_J/dR_B$ являются неустойчивыми - теплоотвод dP_J не успевает за разогревом, и R_B увеличивается - имеет место положительная электротермическая обратная связь. В отличие от традиционных TES, в условии устойчивости фигурируют лишь параметры подключения резонатора, нет факторов, зависящих от цепей усилителя. В связи с этим становится реальной устойчивая работа RFTES в смешанном режиме при $R_B \leq R_S$ со значительным усилением.

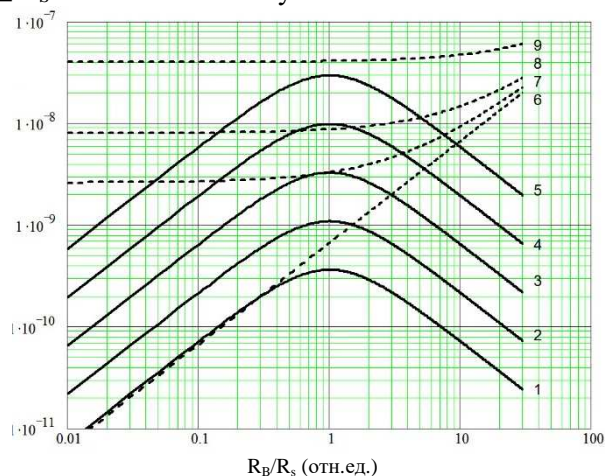


Рис. 3. Графический анализ рабочего режима и устойчивости RFTES детектора при разных уровнях накачки (кривые 1-5) и разных температурах смещения (кривые 6...9 для $T_6...T_9$ с рис. 4).

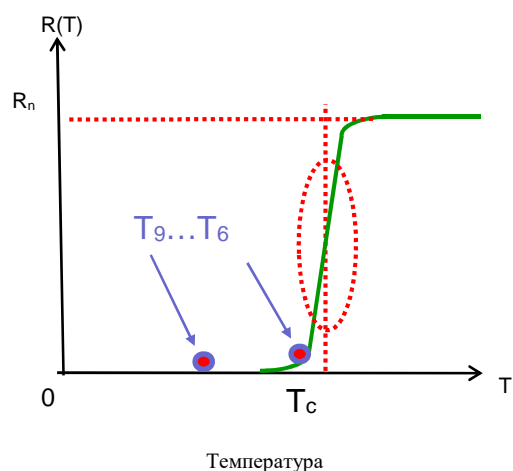


Рис. 4. Рабочие точки RFTES для различных базовых температур $T_6...T_9$. Этим температурам соответствуют штриховые кривые теплоотвода 6...9 с рис. 3.

Теплоизоляция абсорбера

Теплоизоляция поглотителя в традиционных TES болометрах основана на использовании тонкой диэлектрической мембраны и длинных тонких проводников в линии считывания. Масса мембраны с неизбежностью ограничивает скорость болометра. Новое решение для локализации тепла основано на эффекте горячего электронного газа и снижении энергообмена решетки (фононов) и электронов (квазичастиц) при низких температурах (ниже 1 К) [9]. Терагерцовое излучение, поступающее с антенны в мостик, разогревает электронный газ значительно быстрее, чем решетку и подложку. Наличие Андреевского отражения на границе «нормальный металл (мостик) – сверхпроводник (электроды)» препятствует диффузии горячих электронов. Таким образом, предложенное сочетание эффекта НЕВ с частотной селекцией МКID не требует механической термоизоляции болометрической структуры.

Экспериментальное исследование

Схема чипа, с микромостиком и антенной в четвертьволновом резонаторе, представлена на рис. 5; ее эквивалентная схема соответствует рис. 1б. Резонатор, изготовленный на подложке из сапфира, на частоте 6 ГГц имеет длину около 1 мм; для компактности он свернут меандром [5, 6]. Прототип RFTES, разработанный для электродинамических испытаний при температуре 4 К, был сформирован полностью из ниобия. Однако у мостика и резонатора различались температуры сверхпроводящего перехода; мостик был изготовлен из тонкой пленки ниобия (18 нм) с критической температурой $T_c \approx 5,6$ К, а резонатор – из относительно толстой пленки (200 нм, $T_c \approx 8,5$ К). Расчетное время температурной релаксации ниобия составило около 1 нс, а период зондирующего сигнала – 0,18 нс, что отвечает условию болометрического усреднения температуры на переменном токе. Отклик RFTES детектора – это изменение пропускания S_{21} пробного сигнала. Нелинейное поведение при температуре 4 К (рис. 6) означает, что микромостик резко переходит из сверхпроводящего состояния с высокой добротностью в ряд промежуточных состояний с пониженной добротностью, как описано в статье [6]. Анализ данных подтвердил, что срыв с общей частотной зависимости происходит при достижении критического тока мостика с точностью $\pm 0,5$ дБ. Возникновение плоского (частотно-независимого) участка при возрастании мощности (рис. 6) доказывает наличие обратной электротермической связи, аналогично классическому TES [3]; возникает режим с заданным

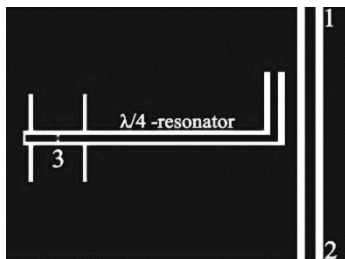


Рис. 5. Эскиз планарной структуры с резонатором и щелевой антенной: 1 и 2 – вход и выход чипа, 3 – порт подключения болометра.

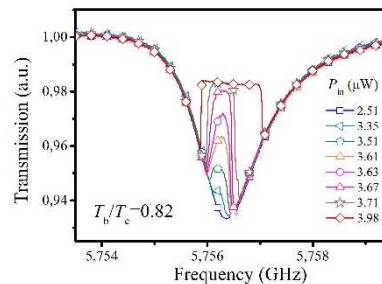


Рис. 6. Искажение частотного отклика RFTES при увеличении мощности зондирующего сигнала.

напряжением при $R_s \ll R(T) < R_n$. Плавное изменение S_{21} подтверждает постепенный разогрев квазичастиц зондирующим сигналом. Несмотря на отсутствие эффективной термоизоляции электронного газа, которую стоит ожидать лишь при температурах ниже 1 К, эксперименты с черным телом при базовой температуре 4,5 К и 1,5 К дали интересные результаты [10] (рис. 7 и рис. 8).

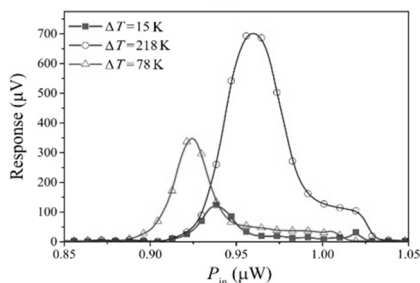


Рис. 7. Оптимизация разогрева для детектирования излучения ряда объектов: жидкого азота, горячего чайника и человеческой руки при температуре 4,5 К; температурная чувствительность NET $\approx 0,1 \text{ K/Гц}^{1/2}$.

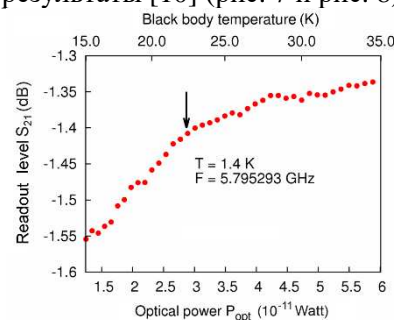


Рис. 8. Оптическое детектирование черного тела с переменной температурой 15-35 К внутри криостата при температуре 1,5 К; шумовая мощность NEP $\approx 2 \times 10^{-14} \text{ Вт/Гц}^{1/2}$.

При конструировании матрицы резонаторы были свернуты для компактности; фото чипа и результаты первых тестов показаны на рис. 9. Матрица-кластер может быть использована с иммерсионной оптикой для дальнейшей иерархической интеграции в матрицы большей размерности.

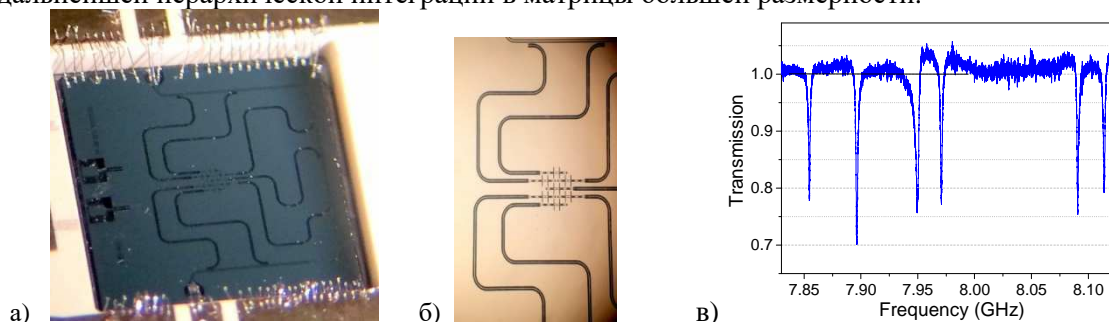


Рис. 9. Экспериментальная матрица с гексагональной упаковкой из семи RFTES: а) фото смонтированного чипа, б) центральная часть чипа, в) S_{21} для матрицы; резонансы показывают индивидуальные частоты пикселей точно так же, как для одиночного пикселя; один пиксель отсутствует из-за дефекта его резонатора.

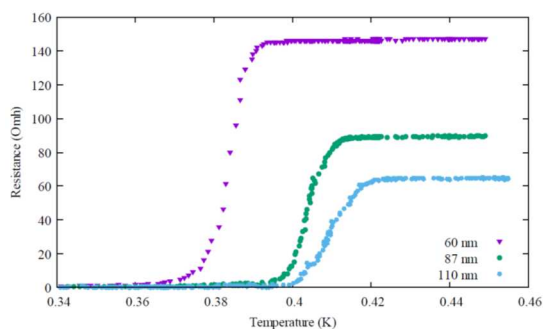


Рис. 10. Сверхпроводящий переход $R(T)$ пленок гафния (Hf) толщиной 60, 87 и 110 нм, полученных методом магнетронного распыления на постоянном токе при давлении аргона $5 \cdot 10^{-3}$ мбар в остаточном вакууме $\sim 2 \cdot 10^{-7}$ мбар; скорость роста составляла $\sim 1,8$ нм/с. Крутизна перехода $S_R = TdR/RdT \approx 50$, что значительно ниже предела, установленного на рис. 2 для $0,01f_g$; пленки предназначены для наномостиков, работающих на частотах $\sim 1,5$ ГГц.

Разработанные тонкие пленки гафния (Hf) с критическими температурами 360-400 мК (рис. 10) позволят апробировать концепцию RFTES при $T \ll 1$ К. Понижение рабочей температуры, согласно теории НЕВ [11], снижает $NEP \sim T^{-4}$, что позволяет надеяться на получение $NEP < 10^{-18}$ Вт/Гц $^{1/2}$.

Заключение

В результате теоретических и экспериментальных исследований достигнут практический уровень понимания перспектив и ограничений нового болометрического детектора с микроволновым считыванием для частотно-мультиплексных матриц. Получены свидетельства возбуждения квазичастиц зондирующим микроволновым сигналом, наличия обратной электротермической связи и определены условия ее устойчивости. Разработанные пленки гафния позволят в ближайшем будущем апробировать новую технологию при температурах ниже 1 К для получения $NEP < 10^{-18}$ Вт/Гц $^{1/2}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ по программе повышения конкурентоспособности НИТУ «МИСиС» среди ведущих мировых научно-образовательных центров на 2013-2020 гг. (№ К2-2014-025).

ЛИТЕРАТУРА

1. T. M. Lantinga, Hsiao-Mei Choa, J. Clarke, M. Dobbs et al., "Frequency domain multiplexing for large-scale bolometer arrays," *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy*, vol. 4855, pp. 172-181, 2003.
2. J. Baselmans, "Kinetic Inductance Detectors," *J. Low Temp. Phys.*, 167, 292, 2012.
3. K. D. Irwin, G. C. Hilton, "Transition-edge sensors," *Topics in Applied Physics*, vol. 99, pp.63-149, 2005.
4. W. Holland, M. MacIntosh, A. Fairley et al., "SCUBA-2: a 10,000-pixel submillimeter camera for the James Clerk Maxwell Telescope," in *Proc. of the SPIE*, vol. 6275, p. 62751E, 2006.
5. S. V. Shitov, "Bolometer with high-frequency readout for array applications," *Technical Physics Letters*, vol. 37, pp. 932-934, 2011.
6. A. Kuzmin, S. V. Shitov, A. Scheuring, J. M. Meckbach, K. S. Il'in, S. Wuensch, A. V. Ustinov, M. Siegel, "Development of TES bolometers with high-frequency readout circuit," *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 2013. DOI: 10.1109/TTHZ.2012.2236148 .
7. D. C. Mattis and J. Bardeen, "Theory of the Anomalous Skin Effect in Normal and Superconducting Metals", *Phys. Rev.* vol. 111, p. 412, 1958.
8. N. N. Abramov, "Analysys of the concept of a superconducting bolometer with rf readout," *Tech. Phys.* no. 61, p. 202, 2016.
9. B. S. Karasik, W. R. McGrath, M. E. Gershenson, A. V. Sergeev, "Photon-noise-limited direct detector based on disorder-controlled electron heating," *J. Appl. Phys.* 87, 7586, 2000.
10. S. V. Shitov, N. N. Abramov, A. A. Kuzmin, M. Merker, M. Arndt, S. Wuensch, K. S. Ilin, E. V. Erhan, A. V. Ustinov, M. Siegel, "Wide-Range Bolometer with RF Readout TES," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 12/2014; 25(3). DOI:10.1109/TASC.2014.2385090
11. B. S. Karasik, S. V. Pereverzev, D. Olaya, J. Wei, M. E. Gershenson A. V. Sergeev, "Noise measurements in hot-electron titanium nanobolometers," *IEEE Trans. Terahertz Sci. Tech.*, 19, pp. 532-535 2009.

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ПЕРЕДАЮЩИЕ ЛИНИИ С ИМПУЛЬСНО-УПРАВЛЯЕМОЙ ЗАДЕРЖКОЙ

Шитов С.В.^{1,2}, Яхья А.И.², Джавед У.М.², Филиппенко Л.В.¹, Фоминский М.Ю.¹, Кошелец В.П.¹, Устинов А.В.^{2,3}

¹ *Институт радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН*
sergey3e@gmail.com

² *Национальный Исследовательский Технологический Университет «МИСиС» (НИТУ МИСиС)*

³ *Технический Университет Карлсруэ (KIT), 76131 Карлсруэ, Германия*
Ustinov@kit.edu

Разработан кремниевый чип на основе сверхпроводящих метаматериалов с перестройкой базовых векторов H , E , k из нормальной (праворукой) конфигурации в нижней части диапазона 3-14 ГГц в «леворукую» в верхней части диапазона ($R2L$) и наоборот ($L2R$). Схема реализована на копланарном волноводе со встроенными парными резонаторами на сквидах с управляемой индуктивностью. Экспериментальные чипы были изготовлены в ИРЭ РАН на основе технологии туннельных переходов $Nb-Al/AlO_x-Nb$. Вблизи полосы заграждения $R2L$ получены малые значения фазовой скорости и разрыв в полосе передачи из-за эффекта укорочения волны (более, чем в 100 раз) до электрической длины ячейки спаренных резонаторов (70 мкм). В линии $L2R$ пропускание может быть плоским при одновременной перестройке парных резонаторов. Узкие зоны отрицательной фазовой скорости возможны вблизи управляемых резонансов; приращение фазовой скорости отрицательно для $R2L$ -линий на краях зон заграждения и положительно для случая $L2R$ -линий. Получены первые экспериментальные данные в диапазоне 3-8 ГГц для статического поля при токах управления до 300 мкА; апробирован метод виртуальной калибровки S_{21} чипа при температуре 4 К внутри криостата замкнутого цикла.

Введение

Электромагнитные метаматериалы представляют собой искусственные структуры, состоящие из массива резонансных ячеек, замещающих атомы или молекулы в твердых телах. Теоретически, такие искусственные структуры могут обладать отрицательным значением показателя преломления благодаря отрицательной диэлектрической проницаемости ϵ и магнитной проницаемости μ , что приводит к некоторым интересным решениям, например, к плоской линзе Веселаго («супер-линза»). Такие материалы часто называют "леворукими" из-за определения базовых векторов H , E , k по правилу левой руки [1]. Линза Веселаго имеет плоскую поверхность и может выйти за рамки дифракционного предела традиционной линзы; классическая линза не может сфокусировать свет на площади меньшей, чем квадрат длины волны [2]. На практике, отрицательное преломление происходит из-за резкой инверсии фазы вблизи резонансного пика; это точка перехода из нормальных (праворуких) к леворуким свойствам среды (или наоборот). Этот эффект ограничивается потерями и наиболее ярко выражен в случае сред с малыми потерями, например, при использовании сверхпроводников. Поскольку переворот фазы лежит в узком частотном диапазоне вблизи резонанса, становится возможным добиться перестройки свойств среды с помощью перестройки резонансной частоты составляющих ее ячеек. В случае сверхпроводящих метаматериалов можно изменять индуктивность джозефсоновских контактов, используя высокую чувствительность сквидов постоянного тока к магнитному полю, обеспечивая тем самым перестройку резонансной частоты при фиксированной емкости резонансного контура. Возникает возможность замедлить (в пределе остановить) электромагнитную волну с целью улучшения передачи микроволновой энергии в активных средах, например, для накачки квантового метаматериала [1]. Перестраиваемая ускоряющая линия может быть полезна для равномерного распределения микроволновой энергии в области, превышающую длину волны в вакууме. Ранее мы изучали копланарный волновод, нагруженный цепочкой сквид-резонаторов; была предсказана и экспериментально продемонстрирована перестраиваемая полоса заграждения [3]. Тем не менее, проблема частотно-зависимого рассогласования со стандартными фидерами 50 Ом и проблема просачивания в номинальной полосе заграждения ограничивают полосу работы системы; было предложено использовать широкополосный трансформатор импеданса с отношением 1:10 [4], а также усовершенствовать держатель чипа [5]. В результате исследований мы пришли к выводу, что для ряда задач, например, для разработки сверхпроводящей 2-D линзы Веселаго необходимо иное решение проблемы; первоначальный подход не позволял улучшить согласование в интересующей нас полосе частот 4-14 ГГц, так как в центральном проводнике CPW использовались резонаторы с фиксированной настройкой [3].

Подходы и методы, моделирование и конструирование

Представленная концепция описывает подходы к созданию сверхпроводящей передающей линии для слабых сигналов с управляемой дисперсией и постоянным характеристическим импедансом около 50 Ом в качестве базового элемента управляемой среды с малыми потерями. Принцип управления основан на синхронизированной перестройке спаренных (параллельных и последовательных) резонаторов, в которых перестраиваются индуктивности тока джозефсоновских контактов (сквидов), а источник магнитного поля интегрирован в непосредственной близости и может быть запитан как постоянным, так и высокочастотным импульсным током.

Перестраиваемые линии сконструированы в виде цепочек последовательных ячеек L2R или R2L; их названия (аббревиатуры) формально указывают либо на индуктивное (R), либо на емкостное (L) сопротивление центрального проводника копланарного волновода на рабочей частоте ниже и выше частоты внутреннего резонанса. Этот подход показан на схеме рис. 1а-г, где сквид, состоящий из двух джозефсоновских контактов замещает индукторы резонатора. Электромагнитные модели таких ячеек показаны на рис. 2а и рис. 2б. Волновое сопротивление модифицированной цепи, Z_0 , получено численно с помощью поиска максимума функции $S_{21}(Z_0)$. Оценочное значение $Z_0=35$ Ом на практике означает отсутствие значительной стоячей волны даже в случае прямого соединения с фидером 50 Ом. Тем не менее, рассмотрен вариант, в котором на входе массива встроены аттенюатор 10 дБ, который представляет собой резистивную пленочную структуру (рис. 2в). Индуктивность тока сквида, L_J , может быть выражена как $L_J = \Phi_0 / 2\pi I_c \cos(\varphi)$ [5]; здесь Φ_0 – это квант магнитного потока равный $2,07 \times 10^{-15}$ Вб, I_c – критический ток сквида в нулевом магнитном поле, φ представляет собой разность сверхпроводящей фазы, которая управляется магнитным потоком в петле сквида.

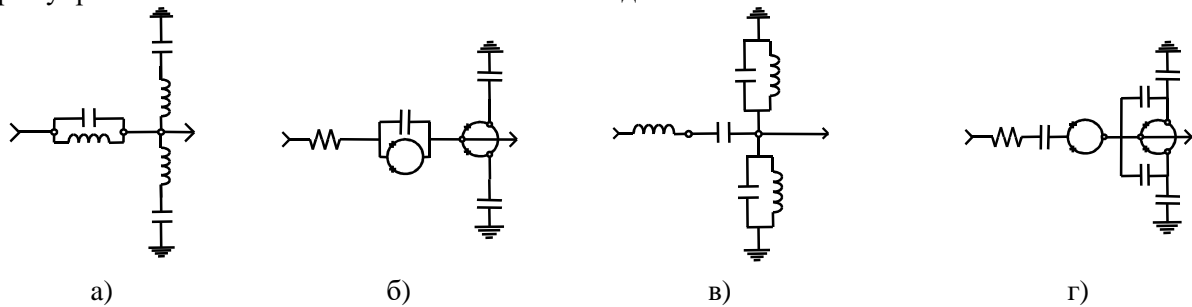


Рис. 1. Эквивалентные схемы идеальных элементарных ячеек модифицированного копланарного волновода: а) и б) для линии типа R2L с фиксированной частотой резонаторов и с заменой индуктивностей на сквиды, соответственно; в) и г) аналогично а) и б) для линии типа L2R. Сквиды представлены кольцом с двумя крестиками, изображающими джозефсоновские переходы. Схемы содержат лишь сосредоточенные элементы, но в целях физической достоверности подразумевается наличие короткой секции копланарного волновода ($L=20, 40$ или 70 мкм; $Z_0=50$ Ом) последовательно с центральным (горизонтальным) проводником в каждой ячейке.

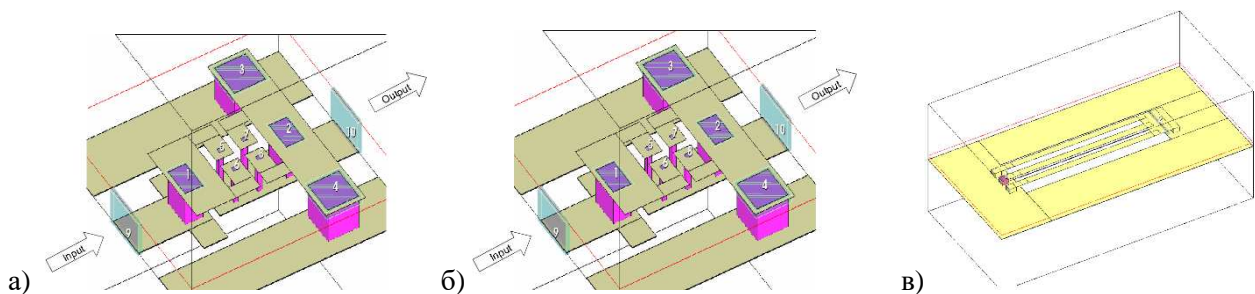


Рис. 2. Электромагнитные модели одиночных ячеек с рис. 1: а) ячейка L2R с рис. 1б, б) ячейка R2L с рис. 1г, в) тонкопленочный аттенюатор 10 дБ с рис. 1б, 1г.

Выбор одинаковой резонансной частоты для последовательного и параллельного резонаторов с рис. 1 позволяет, практически, избежать появления полосы заграждения в линии L2R, как это было показано в работе [3] и на рис. 3в и рис. 3г. Для синхронизации перестройки сквидов общим магнитным

полем, их петли имеют одинаковую форму, как показано на рис. 2а и рис. 2б, что должно обеспечить одинаковый магнитный поток и одинаковую индуктивность в параллельном и последовательном резонаторах.

В новой схеме используется меньшее число джозефсоновских переходов на одну ячейку (4 вместо 5). Микроволновой ток шунтирующего резонатора распределяется между двумя частями экрана копланарного волновода, улучшая тем самым характеристический импеданс модифицированной линии в сторону его повышения. Результаты моделирования линии с числом ячеек $N = 40$ при различных значениях магнитного поля показано на рис. 3. В случае R2L две полосы пропускания (R и L) оказываются разделенными полосой заграждения. Тем не менее, происхождение этого эффекта отличается от описанного в работе [3]: пропускание прекращается при условии, что половина длины укороченной волны становится равна размеру ячейки. Это соответствует периодическому граничному условию, неприемлемому для бегущей волны: удельная проводимость линии, $Y = \infty$ при резонансе, что приводит к режиму стоячей волны. Этот эффект ограничивает коэффициент замедления фазовой скорости на значении около 100 на частоте 10 ГГц при размере ячейки 70 мкм. Для анализа дисперсионных эффектов имеет смысл использовать критерий дифференциальной фазы, $(\Delta\text{фаза}/\Delta f)$, который значительно выше, чем $(\text{фаза}/f)$, особенно у края полосы заграждения. Эффект задержки может быть представлен в виде числа длин волн на каждый 1 мм линии, как представлено на рис. 4а и рис. 4б. Можно видеть, что достигаемый коэффициент задержки обратно пропорционален размеру ячейки. Для линии L2R эффект повышения фазовой скорости можно увидеть как минимальное значение $(\Delta\text{фаза}/\Delta f)$ в самом центре полосы в районе резонансной частоты одиночной ячейки.

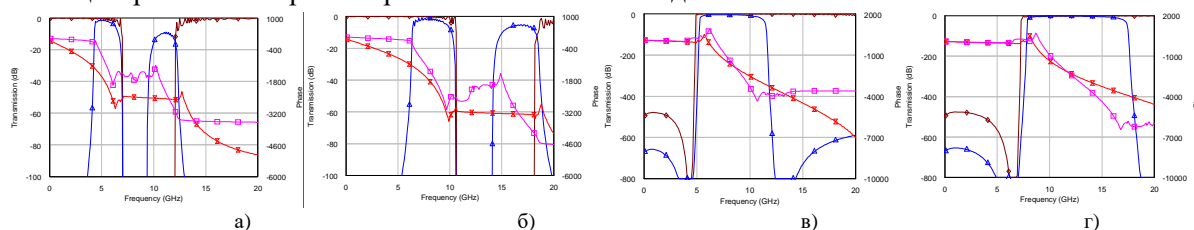


Рис. 3. Расчетное пропускание S_{21} для линии из 40 звеньев в случае идеальной ячейки и для электромагнитной модели. Левые оси - $|S_{21}|^2$; правые - фаза в градусах; голубые и фиолетовые линии - для ЭМ-модели, коричневые и красные - для идеальных ячеек; а) и б) для R2L линии при разности сверхпроводящих фаз $\varphi=0,9$ и $\varphi=0,8$; в) и г) для L2R линии при $\varphi=0,9$ и $\varphi=0,8$ соответственно. На частоте около 10 ГГц возможен любой из режимов, R или L; фазовый набег достигает 2500 градусов.

На рис. 5 приведена концептуальная схема магнитного управления цепочкой скивдов; такая структура реализована экспериментально. В ней использован режим возбуждения магнитного поля в режиме щелевой линии, когда токи текут по краям экрана. Важно, что такая мода ортогональна сигнальной, и они не взаимодействуют друг с другом (не происходит потерь сигнала). Ожидается, что во всех ячейках цепочки можно получить однородное магнитное поле на высокой частоте при условии, что такая магнитная петля является сосредоточенным элементом. Это верно ниже $1/10$ частоты первого резонанса петли, который, согласно моделированию, находится на 1,25 ГГц для массива из 40 ячеек. Таким образом, длительность импульса магнитного поля, τ_{pulse} , задаваемого с помощью такой линии, может быть оценена как 10 нс или длиннее - вплоть до постоянного тока.

Экспериментальные результаты

На основе проведенных расчетов и электромагнитного моделирования были сконструированы фотошаблоны для изготовления линий, содержащих 20, 40 и 120 элементарных ячеек, представленных на Рис. 2а и 2б, а также варианты с демпфирующим аттенуатором. Линии располагаются на чипе из монокристаллического кремния размером $4 \times 4 \times 0,5$ мм, который содержит до 4 различных вариантов. Поскольку линии предназначены для работы в диапазоне гигагерцовых

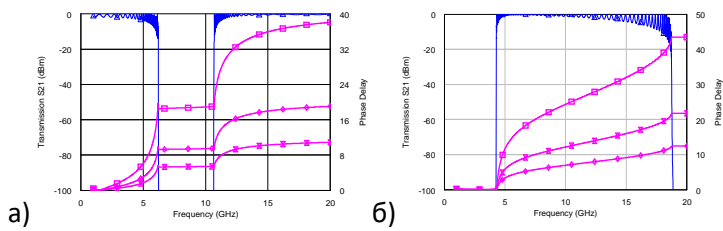


Рис. 4. Расчетное пропускание S_{21} и задержка (в длинах волн) для идеальных линий одинаковой длины, но содержащих ячейки разного размера 20, 40 и 70 мкм для $\phi=0,9$: для R2L линии (а) и для L2R линии (б). Амплитуда показана синим на левой оси - кривая 1, задержки - на правой оси - кривые 2, 3, 4 соответственно.

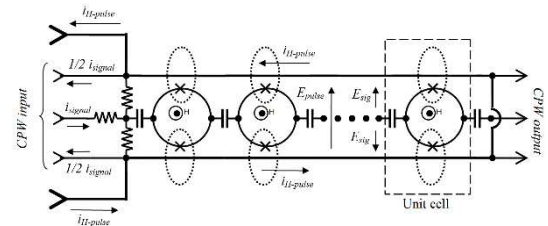


Рис. 5. Схема задания магнитного поля для последовательной цепочки скивдов, размещенных в центральной (сигнальной) линии копланарного волновода; возможна комбинация постоянного и переменного (высокочастотного) тока; показаны пути токов.

частот, их тестирование на постоянном токе не представляется возможным; на каждом чипе имеются тестовые образцы отдельных ячеек, позволяющие оценить качество джозефсоновских переходов на постоянном токе. Образцы перестраиваемых линий были изготовлены методами тонкопленочной технологии в ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН в лаборатории профессора В. П. Кошельца. Самые длинные линии содержали около 500 джозефсоновских переходов типа Nb/Al/AlO_x/Nb размером 2 мкм. Для получения достаточно большой индуктивности джозефсоновские переходы изготавливались с номинальным значением параметра $R_n S$ (удельное туннельное сопротивление) около 2000 Ом*см², что соответствует плотности сверхпроводящего тока около 0,1 кА/см² и перестройке индуктивности в диапазоне 0,1-1 нГн.

Измерения микроволновых параметров проводились в криостате замкнутого цикла фирмы Oxford Instruments при температуре 4 К в лаборатории "Сверхпроводящие метаматериалы" НИТУ МИСиС под руководством профессора А. В. Устинова аналогично [3]. Для измерений использовался векторный анализатор цепей ZVB-20 фирмы Rohde & Schwarz, а также малошумящий охлаждаемый усилитель диапазона 4-14 ГГц. Такой усилитель является необходимым элементом измерительной системы, так как сигнальный ток скивдов весьма мал - в линейном режиме он не должен превосходить нескольких процентов от критического тока джозефсоновских контактов, что в режиме с высокой индуктивностью составляет менее 10 нА. На рис. 5 приведены предварительные результаты эксперимента по управлению линией, содержащей 20 ячеек типа R2L и аттенуатор 10 дБ на входе. На диаграмме по вертикали отложен ток соленоида, создающий магнитное поле, по горизонтали - частота анализатора цепей. Псевдоцветом на рис. 5 показан уровень передачи $|S_{21}|^2$; красный цвет соответствует высокому уровню прохождения, синий - низкому; динамический диапазон цвета выбран 30 дБ. Видна периодичность $|S_{21}|^2$ по магнитному полю, что характеризует правильную работу скивдов.

Известно, что стандартная процедура калибровки анализатора цепей на входе охлажденного чипа практически невозможна (неоправданно трудоемка, нецелесообразна), в то время как изрезанность частотных характеристик может достигать 10 дБ. Для получения диаграммы с рис. 5б был использован метод виртуальной калибровки. Согласно модели исследуемой линии, в диапазоне перестройки на каждой частоте должно происходить как полное пропускание, так и полное заграждение сигнала, то или другое - в зависимости от приложенного магнитного поля, как показано на рис. 3. Такая гипотеза позволяет учесть как стоячие волны в подводящих линиях, которые ограничивают передачу сверху, P_{max} , так и паразитное просачивание держателя чипа, P_{min} , которое означает недостаточное заграждение снизу. Этапами метода являются: определение максимальных и минимальных значений $|S_{21}|^2$ по всему диапазону частот, P_{max_i} и P_{min_i} , и трансформация шкалы интенсивности индивидуально для каждой частотной точки, P_{ex_i} , с нормировкой на максимальное значение: $|S_{21}|^2 = (P_{ex_i} - P_{min_i}) / P_{max_i}$. Легко видеть, что в случае отсутствия паразитных эффектов (для $P_{min_i} = 0$, $P_{max_i} = 1$) использованная процедура не вносит изменений в исходные данные $|S_{21}|^2$, а полное отсутствие регулировки ($P_{min_i} = P_{max_i}$) означает разрыв сигнальной цепи, $|S_{21}|^2 = 0$, чего не

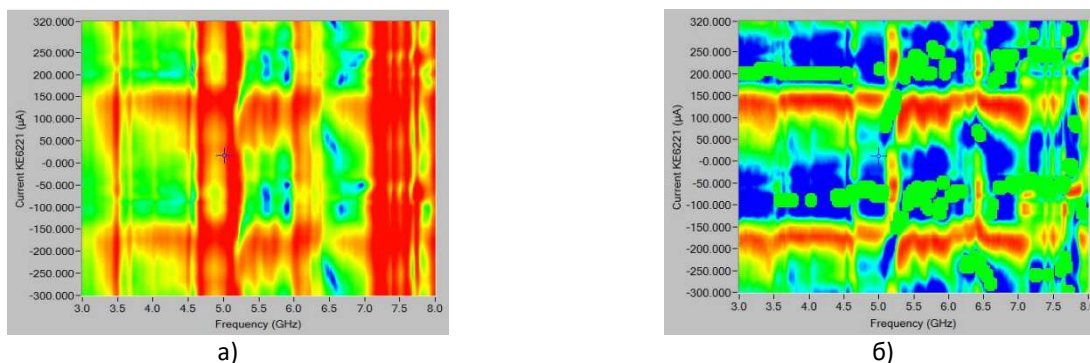


Рис. 5. Экспериментальные данные $|S_{21}|^2$ для R2L линии до а) и после виртуальной калибровки б).

наблюдается ни в одной частотной точке экспериментальной диаграммы. Достигнутый диапазон регулировки, представленный на рис. 5б после виртуальной калибровки, составляет более 20 дБ во всем диапазоне исследованных частот и, судя по всему, не приводит к неоправданному сглаживанию частотной характеристики, что качественно подтверждает целесообразность виртуальной калибровки и правильность наших подходов к конструированию сверхпроводящих управляемых линий.

Заключение и выводы

Предложенная синхронизованная перестройка последовательных и параллельных резонаторов с джозефсоновской индуктивностью в копланарном волноводе, что позволяет улучшить согласование сверхпроводящих линий с управляемой дисперсией. Такое решение обеспечивает незначительное влияние полосы заграждения в пропускании L2R линии; обнаружена практически идеальная непрерывность диапазона с волновым сопротивлением более 30 Ом и зона повышенной фазовой скоростью вблизи резонансной частоты. Минимальная скорость волны в линии R2L ограничивается естественным образом из-за ненулевой электрической длины одиночной ячейки. При применении наноразмерных технологий можно ожидать коэффициент снижения фазовой скорости около 1000. При моделировании не найдены зоны с отрицательным набегом фазы, означающие отрицательную фазовую скорость, однако, существуют заметные зоны с положительным приращением фазовой скорости (ускорение) в случае L2R вблизи резонанса и отрицательным приращением (замедлением) для R2L на краях перестраиваемой полосы заграждения. Первые же экспериментальные данные, полученные для R2L-линии, подтвердили возможность управления коэффициентом передачи S_{21} с помощью слабого магнитного поля. В ближайшем будущем планируется продолжить детальное исследование с использованием интегральных линий магнитного поля, включая прямое измерение задержек микроволновой энергии с помощью высокочастотных импульсов магнитного поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ по программе повышения конкурентоспособности НИТУ «МИСиС» среди ведущих мировых научно-образовательных центров на 2013-2020 гг. (№ К2-2014-025).

ЛИТЕРАТУРА

1. Cui T. J., Smith D. R., Liu R.. *Metamaterials Theory, Design, and Applications* / Springer, 2010. 2.
2. Veselago V., Braginsky L., Shklover V. and Hafner C.. *Negative Refractive Index Materials* // *Journal of Computation and Theoretical Nanoscience*, Vol. 3, 2006, pp. 1-30
3. Ovchinnikova E. A., Butz S., Jung P., Koshelets V. P., Filippenko L. V., Averkin A. S., Shitov S. V., Ustinov A. V. // *Superconductor Science and Technology*, vol. 26, p. 114003
4. Shitov S. V., Ovchinnikova E. A., Butz S., Jung P., Koshelets V. P., Filippenko L. V., Averkin A. S., Ustinov A. V. // *9th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics - Metamaterials* (Sept. 712, 2015). Oxford (United Kingdom). ISBN 978-88-941141-0-2
5. Averkin A.S., Karpov A.V., Shulga K., Glushkov E., Abramov N.N., Huebner U., Il'ichev E., Ustinov A.V. *Broadband sample holder for microwave spectroscopy of superconducting qubits* // *Review of Scientific Instruments*, vol. 85, p. 104702, 2014.
6. Schmidt V. V. *The physics of superconductors* / Eds. P. Mueller and A. V. Ustinov - Berlin: Springer, 1997.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ СВЧ ПУЧКА РЕЛЯТИВИСТСКОГО ПЛАЗМЕННОГО СВЧ УСИЛИТЕЛЯ

С. Алексеев¹, И. Е. Иванов¹, П. С. Стрелков¹, В. П. Тараканов^{2,3}, Д. К. Ульянов¹

¹ *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*
ulyanov@fpl.gpi.ru

² *Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия*

³ *Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия*

В экспериментах по релятивистской СВЧ электронике применяются различные методы получения информации о структуре микроволнового пучка после выхода его из рупора в атмосферу. Важность использования этих методов объясняется тем, что определить параметры ЭМ (электромагнитного) поля внутри СВЧ прибора, а также судить о процессах, происходящих внутри него, можно только на основании измерений параметров СВЧ излучения на выходе из прибора. Для визуализации поперечной структуры мощного СВЧ пучка, используется метод, основанный на регистрации свечения в воздухе диэлектрического экрана с нанесённым на него слоем металлических микрочастиц. Этот метод описан в литературе. Результаты наших исследований, в отличие от известных, позволяют качественно судить не только о величине напряжённости электрического поля в данной точке сечения СВЧ пучка, но и о направлении силовых линий электрического поля. Интерпретация экспериментальных результатов подтверждается данными численного моделирования распределения силовых линий в СВЧ пучке при помощи кода КАРАТ.

Введение

Измерения пространственного распределения плотности потока энергии СВЧ излучения на выходе релятивистских СВЧ приборов, работающих в режиме разовых импульсов, возможны только при высокой стабильности параметров излучения и чрезвычайно трудоемки. По этой причине, начиная с 1980 года, разрабатывались и применялись методы визуализации, которые позволяют получить информацию о структуре СВЧ пучка с использованием для измерения одного импульса релятивистского источника СВЧ излучения. Перечислим некоторые из этих методов.

- визуализация с помощью фото- или кинокамер пространственного распределения мощных микроволн осуществлялась с помощью оптического излучения самостоятельного СВЧ разряда, создаваемого исследуемым СВЧ пучком в объеме, заполненном воздухом или другим газом [1-3].
- оптическое излучение газового разряда под действием СВЧ излучения в неоновых лампочках, расположенных в виде матрицы на диэлектрической пластине [4, 5]. Размеры этой матрицы превышали поперечное сечение СВЧ пучка.
- термочувствительные люминесцентные визуализаторы СВЧ излучения (радиовизоры) [6,7].
- метод регистрации пространственного распределения мощного СВЧ излучения, основанный на эффекте разрушения и испарения тонкой металлической пленки, покрывающей диэлектрическую подложку [7].

Эти методы визуализации использовались в ИПФ РАН, ИСЭ СОРАН, ИЭ УрО РАН, ИОФ РАН и за рубежом. Все эти методы позволяют получить качественную картину распределения плотности потока энергии СВЧ излучения в поперечном сечении микроволнового пучка. В настоящей работе описан метод, который позволяет кроме качественной картины распределения плотности потока энергии СВЧ излучения получить информацию о направлении вектора электрического поля электромагнитного излучения в поперечном сечении микроволнового пучка. В использованном нами методе для диагностики параметров СВЧ пучков использовался разряд на поверхности металлодиэлектрической мишени.

В работах [8-10] для инициации СВЧ разряда на поверхности диэлектрика в воздухе и в вакууме использовалась диэлектрическая мишень, с нанесёнными на неё металлическими фрагментами. В [8] приводится фотография вспышки разряда на такой металлодиэлектрической мишени. Показано, что пороговая плотность потока энергии возникновения разряда на металлодиэлектрической мишени, на несколько порядков ниже порога пробоя на диэлектрической мишени. Пробой возникает на границе металл-диэлектрик. Как нам стало известно, металлодиэлектрическая мишень, для визуализации структуры СВЧ пучка впервые использовалась при выполнении работы [11], однако в литературе этот метод впервые описан в [12, 13]. В этих работах на прозрачной диэлектрической мишени с

металлическими частицами, на которую падает СВЧ пучок зарегистрировано свечение. Существенно, что длительность СВЧ импульса в работах [12, 13] была равна 200 нс, вместо 100 мкс в работе [8]. При такой малой длительности СВЧ импульса плазма, возникающая на краю металлической частицы, не успевает расширяться, это позволяет наблюдать относительно резкую границу СВЧ пучка. Мы использовали методику [12, 13] для визуализации СВЧ пучка на установке плазменный релятивистский СВЧ усилитель. В отличие от [12, 13], где фотографии разряда на этой мишени использовались для юстировки системы зеркал, мы наблюдали тонкую структуру свечения экрана, которая не была зарегистрирована в работах.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема плазменного релятивистского СВЧ усилителя была неоднократно описана в работах [14-16]. На вход усилителя подаётся СВЧ импульс мощностью около 50 кВт и на выходе регистрируется импульс с мощностью более 100 МВт и длительностью 300 – 400 нс. Частота выходного излучения может изменяться от 2.4 ГГц до 3.1 ГГц в зависимости от частоты входного сигнала. На вход плазменного СВЧ усилителя подавался сигнал от сменных магнетронов. В данном эксперименте исследовалась поперечная структура СВЧ пучка на трёх частотах излучения плазменного СВЧ усилителя: 2.4, 2.7 и 3.1 ГГц, что определялось параметрами имеющихся у нас магнетронов.

Усиленная электромагнитная волна переходит в коаксиальный вакуумный металлический волновод. На рис. 1, слева изображена конструкция узла 1, выводящего СВЧ излучение из коаксиального вакуумного волновода 2 в конический рупор и далее в воздух.

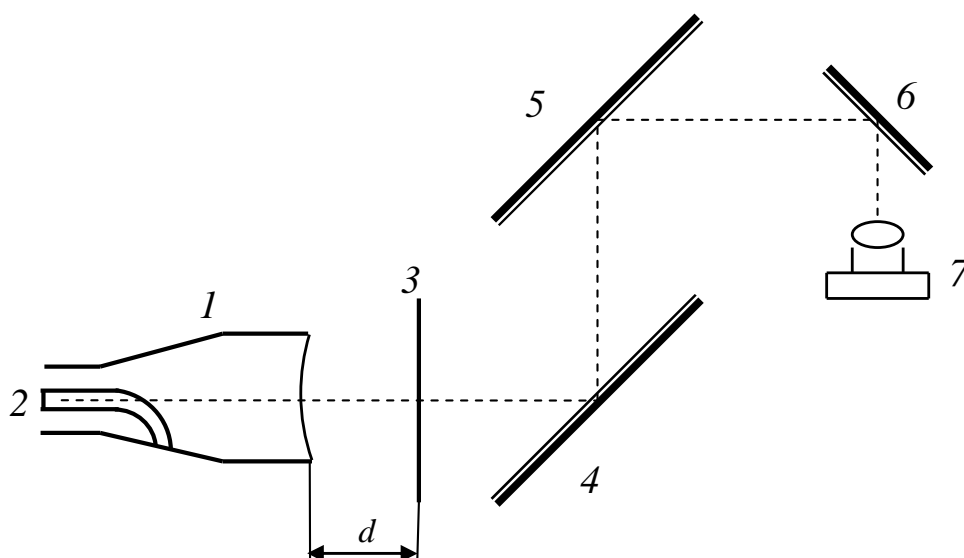


Рис. 1. Схема регистрации свечения экрана. 1 – излучающее устройство плазменного СВЧ усилителя, 2 – коллектор токов РЭП и плазмы, 3 – экран, 4, 5, 6 – зеркала, 7 – фотоаппарат.

Такая схема позволяет эффективно вывести СВЧ излучение из коаксиального вакуумного волновода в атмосферу и закоротить ток РЭП и ток плазмы на землю. Диаметр выходного рупора составлял 24 см. Экран 3 устанавливался перпендикулярно выходной оси на различных расстояниях d от рупора. Экран – это диэлектрическая плёнка толщиной 100 мкм с хаотически наклеенными на неё частицами из стали с характерным размером 100 мкм. Прозрачность экрана в видимом свете равна 20 %. Для определения масштаба снимка на рамку экрана крепились реперные шнуры, натянутые вертикально и горизонтально на расстоянии 5 см друг от друга. Расстояние от рупора до объектива фотоаппарата было примерно 6 м. Изображение экрана проецировалось на объектив тремя зеркалами 4, 5, 6. Запуск фотоаппарата осуществлялся дистанционно непосредственно перед выстрелом. СВЧ пробой на мишени происходил во время экспозиции фотоаппарата, которое значительно превышало длительность импульса СВЧ разряда. Каждый кадр соответствовал одному СВЧ импульсу.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И СРАВНЕНИЕ ИХ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Фотографии экрана на разных расстояниях от рупора при частоте СВЧ излучения 3.1 ГГц представлены на рис. 2. Левые и правые изображения на рис. 2 были зарегистрированы в двух разных выстрелах, сделанных без изменения параметров усилителя. Их сравнение демонстрирует, что картина распределения микроволнового излучения хорошо повторяется от одного СВЧ импульса к другому. На изображениях, приведенных на рис. 2, также видно, что размер светящегося пятна (т.е. всей совокупности светящихся нитей) возрастает при увеличении расстояния от рупора, что свидетельствует о расходимости СВЧ пучка.

На каждой фотографии видны светящиеся нити. Для возникновения разряда необходимо, чтобы величина напряжённости поля превосходила пороговое значение. На малых расстояниях это условие выполняется во всём сечении СВЧ пучка, поэтому экран светится почти в каждой точке и светящиеся нити сливаются. С увеличением расстояния от рупора величина поля уменьшается, и разряд происходит только там, где превышает порог, поэтому расстояния между нитями возрастают. Дальнейшее увеличение расстояния приводит к тому, что порог зажигания разряда не достигается и свечение не регистрируется. Обратим внимание на то, что яркость светящихся нитей практически не меняется при увеличении расстояния до рупора. Другими словами, яркость отдельных нитей слабо зависит от плотности потока энергии СВЧ излучения.

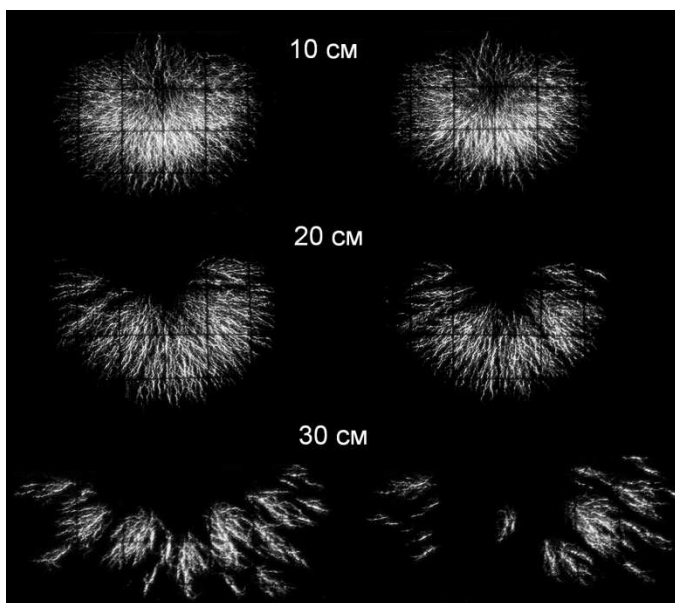


Рис. 2. Фотографии экрана на разных расстояниях от рупора при частоте СВЧ излучения 3,1 ГГц.

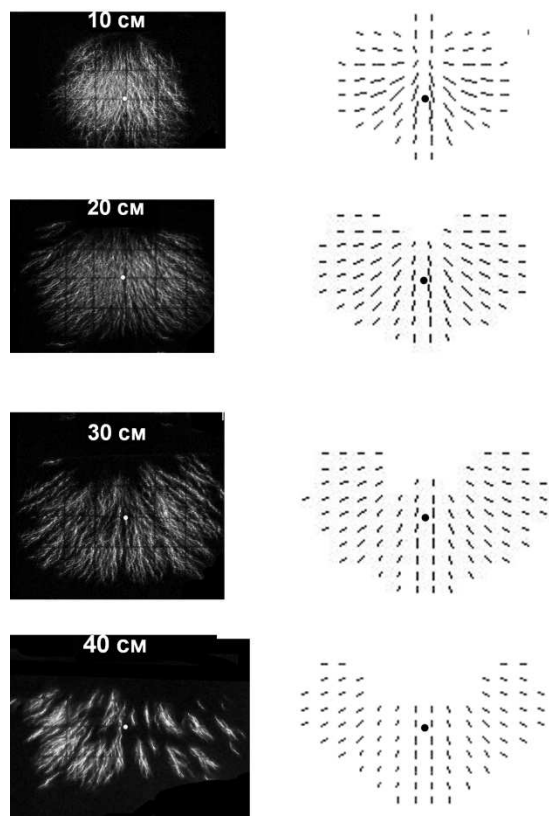


Рис. 3. Сравнение результатов эксперимента с расчётом для частоты 2,7 ГГц.

Мы предположили, что эти нити вытянуты вдоль силовых линий электрического поля. Пробой газа или пробой по диэлектрику между двумя отдельными металлическими частицами развивается в том месте, где напряжённость электрического поля максимальна. Поэтому пробой преимущественно развивается между металлическими частицами, расположенными вдоль силовых линий электрического поля.

Для проверки нашего предположения о том, что светящиеся нити расположены вдоль силовых линий электрического поля, было проведено численное моделирование структуры электрического поля посредством 3D версии кода КАРАТ [17, 18]. В процессе моделирования решается система уравнений Максвелла на разностных, сдвинутых в пространстве и времени сетках. Ось Y параллельна плоскости изгиба коллектора, см. рис. 1. Ось рупора параллельна оси Z и пересекает плоскость $X - Y$ при $X = 50$ см и $Y = 50$ см. На левом срезе коаксиального волновода запускается электромагнитный импульс заданной длительности на выбранной частоте и выбранной моде. В данном вакуумном коаксиальном волноводе на частотах 2.4 и 2.7 ГГц могут распространяться только две моды: ТЕМ и H_{11} . Первые расчёты проведены для моды ТЕМ. Результатом моделирования является информация о векторных электромагнитных полях и их истории в любых точках на разностной сетке за интересующие отрезки времени.

На рис. 3, слева, показаны фотографии светящейся области экрана на разных расстояниях от рупора на частоте 2.7 ГГц. Пробой газа в данном месте экрана возникает в результате значительного нагрева электронов под действием СВЧ излучения в течение многих периодов колебаний ЭМ поля. Величина нагрева электронов зависит от величины эффективного приведенного электрического поля в СВЧ волне E/n , где E - напряжённость электрического поля, n – плотность молекул газа. Поэтому для сравнения с экспериментом был произведен дополнительный расчет, заключающийся в накоплении информации о максимальных по модулю значениях электрического поля в сечении $Z = \text{const}$, которое совпадает с положением экрана в эксперименте.

На рис. 3 результаты этого расчета приведены справа, здесь максимальные значения изображаются в виде векторных полей, но без обозначения стрелок, поскольку важна максимальная величина абсолютного значения вектора ЭМ поля. Абсолютное значение напряжённости электрического поля в данной точке плоскости $X - Y$ на расчётных картинках пропорционально длине отрезка, а направление отрезка отражает направление силовых линий электрического поля, рис. 3. На всех расчётных рисунках порог по напряжённости электрического поля, при котором рисуются самые малые отрезки, одинаков. При меньшей величине напряженности отрезки не рисовались. Величина этого порога подобрана так, чтобы размер одного из светящихся пятен совпадал с размером соответствующей расчётной картинке. Заметим, что размер клетки координатной сетки на фотографии равен 5 см и масштаб на фотографиях и расчётных картинках одинаков. Видно, что действительно направление расчётных силовых линий совпадает с направлением светящихся нитей. Изменение формы светящегося пятна при изменении расстояния качественно также подтверждается расчётом.

Заключение

Результаты проведенных в работе экспериментов по визуализации СВЧ излучения, кроме получения информации о структуре СВЧ пучка на выходе из рупора, дают новые сведения о процессах внутри плазменного СВЧ усилителя и оказались важными для калибровки применяемых нами приборов. Принципиально важно знать тип плазменной волны, возбуждаемый внутри плазменного волновода СВЧ усилителя. Настоящее исследование позволяет утверждать, что внутри плазменного волновода СВЧ усилителя действительно распространяется именно плазменная E_{01} мода (в усилителе могут возбуждаться как мода E_{01} , так и следующая E_{11}). Кроме того, результаты расчётов, выполненных в этой работе, оказались важными для обработки данных измерения энергии и мощности СВЧ излучения. Была проведена оценка доли энергии СВЧ-излучения, попадающая на калориметр, установленный на определенном расстоянии от излучающего рупора. Таким образом, удалось правильно откалибровать показания калориметра.

Работа выполнена по Государственному заданию 01200953489.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gold S. H., Black W. M., Granatstein V. L., Kinkead A. K. // Appl. Phys. Lett. 1983. V.43. No.10. P. 922.
2. Бугаев С. П., Канавец В. И., Климов А. И., Кошелев В. И. // Доклады АН СССР. 1988. Т. 298. №1. С. 92.
3. Павловский А.И., Босамыкин В.С., Селемир В.Д., Гордеев В. С., Дубинов А.Е., Иванов В.В., Клементьев А.П., Корнилов В.Г., Ватрунин В.Е., Жданов В.С., Коновалов И.В., Приходько И.Г.,

- Суворов В.Г., Шибалко К.В // Релятивистская высокочастотная электроника: Сб. научн. трудов. Вып. 7. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1992. С. 81-103.
4. Bratman V. L., Denisov G. G., Ofitserov M. M., Korovin S. D., Polevin S. D., Rostov V. V. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1987. V.15. No. 1. P. 2.
5. Ginzburg N. S., Novozhilova Yu., Zotova I. V., Sergeev A. S., Peskov N. Yu., Phelps A. D. R., Wiggins S. M., Cross A. W., Ronald K., He W., Shpak V. G., Yalandin M. I., Shunailov S. A., Ulmaskulov M. R., Tarakanov V. P. // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. No. 3. P. 3297.
6. Бажулин А. П., Виноградов Е. А., Ирисова Н. А., Тимофеев Ю. П., Фридман С. А. // Труды ФИАН. 1980. 117. С.122.
7. Виноградов Е. А., Голованов В. И., Ирисова Н. А., Кременцов В. И., Стрелков П. С. // ЖТФ. 1982. Т.52. №7. С.1458.
8. Batanov G.M, Bol'shakov E.F., Dorofeyuk A.A., Kossyi I.A., Sapozhnikov A.V., Silin V.A., Brovkin V.G., Kolesnichenko Yu.F., Voronin A.N., Nicholas Koumvakaiis, Sandor Holly and Thomas L Bunn // J.Phys.D, Appl. Phys. 1996. V. 29 P. 1641.
9. Batanov G. M., Gritsinin S. I., Kossyi I. A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. V. 35/ P. 2687.
10. Грицинин С. И., Давыдов А. М., Косый И. А., Арапов К. А., Чапкевич А. А. // Физика плазмы. 2014. Т. 37. № 3. С. 290.
11. Bogatov N. A., Gitlin M. S., Litvak A. G., Luchinin A. G., Nusinovich G. S. // Physical Review Letters. 1992. V.69. No.25. P. 3635.
12. А.К.Каминский // Диссертация, Дубна, ОИЯИ, 2014.
13. Elzhov A.V., Gorbachev E.V., Kaminsky A.K., Kosukhin V.V., Perelstein E.A., Pilyar N.V., Rukoyatkina T.V., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sidorov A.I., Tarasov V.V Ginzburg N.S., Kuzikov S.V., Peskov N.Yu., Petelin M.I., Sergeev A.S., Zaitsev N.I // Proceedings of the 2004 FEL Conference. P.318.
14. Иванов И.Е., Стрелков П.С., Шумейко Д.В.// Радиотехника и электроника. 2009. Т.54, №9, С.1091.
15. Стрелков П.С., Иванов И.Е., Шумейко Д.В. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 6, С. 536.
16. Стрелков П.С., Тараканов В.П., Иванов И.Е., Шумейко Д.В. // Физика плазмы. 2014. Т. 40, № 8, С. 738–748.
17. Тараканов В.П. Математическое моделирование. Проблемы и результаты. М.: Наука. 2003.
18. Tarakanov V.P. User's Manual for Code KARAT. (Berkley Research Associates, Springfield. VA. 1992).

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ИОНОСФЕРЫ СПУТНИКОВЫХ ЛИНИИ СВЯЗИ ПРИ ОБНАРУЖЕНИИ СИГНАЛОВ В СИСТЕМАХ СИНХРОНИЗАЦИИ

Батанов В.В.¹, Назаров Л.Е.²

¹АО «Информационные спутниковые системы» им. академика М.Ф.Решетнева, г.Железногорск
bvitaly@inbox.ru,

²ФирЭ им. В.А.Котельникова РАН, г.Фрязино
nazarov@sunclass.ire.rssi.ru

Рассмотрены методы описания искажений радиоимпульсов при распространении по ионосферным линиям передачи. Методы описания основаны на применении модели стационарной сферически-симметричной неоднородной среды, действие которой эквивалентно линейной фильтрации. Получены численные оценки искажений радиоимпульсов, основанные на анализе вероятностных характеристик обнаружения искаженных радиоимпульсов по отношению к распространению в свободном пространстве в системах синхронизации.

Линии передачи спутниковых систем связи характеризуются рядом отличительных свойств по отношению к базовой модели передачи с аддитивным белым гауссовским шумом (АБГШ). Эти линии вносят фазо-частотные искажения сигналов при их распространении за счет действия ионосферы как дисперсионной среды [1]-[3]. Эти искажения приводят к энергетическим потерям при корреляционной обработке сигналов, составляющей основу алгоритмов обнаружения сигналов в системах синхронизации и демодуляции сигналов в составе приемных устройств.

Это определяет актуальность создания и развития соответствующих моделей искажающего действия ионосферных линий передачи и разработки методик численной оценки данных искажений.

Основу методов анализа эффективности влияния ионосферы составляет решение волнового уравнения относительно плоской волны $E(z, f)$ с частотой f при ее распространении по оси z , нормально падающей на слой неоднородной среды с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(z, f)$, с граничным условием $E(0, f)$ при $z=0$ [4]

$$\frac{d^2 E(z, f)}{dz^2} + \frac{(2\pi f)^2}{c^2} \varepsilon(z, f) E(z, f) = 0. \quad (1)$$

Здесь c - скорость света в свободном пространстве.

Ряд аналитических решений (1) получен при использовании упрощений относительно $\varepsilon(z, f)$, полагая, в частности, среду распространения изотропной, а также плоско- или сферически-слоистой.

Важным направлением является определение приближенных решений волнового уравнения (1), в частности, использование приближения геометрической оптики. В этом случае решение волнового уравнения для неоднородной ионосферы имеет вид [4]

$$E(z) = \operatorname{Re} \left(\dot{E}(0, t) \exp \left(-\frac{j2\pi f}{c} \int_0^z \sqrt{\varepsilon(h, f)} dh \right) \right). \quad (2)$$

Здесь $\dot{E}(0, t)$ - аналитический сигнал, соответствующий $E(0, t)$.

Соотношение (2) справедливо для монохроматических волн. При распространении радиоимпульса длительностью T с центральной частотой f_0 , содержащего спектр монохроматических волн, задача существенно усложняется. В этом случае каждая спектральная компонента приобретает частное фазовое смещение $\Delta\varphi(f)$, что обуславливает результирующее искажение радиоимпульса на входе приемного устройства.

Вычисление фазовых смещений $\Delta\varphi(f)$ необходимо производить с учетом рефракции составляющих монохроматических волн, которая обуславливает различие расстояний вдоль луча распространения и вдоль линии прямой видимости, зависит от частоты f и угла падения волны.

В докладе приведены результаты оценивания влияния искажений радиоимпульсов при распространении по неоднородной ионосферной спутниковой линии передачи. Эффективность

искажений производится на основе анализа вероятностных характеристик обнаружения радиоимпульсов с искажениями и без искажений при наличии АБГШ в системах синхронизации.

Искажения радиоимпульсов $E(z,t)$ определяют энергетические потери ΔE при корреляционной обработке при обнаружении по отношению к распространению в свободном пространстве. Энергетические потери обусловлены двумя факторами.

Во-первых, происходит временное рассеяние радиоимпульса при распространении по ионосферной линии [5,6]. Эта часть энергетических потерь оценивается как $R = \int_0^T E^2(z, t_3 + t) dt / \int_0^T E^2(0, t) dt$. Задержка

времени t_3 соответствует максимальному значению коэффициента взаимной корреляции $r = \int_0^T E(0, t) E(z, t_3 + t) dt / \sqrt{P_0 P_3}$; $P_0 = \int_0^T E^2(0, t) dt$ и $P_3 = \int_0^T E^2(z, t_3 + t) dt$ - энергии радиоимпульсов $E(0, t)$ и $E(z, t)$ на интервале анализа $(t_3, t_3 + T)$.

Во-вторых, изменяется огибающая $E(z, t)$ по отношению к огибающей исходного радиоимпульса $E(0, t)$. Эта часть энергетических потерь определяется коэффициентом взаимной корреляции r .

Для АБГШ оценка энергетических потерь ΔE за счет рассматриваемых факторов имеет вид

$$\Delta E = r^2 R. \quad (3)$$

Альтернативная методика оценивания энергетических потерь ΔE , учитывающая структуру искаженного радиоимпульса (временное рассеяние, частотное заполнение), основана на анализе вероятностных характеристик обнаружения радиоимпульсов без искажения и с искажениями.

На рис.1 приведены вероятностные кривые когерентного обнаружения радиоимпульсов $P_{обн}$ с огибающей в виде меандра при их распространении при наличии АБГШ в зависимости от отношения сигнал/помеха $\frac{E_c}{N_0}$. Кривые получены путем моделирования процедуры оптимального обнаружения

Неймана-Пирсона для вероятности ложной тревоги $P_{л.тр.} = 10^{-3}$ [6], параметром является длительность радиоимпульсов T (25 нсек, 50 нсек, 100 нсек, 200 нсек) с центральной частотой $f_0 = 400$ МГц, высота ионосферной линии $z = 400$ км.

Кривая 1 соответствует $P_{обн}$ для неискаженных радиоимпульсов, кривые 2-5 вычислены для модели дневной ионосферы, кривая 6 вычислена для модели ночной ионосферы. Формирование искаженных радиоимпульсов осуществлялось с использованием метода в частотной области [5,6] с учетом углов рефракции для зенитного угла $\theta_A = 80^0$.

В таблице 1 приведены оценки энергетических потерь ΔE при распространении радиоимпульсов с центральной частотой $f_0 = 400$ МГц по ионосферным линиям с высотой $z = 400$ км для моделей ночной и дневной ионосферы, зенитный угол $\theta_A = 80^0$. Приведенные в таблицах значения ΔE_1 вычислены с использованием выражения (3), значения ΔE_2 вычислены на основе анализа вероятностных характеристик обнаружения $P_{обн}$, приведенных на рисунке 1.

Анализ данных таблицы 1 показывает, что абсолютные значения оценок энергетических потерь ΔE уменьшаются с увеличением длительности радиоимпульсов - для длительности $T = 25$ нсек и $T = 100$ нсек и для дневной модели ионосферы оценочные значения ΔE , вычисленные с использованием методики на основе (3), достигают -2.45 дБ и -0.2 дБ соответственно.

Абсолютные значения энергетических потерь ΔE_2 , вычисленные с использованием методики на основе вероятностных характеристик $P_{обн}$ на рисунке 1, меньше абсолютных значений энергетических потерь ΔE_1 , вычисленных с использованием методики на основе (3) - различие достигает 0.45 дБ.

В докладе приведены так же результаты моделирования процедуры обнаружения для сложных фазомодулированных сигналов, формируемых на основе кодов Баркера и m-последовательностей. При

моделировании варьировались параметры радиолинии (угол наклона, модели ионосферы) и параметры сигналов. Для данных сигналов получены вероятностные характеристики обнаружения и произведены оценки энергетических потерь по отношению к распространению в свободном пространстве.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (16-07-00746).

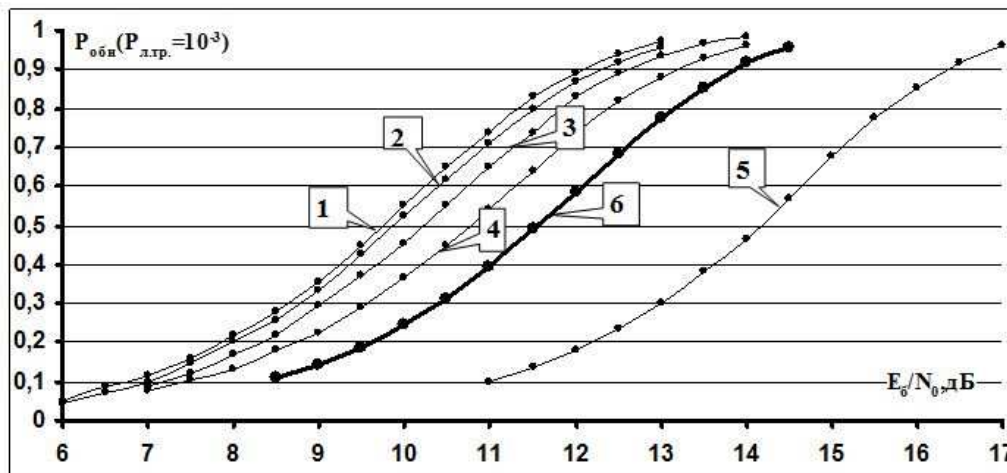


Рис. 1. Вероятности когерентного обнаружения радиоимпульсов при распространении по ионосферной линии при наличии АБГШ ($P_{л.гр.} = 10^{-3}$, $f_0 = 400$ МГц, $z_0 = 400$ км, $\theta_A = 80^0$): кривая 1 - радиоимпульс без искажений; кривая 2 - $T = 200$ нсек, модель дневной ионосферы; кривая 3 - $T = 100$ нсек, модель дневной ионосферы; кривая 4 - $T = 50$ нсек, модель дневной ионосферы; кривая 5 - $T = 25$ нсек, модель дневной ионосферы; кривая 6 - $T = 25$ нсек, модель ночной ионосферы.

Таблица 1. Оценки энергетических потерь ΔE при распространении радиоимпульсов по ионосферной линии передачи, $f_0 = 400$ МГц, высота ионосферной линии $z = 400$ км, угол $\theta_A = 80^0$. (ΔE_1 - на основе выражения (3); ΔE_2 - на основе анализа вероятностных характеристик).

Длительность T , нсек	Модель ночной ионосферы		Модель дневной ионосферы	
	ΔE_1 , дБ	ΔE_2 , дБ	ΔE_1 , дБ	ΔE_2 , дБ
25	-2.24	-1.80	-4.85	-4.40
50	-1.00	-0.65	-1.43	-1.0
100	-0.55	-0.30	-0.82	-0.50
200	-0.28	>-0.10	-0.49	>-0.10

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуляев Ю.В., Стрелков Г.М. Распространение сверхширокополосного радиоимпульса в холодной плазме. // Доклады Академии наук. 2006. Т.408. №6. Стр.754-757.
2. Кутуза Б.Г, Мошков А. В., Пожидаев В. Н. Комбинированный метод, который устраняет влияние ионосферы при обработке сигналов бортовых радиолокаторов Р-диапазона с синтезированной апертурой. //Радиотехника и электроника. 2015. Т.60. №9. Стр.889-895.
3. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Кирьянова К.С. //Радиотехника и электроника. 2012. Т.57. №9. С. 1028.
4. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. - М.: Наука. 1967.
5. Назаров Л.Е., Батанов В.В. Анализ искажений радиоимпульсов при распространении по ионосферным линиям передачи спутниковых систем связи. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2016. Т.21. №5. Стр. 37-45.
6. Назаров Л.Е., Батанов В.В. Зудилин А.С. Искажения радиоимпульсов при распространении по ионосферным линиям спутниковых систем связи.// Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2016. №2. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/feb16/1/text.pdf>.

МНОГОДИАПАЗОННАЯ РАДИОЧАСТОТНАЯ МЕТКА НА ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ ДЛЯ АНТИКОЛЛИЗИОННЫХ СИСТЕМ РАДИОЧАСТОТНОЙ ИДЕНТИФИКАЦИИ

*Сучков С.Г.¹, Никитов С.А.², Пиловец А.А.¹, Комков С.В.¹, Николаевцев В.А.¹,
Литвиненко А.Н.¹, Сучков Д.С.¹*

¹ *Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского*

² *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
pilovets64@mail.ru, komkovsergej@mail.com*

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований многодиапазонных антиколлизийных радиочастотных идентификационных меток на поверхностных акустических волнах с дискретно-временным кодированием, позволяющих расширить возможности антиколлизийной защиты систем радиочастотной идентификации до 1 миллиона кодов.

Системы радиочастотной идентификации (РЧИ) широко применяются в различных сферах деятельности для отслеживания и идентификации разнообразных объектов [1]. Они состоят из трех основных частей – массива радиочастотных идентификационных меток (РИМ), устройства считывания кодов (ридера) и персонального компьютера с базой данных объектов.

В настоящее время в производстве и других применениях доминируют системы РЧИ с РИМ на основе полупроводниковых интегральных схем (ИС). Однако в таких РИМ код может быть нарушен или уничтожен при воздействии ионизирующего излучения и мощных электромагнитных полей. Поэтому для таких условий применения используют метки на поверхностных акустических волнах (ПАВ), которые устойчивы к указанным воздействиям. Кроме этих преимуществ, системы РЧИ с РИМ на ПАВ также имеют на два-три порядка большие скорости идентификации объектов по сравнению с системами с РИМ на ИС. Поэтому системы РЧИ с РИМ на ПАВ ориентированы на особо ответственные логистические и транспортные системы, а также на эксплуатацию в условиях высокого уровня радиации и агрессивной окружающей среды.

Для большого круга применений систем РЧИ требуется наличие антиколлизийной защиты [2, 3], позволяющей одновременно распознавать множество объектов. Известны два основных способа антиколлизийной защиты систем РЧИ с РИМ на ПАВ – корреляционный способ [2, 4] и способ дискретно-временного кодирования [2, 5].

Корреляционный способ одновременного распознавания многих РИМ основан на использовании в качестве радиоимпульса опроса (РИО) последовательности импульсов, образующих один из искомым кодов [6]. При приеме такого РИО метка вырабатывает и переизлучает некий сигнал корреляции, который имеет максимальную амплитуду при совпадении кода метки с обратной последовательностью импульсов РИО (автокорреляционный сигнал (АКС)), или значительно меньшую амплитуду при несовпадении кодов (кросс-корреляционный сигнал (ККС)). Количество одновременно распознаваемых РИМ при корреляционной обработке зависит от превышения амплитуды АКС над амплитудой суммарного ККС ответа от всех меток [4]. В связи с возрастанием уровня суммарного ККС при увеличении количества распознаваемых меток максимальное их число не превышает 15, а при специальном отборе групп меток по минимуму ККС в области АКС реализовано одновременное распознавание 36 [7], что близко к теоретическому пределу.

Значительно большее количество РИМ можно одновременно идентифицировать при дискретно-временном кодировании, для которого используется конструкция РИМ в виде отражательной линии задержки на ПАВ с одним отражателем (моноимпульсное кодирование) [8]. Положение отражателя ПАВ на кристаллической подложке определяет код РИМ по времени задержки отраженного импульса. Однако количество кодов при использовании такого способа антиколлизийной защиты ограничено количеством используемых кодовых позиций, не превышающим 1000.

Существенного увеличения количества используемых кодов в антиколлизийной системе РЧИ с РИМ на ПАВ можно добиться применением нескольких частотных поддиапазонов в метках. Принцип

действия таких меток основан на использовании нескольких независимых акустических каналов с неперекрывающимися рабочими диапазонами частот. Каждый из каналов состоит из встречно-штыревого преобразователя (ВШП) и отражателя. Причем все ВШП акустических каналов соединены последовательно и образуют единую микрополосковую линию передачи, подключаемую к приемопередающей антенне.

Такая конструкция вследствие наличия в одной РИМ нескольких акустических каналов обеспечивает возможность значительного увеличения общего количества кодов, определяемого мультипликативным законом

$$Q_M = \prod_{i=1}^N M_i, \quad (1)$$

где N – количество акустических каналов (частотных поддиапазонов) РИМ, M_i – число кодовых позиций в i -м акустическом канале.

В данной работе исследована трехдиапазонная антиколлизийная радиочастотная идентификационная метка (рис.1), позволяющая осуществить антиколлизийную защиту одного миллиона кодов.

Проектирование конструкции трехдиапазонной РИМ на ПАВ для диапазона частот 860–960 МГц, разрешенного для радиочастотной идентификации, осуществлялось с помощью модифицированного квазиполевого метода [9]. Метка имеет три акустических канала, каждый из которых настроен на одну из неперекрывающихся полос пропускания (поддиапазон) в пределах всего разрешенного частотного диапазона. В данном случае используются поддиапазоны 860-890 МГц, 890-920 МГц и 920-950 МГц. ВШП каждого из трех каналов РИМ выполнен секционированным, содержащим 5 секций по 4 штыря. Полоса пропускания каждого ВШП около 30 МГц, а отражатель состоит из 3 свободных «плавающих» электродов. Выбор такой конструкции преобразователя обусловлен необходимостью получения максимальной эффективности преобразования при обеспечении необходимой полосы пропускания, минимального уровня переотражений в ВШП и перекрестных сигналов от других поддиапазонов. Количество электродов отражательной структуры и ее коэффициент металлизации являются оптимальными для обеспечения требуемого соотношения уровня полезного задержанного сигнала и паразитных сигналов многократного прохождения (-20 дБ).

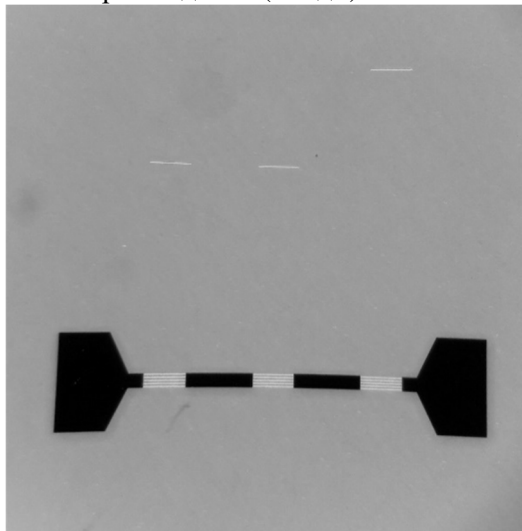


Рис.1. Фотография трехдиапазонной РИМ под микроскопом (увеличение 10х).
Светлые полосы – ВШП и отражатели в соответствующих акустических каналах.

Металлизированные структуры экспериментальных образцов трехдиапазонных антиколлизийных РИМ созданы с использованием оптической фотолитографии уровня 0.8 мкм.

Измерение электрических характеристик трехдиапазонных РИМ проводилось с использованием зондовой станции MPI TS150 и векторного анализатора цепей Agilent Technologies PNA-L N5230C.

На рис. 2 представлены экспериментальные временные характеристики трехдиапазонной антиколлизийной РИМ с дискретно-временным кодированием в одном из акустических каналов.

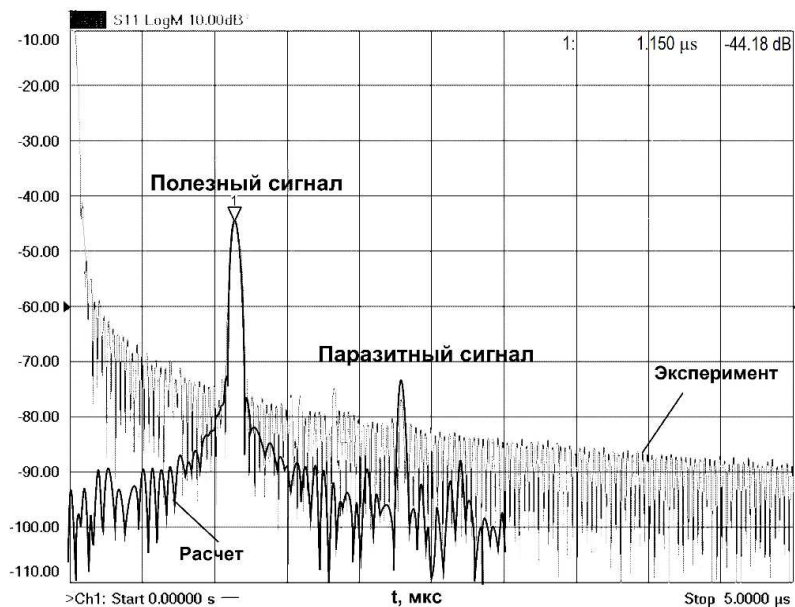


Рис. 2. Экспериментальная и расчетная временные характеристики отклика трехдиапазонной РИМ в первом акустическом канале.

Маркер 1 на рис. 2 соответствует кодовому (основному задержанному) сигналу. Потери кодового сигнала в РИМ составляют 44.18 дБ, задержка сигнала 1.15 мкс, что соответствует первой кодовой позиции в акустическом канале трехдиапазонной РИМ. На экспериментальных и расчетных характеристиках также виден паразитный импульс, соответствующий двукратному прохождению сигнала в структуре РИМ. Его амплитуда значительно (на 30 дБ) ниже, чем у полезного сигнала.

Важное значение для практического применения многодиапазонных РИМ имеет уровень отклика на сигнал опроса соседнего диапазона (перекрестные отклики). Результаты измерений перекрестных откликов в первом акустическом канале представлены на рис. 3.

Уровень перекрестного отклика в первом поддиапазоне от сигнала второго поддиапазона составляет -36 дБ относительно основного кодового сигнала (второй импульс на рис. 3), а от сигнала третьего поддиапазона (третий импульс на рис. 3) -40 дБ.

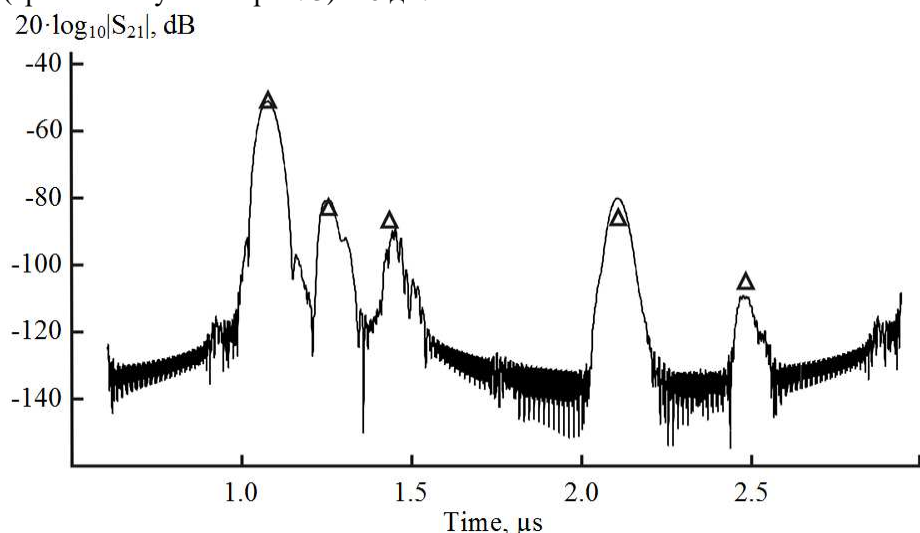


Рис. 3. Расчетная временная характеристика откликов в первом акустическом канале. Треугольниками показаны экспериментальные значения максимумов.

Для реализации системы РЧИ с антиколлизийной защитой миллиона кодов при использовании трехдиапазонных РИМ необходимо, чтобы каждый акустический канал имел 100 кодовых позиций. При использовании расширенной временной кодовой позиции [3] величиной 100 нс, обеспечивающей

надежную идентификацию объектов, расположенных в пределах области локализации размером 5 м, геометрические размеры кристаллического чипа РИМ из ниобата лития составляют 7x45 мм².

Для таких РИМ, смонтированных в корпус и имеющих внешнюю антенну, полученные экспериментальные значения по максимальной дальности идентификации [3] соответствуют расчетным, то есть при уровне чувствительности приёмника ридера -140 дБ/мВт и предельно допустимом потоке мощности электромагнитной волны у антенны ридера (1 мВт/см²) она составляет не менее 20 м для РИМ с максимальным кодом в каждом поддиапазоне, равным 100. Таким образом, в трехдиапазонной РИМ возможна антиколлизийная идентификация на таких расстояниях до 1 миллиона меток. При смещении меток в пределах области локализации до 5 м не наблюдается нарушение кодов вследствие применения расширенной кодовой позиции [3].

Таким образом, предложенные трехдиапазонные РИМ обеспечивают одновременное распознавание до 100 меток в каждом поддиапазоне при фиксированных кодах в двух других поддиапазонах. Для того, чтобы обеспечить распознавание меток с произвольными комбинациями кодов в любых поддиапазонах система РЧИ должна иметь возможность определения координат излучающих меток, что может быть реализовано известным методом трилатераций [10] с применением многоантенной системы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках Федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014...2020 годы» (контракт № 14.574.21.0061, уникальный идентификатор соглашения RFMEFI57414X0061).

ЛИТЕРАТУРА

1. Han Tao, Shui Yongan. Application and Design of Surface Acoustic Wave Based Radio Frequency Identification Tags // Service Science and Logistics Informatics: Innovative Perspectives, Chapter 5, pp. 98–113, 2010.
2. C. Hartmann, P. Hartmann, P. Brown, J. Bellamy, L. Claiborne, W. Bonner. Anti-Collision Methods for Global SAW RFID Tag Systems // Proc. IEEE Ultrasonics Symposium, pp. 805-808, 2004.
3. Сучков С.Г., Никитов С.А., Янкин С.С., Николаевцев В.А., Комков С.В., Пиловец А.А., Сучков Д.С., Шатрова Ю.А. К вопросу об антиколлизийной защите пространственно удаленных радиочастотных идентификационных меток на поверхностных акустических волнах // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61. № 8. С. 806-810.
4. Дмитриев В.Ф., Койгеров А.С. Исследование радиоиентификаторов на поверхностных акустических волнах с заданными корреляционными свойствами // Радиотехника и Электроника, 2011. Т. 56. № 10. С. 1268-1278.
5. Reindl L., Scholl G., Ostertag T. et al. Theory and Application of Passive SAW Radio Transponders as Sensors // Proc. 1998 IEEE Int. Workshop on Commercial Radio Sensor and Communication Techniques. Munich 15-17 Sept. 1998, Germany: IEEE, 1998. P. 83.
6. Ostermayer G. Correlative signal processing in wireless SAW sensor applications to provide multiple-access capability // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2001. V. 49. № 4. P. 809.
7. P. Brown, P. Hartmann, A. Schellhase, A. Powers et al. Asset Tracking on the International Space Station Using Global SAW Tag RFID Technology // Proc. 2007 IEEE Ultrasonics Symposium, New York, 28-31 Oct. 2007. P. 72.
8. Багдасарян С.А., Багдасарян А.С., Карапетьян Г.Я., Нефедова Н.А. Система радиочастотной идентификации на поверхностных акустических волнах. Патент РФ на изобретение № 2344437 // Бюлл. изобр. 2009. № 2.
9. Сучков С.Г., Никитов С.А., Николаевцев В.А., Янкин С.С., Сучков Д.С., Комков С.В., Пиловец А.А., Шатрова Ю.А. Квазиполевого метод расчета характеристик радиочастотных идентификационных меток на поверхностных акустических волнах // Радиотехника и Электроника, 2015. Т. 60. № 12. С. 1333-1337.
10. T.F. Bechteler, H. Yenigün. 2-D Localization and Identification Based on SAW ID-Tags at 2.5 GHz // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2003. V. 51. № 5, pp. 1584-1590.

УМЕНЬШЕНИЕ ДИФРАКЦИОННОГО ШУМА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЫ ПУТЁМ ПОДАВЛЕНИЯ ВОЛН, РАПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ ВДОЛЬ ЕЁ КРАЁВ

Лебедев А.М., Фурманова Т.А.

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, г. Москва

lebedev_am@mail.ru, furmanova@itae.ru

В ходе решения задачи подавления дифракционного шума металлической пластины для двух основных поляризаций падающей волны доказана значительная роль волн, локализовано распространяющихся вдоль краёв пластины, в формировании эффектов вторичной дифракции. Дифракционный шум подавляется путём нанесения радиопоглощающего покрытия на пластину. При нанесении необходимо удовлетворять требованиям малости изменения характера диаграммы и отсутствия новых дифракционных эффектов. Степень подавления дифракционного шума оценивалась по приближению диаграммы обратного рассеяния пластины к рассчитанной по физической оптике, либо по физической теории дифракции. Было выяснено, что нанесение тонких цилиндров покрытия на рёбра пластины позволяет существенно подавить эффекты вторичной дифракции для обеих поляризаций. Отсюда следует, что рёберные волны, бегущие вдоль краёв, реализуют во всяком случае один из основных механизмов энергетической связи между неоднородностями на пластине. Рассматриваемые здесь металлические пластины с заострёнными носами составляют основу макетов для вычисления или измерения диаграмм обратного рассеяния элементов конструкции, когда представляющий интерес элемент помещается на поверхность пластины. Подавление дифракционного шума обеспечивает точность нахождения диаграммы вплоть до близких к скользящим направлений.

Постановка задачи

Решение вопроса о поглощении некоторых, либо всех типов неравномерных токов на металлической пластине, по определению являющихся дополнительными к токам физической оптики, а также связанного вопроса о выборочном, либо возможно более полном подавлении дифракционных эффектов на пластине представляет самостоятельный физический интерес. Вместе с тем, представленные ниже результаты получены в ходе решения следующей описанной ниже прикладной задачи.

Пусть требуется найти (вычислить либо измерить) диаграмму обратного рассеяния (ДОР) элемента конструкции (ЭК), находящегося на металлической поверхности объекта, в некоторой плоскости, перпендикулярной поверхности этого объекта. Напомним, что ДОР является зависимостью моностатической ЭПР, далее просто ЭПР, от угла наблюдения. В наиболее чистом виде поля связанных с ЭК токов на и вокруг него можно определить, поместив ЭК на бесконечную плоскость. Действительно, собственная ДОР плоскости равна нулю во всех направлениях, кроме нормального к ней. Далее, ДОР ЭК может быть с малой погрешностью определена при помещении ЭК на объекты, не имеющие границ, либо имеющие мало заметные границы. Такими объектами являются бесконечная, достаточно широкая полоса с границами, параллельными плоскости определения ДОР, а также получаемая из полосы 6-угольная пластина-лодка с двумя заострёнными носами, ориентированными по ходу границ полосы. Носы имитируют удаление границ пластины на бесконечность. Важно, что поверхность 6-угольной пластины может повторять в общем случае искривлённую поверхность исходного объекта в месте нахождения ЭК - тогда при определении ДОР будут максимально точно учтены переотражения между ЭК и окружающей поверхностью. Отсюда приходим к необходимости разработки малозаметного макета на основе 6-угольной пластины для измерения ДОР ЭК в составе этого макета. Поэтому и возникает задача подавления дифракционного шума 6-угольной металлической пластины, обусловленного дифракционными эффектами на носках пластины. Вопросам подавления дифракционного шума 6-угольной пластины для волн двух основных поляризаций и посвящена данная работа.

Отметим, что собственный уровень ЭПР, даваемый 6-угольной пластиной в приближении физической оптики, близок к минимальному для макетов с сопоставимой площадью. По сравнению с ДОР пластины со скруглёнными краями, огибающая ДОР 6-угольной пластины идёт существенно ниже сразу от нормали к поверхности, рис. 1. Потенциально, в предположении подавления дифракционного шума, 6-угольная пластина имеет наименьший уровень ЭПР в направлениях вплоть до скользящих вдоль поверхности пластины. Однако фактически для близких к скользящим направлений из-за

дифракционных эффектов на носках наблюдается выравнивание уровней ЭПР пластин с заострёнными и скруглёнными носами, см. рис. 1.

Здесь и далее при определении ДОР полагается, что угол θ отсчитывается от нормали к поверхности 6-угольной пластины, как это показано на рис. 2. Будем говорить о перпендикулярной и параллельной поляризациях волны в соответствии с тем, имеет вектор напряжённости электрического поля падающей волны составляющую, перпендикулярную поверхности пластины, или не имеет.

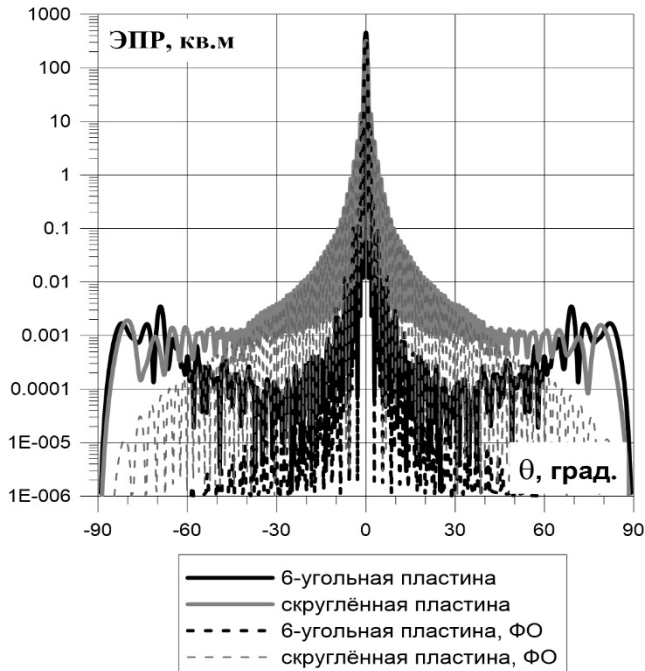


Рис. 1. Малый уровень собственной диаграммы обратного рассеяния 6-угольной пластины

Качество подавления дифракционного шума оценивается здесь по приближению ДОР пластины к рассчитываемой по физической оптике. Далее, край бесконечно тонкой, идеально проводящей полуплоскости используется в качестве эталонного элемента конструкции с известной ДОР - в тестовых расчётах определялась ДОР фрагмента края полуплоскости, включённого в макет в виде 5-угольной пластины, которую можно представлять как 6-угольную пластину, разделённую поперёк. При этом о степени подавления дифракционного шума судим по приближению ДОР 5-угольной пластины к вычисленной по физической теории дифракции (ФТД).

Заметим, что все представленные в данной работе диаграммы, кроме полученных в приближении ФО и ФТД, вычислены в строгой постановке с помощью используемой по лицензии программы FEKO.

Применяемые приёмы подавления дифракционного шума пластины

Рис. 2 иллюстрирует применяемые нами приёмы подавления дифракционного шума пластины - это нанесение радиопоглощающего материала (РПП), во-первых, в виде тонких, с радиусом, много меньшим длины волны, цилиндров вдоль рёбер пластины, и, во-вторых, в виде слоя постоянной толщины на поверхности у носа пластины. При нанесении на край пластины конечной толщины, цилиндры РПП вдоль верхнего и нижнего рёбер объединяются (геометрической операцией "или") со слоем постоянной толщины вдоль торца пластины, при равенстве радиуса цилиндра и толщины слоя.

Способы нанесения поглотителя должны обеспечивать выполнение следующих требований. Во-первых, самим областям нанесения покрытия необходимо иметь малую собственную ЭПР. Во-вторых, неравномерные поверхностные токи должны согласованно, без дополнительных дифракционных эффектов, заходить в области нанесения покрытия и поглощаться там.

С одной стороны, малая заметность цилиндров РПП обеспечивается малым радиусом цилиндра. С другой стороны, малое собственное ЭПР области с РПП обеспечивается отсутствием резкой границы покрытия и, наоборот, введением плавного (tapered, как в [1]), перехода к области регулярного

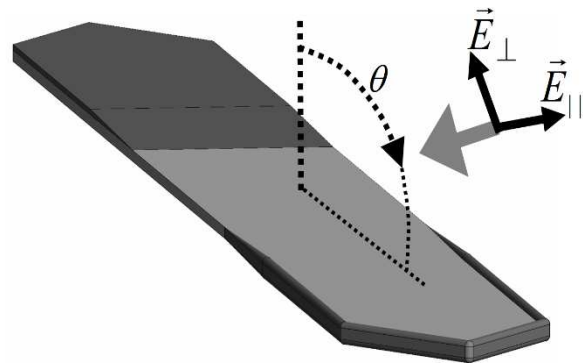


Рис. 2. Нанесение РПП при подавлении дифракционных эффектов на 6-угольной пластине: 1) цилиндры РПП вдоль рёбер, 2) РПП, нанесённое по схеме полка-скос на поверхности у носа

нанесения РПП в виде конуса и скоса. Одновременно плавные переходы обеспечивают и согласованный вход поверхностных токов в область с поглотителем.

Для того, чтобы охарактеризовать тонкость цилиндров РПП, наносимых вдоль рёбер пластины, отметим следующее. Все расчёты, приведённые в этой работе, выполнены на частоте 10ГГц (длина волны 3см). При этом радиусы цилиндров РПП брались порядка и менее 1мм.

Подавление дифракционных эффектов для волн с перпендикулярной поляризацией путём поглощения рёберных волн и поверхностных токов

При облучении 6-угольной пластины волной с перпендикулярной поляризацией её дифракционный шум можно заметным образом подавить, нанося цилиндры РПП только на рёбра, примыкающие к "дальному" носу пластины, смотри толстую серую кривую на рис. 3. Здесь для положительных θ "дальним" является левый нос пластины, применительно к тому, как она показана на рис. 2. Однако если к нанесению цилиндров добавить нанесение РПП на поверхность у "дального" носа по схеме полка-скос (под полкой понимается область нанесения РПП постоянной толщины), то эффект подавления дифракционного шума будет значительно больше. Более того, в этом случае ДОР пластины, показанная толстой чёрной кривой, вплотную приближается к серой пунктирной кривой ДОР пластины, рассчитанной по физической оптике. Заметим, что в последнем случае расчёт ДОР по ФО был выполнен для пластины с РПП, нанесённым у "дального" носа по схеме полка-скос.

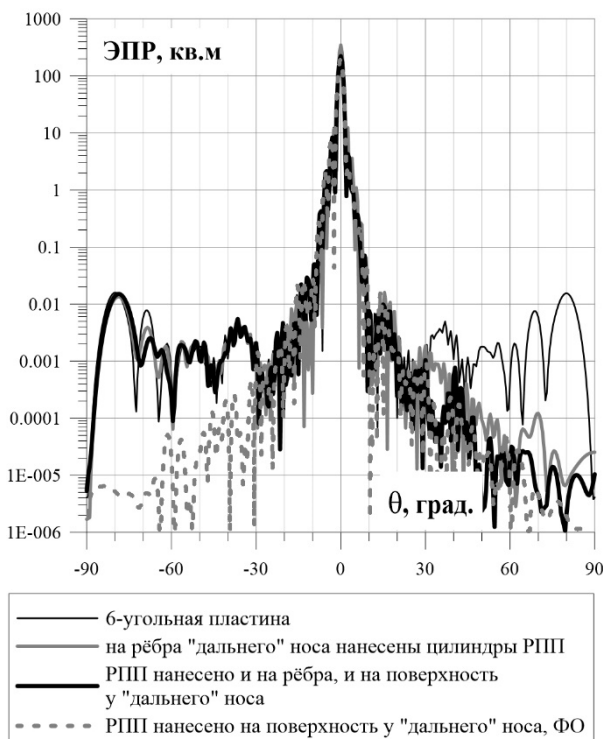


Рис. 3. Подавление дифракционного шума 6-угольной пластины для волны перпендикулярной поляризации

Из рис. 3 видно, что и после нанесения РПП разными способами у "дального" носа левые части соответствующих ДОР меняются мало, по сравнению с ДОР непокрытой 6-угольной пластины. Аналогичные результаты получались ранее в [2] для металлического стержня, где дифракционные эффекты в передней угловой области подавлялись нанесением РПП на "дальний" конец стержня.

Особую роль дальнего носа пластины легко объяснить: именно в ходе первичной дифракции на "дальнем" носу генерируются рёберные волны и поверхностные токи, бегущие по направлению к приёмнику. Описанные результаты вычислительных экспериментов говорят также о том, что доля энергии рёберной и поверхностной волн, возвращающихся назад после вторичной дифракции на "ближнем" носу пластины, чрезвычайно мала.

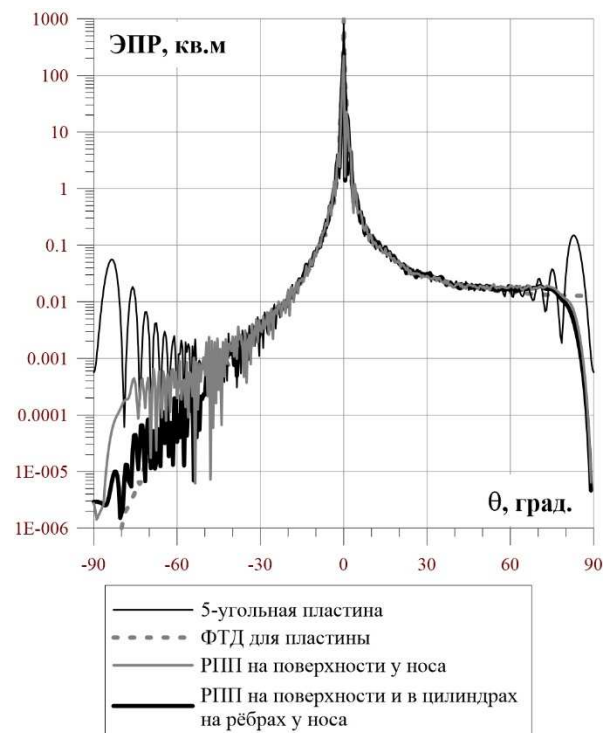


Рис. 4. Подавление дифракционных эффектов на 5-угольной пластине при определении диаграммы обратного рассеяния волны перпендикулярной поляризации краем полуплоскости

Подавление дифракционных эффектов при определении ДОР фрагмента края бесконечно тонкой, идеально проводящей полуплоскости в составе 5-угольной пластины для волны перпендикулярной поляризации характеризуется графиками на рис. 4. Фрагмент края на 5-угольной пластине здесь полагается ориентированным в сторону отрицательных θ , нос - в сторону положительных θ . Вторичная дифракция поверхностного тока, сгенерированного краем и набегающего на нос пластины, предотвращается поглощением поверхностного тока покрытием, нанесённым по схеме полка-скос в окрестности носа, что видно из сравнения тонкой чёрной и толстой серой кривых при $\theta \rightarrow 90^\circ$. Как результат, здесь исчезают осцилляции ЭПР вокруг уровня, предсказываемого ФТД.

Заметим, что конечный уровень ЭПР края полуплоскости при $\theta = 90^\circ$, предсказываемый ФТД, входит в видимое противоречие с результатом расчёта ДОР края в составе 5-угольной пластины, согласно которому ЭПР края стремится к нулю при $\theta \rightarrow 90^\circ$. Дело в том, что предсказание ФТД справедливо для модели бесконечного двугранного клина, где неравномерный поверхностный ток бежит на бесконечность под расходящейся от кромки цилиндрической волной. В отличие от этого, поверхностный ток, бегущий от края к носу 5-угольной пластины, не излучает в направлении своей ориентации, поэтому ЭПР края в составе пластины и стремится к нулю при $\theta \rightarrow 90^\circ$. В этом смысле модель даёт более реалистичную оценку рассеяния краем поверхности в составе объекта конечных размеров, чем ФТД.

Наконец, дифракционный шум 5-угольной пластины при $\theta \rightarrow -90^\circ$ существенно уменьшается при нанесении РПП по схеме полка-скос на нос пластины, являющийся "дальним" применительно к этим направлениям (толстая серая кривая на рис. 4). Однако при дополнении плоского покрытия цилиндрами РПП на рёбрах, примыкающих к носу, дифракционный шум становится ещё меньше, а ДОР приближается к предсказываемой ФТД.

Заметим, что в [3] показана работоспособность ещё одного способа подавления неравномерного поверхностного тока, возбуждённого в результате первичной дифракции, - с помощью ловушек поверхностных токов. Ловушка помещается на среднюю часть пластины, без какой-либо привязки к носу. Если ловушки сами должны быть слабо рассеивающими, то покрытие у носа позволяет, помимо поглощения набегающих на нос поверхностных токов, минимизировать ещё и вклад носа в обратное рассеяние, то есть уменьшить ЭПР пластины в целом.

Для волны перпендикулярной поляризации каждый из показанных на рис. 2 способов нанесения РПП на пластину разрывает свой тип энергетической связи между неоднородностями на пластине в виде рёберных волн и поверхностных токов, одновременно подавляя и явления вторичной дифракции. Под неоднородностями понимаются носы пластины и ЭК, при его наличии.

Подавление дифракционных эффектов для волн с параллельной поляризацией путём поглощения рёберных волн

В случае параллельной поляризации падающей волны установлено, что для наиболее сильного подавления дифракционного шума пластины требуется нанесение цилиндров РПП на все края 6-угольной пластины. Пример заметного ослабления дифракционного шума приведён на рис. 5.

Наконец, если при измерении ДОР фрагмента края бесконечно тонкой, идеально проводящей полуплоскости в составе 5-угольной пластины закрыть цилиндрами РПП все рёбра пластины, то дифракционный шум пластины можно существенным образом подавить и при больших уровнях ЭПР для $\theta \rightarrow -90^\circ$ (рассеяние передней кромкой при векторе \vec{E} падающей волны, параллельном кромке), и при малых уровнях ЭПР для $\theta \rightarrow 90^\circ$.

К настоящему моменту для волн с параллельной поляризацией не выявлено вариантов нанесения РПП на поверхность, которые приводили бы к значимым эффектам подавления дифракционного шума в ДОР. Таким образом, единственным доступным вариантом подавления эффектов вторичной дифракции на пластине в случае параллельной поляризации является подавление рёберной волны.

Выводы

Предложенные способы нанесения РПП действительно позволяют улучшать качество измерений диаграммы обратного рассеяния элемента конструкции на пластине, подавляя дифракционный шум

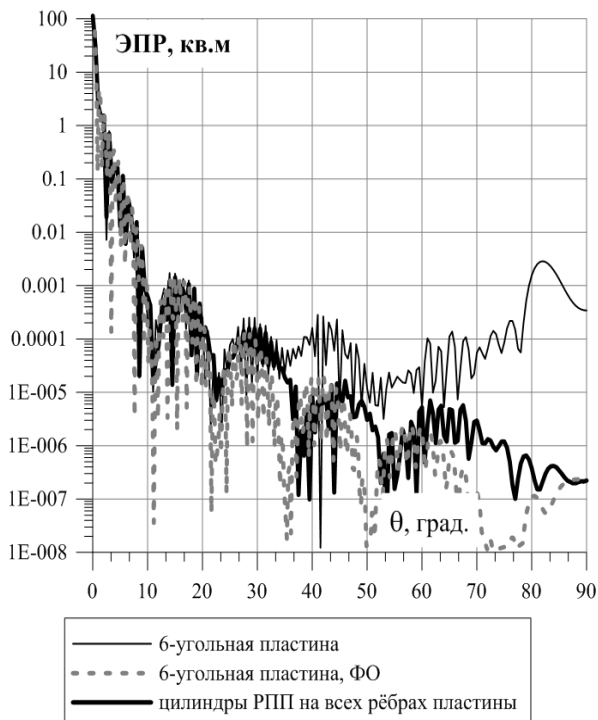


Рис. 5. Подавление дифракционного шума 6-угольной пластины для волны параллельной поляризации

пластины для близких к скользящим углов при практически отсутствии искажений измеряемой диаграммы.

Уменьшение дифракционного шума 6- и 5-угольных металлических пластин путём подавления волн, распространяющихся вдоль краёв пластин, достигается нанесением тонких цилиндров из радиопоглощающего покрытия на рёбра пластины. Для волны перпендикулярной поляризации достаточно нанести РПП на рёбра, примыкающие к "дальному" носу пластины. Для волны параллельной поляризации цилиндры РПП необходимо нанести на все рёбра.

Волны, концентрирующиеся в малой области вокруг краёв пластины и распространяющиеся вдоль них, выполняют обмен энергией между неоднородностями на пластине, приводящий ко вторичной дифракции. Доказано, что для волн с перпендикулярной поляризацией рёберные волны - один из значимых механизмов обмена энергией; второй тип обмена реализуют неравномерные поверхностные токи. Для волн с параллельной поляризацией подавление только рёберных волн позволяет существенно уменьшить дифракционные эффекты на пластине.

ЛИТЕРАТУРА

1. Knott E.F., Shaeffer J.F., Tuley M.T. Radar cross Section / SciTech Publishing Inc., 2nd ed., USA, 2004
2. Елизаров С.В., Краснолобов И.И., Лебедев А.М., Семенов В.Н., Федоренко А.И., Фурманова Т.А. Минимизация вклада в обратное рассеяние от поверхностных волн на тонком металлическом стержне путём нанесения радиопоглощающего покрытия на один из концов стержня // Международная научная конференция "Излучение и рассеяние электромагнитных волн ИРЭМВ-2013": труды конф., – Таганрог - Дивноморск, ЮФУ, 2013. С.329-333
3. Лебедев А.М., Фурманова Т.А. Ловушки для поверхностных токов // II Всероссийская Микроволновая конференция: труды конф., – Москва: ИРЭ РАН, 2014. – С.497–500

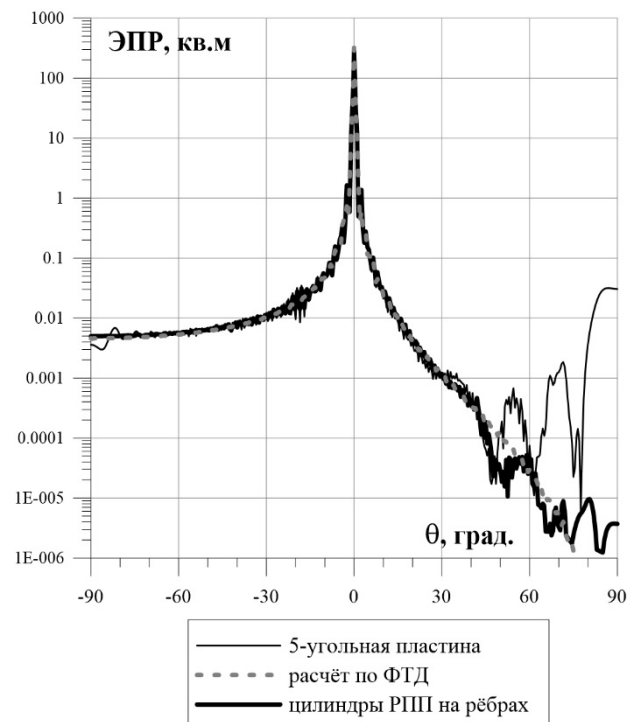


Рис. 6. Подавление дифракционных эффектов на 5-угольной пластине при определении диаграммы обратного рассеяния волны параллельной поляризации краем полуплоскости

НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭВРИСТИЧЕСКИХ АНАЛИТИЧЕСКИХ ФОРМУЛ В ФИЗИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ

Весник М.В.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
vesnik@cplire.ru

Предложен новый метод теории дифракции – метод базовых компонентов, позволяющий получать простые по форме быстродействующие эвристические аналитические формулы теории дифракции, которые обладают ясным физическим смыслом, превосходят по точности известные эвристические подходы и могут быть созданы на основе любых строгих решений.

Введение

Аналитические формулы играют важную роль при решении практических задач, связанных с применением теории дифракции.

Среди наиболее важных практических задач, связанных с применением теории дифракции, следует упомянуть радиолокацию воздушных, наземных и морских объектов. Решаемые задачи – снижение радиолокационной заметности объектов, или, наоборот, их обнаружение. Эффективное решение этих задач зависит от того, каким образом решаются проблемы теории дифракции и как применяются соответствующие результаты.

Новых строгих аналитических решений становится все меньше, а получать их все сложнее. Трехмерные строгие аналитические решения существуют лишь для структур с простейшей геометрией и с простейшими граничными условиями. Появляется все больше численных решений, но они имеют относительно низкое быстродействие и нуждаются в интерпретации результатов.

В этой связи особое значение приобретают эвристические подходы, основанные на физических закономерностях процесса дифракции.

Развитие подходов, позволяющих строить автономные аналитические формулы, в том числе – на основе численных решений дает новые возможности. Это особенно важно при решении обратных задач.

К физическим явлениям процесса дифракции относятся

- влияние геометрии (размеры и форма рассеивателя, а также взаимное расположение рассеивателя, источника и точки наблюдения);
- поперечное и продольное возмущение поля в окрестности кромок;
- влияние граничных условий на поверхности рассеивателя.

В зависимости от того, какое явление имеет преобладающее значение, при решении практической задачи можно выбрать тот или иной метод получения приближенного решения задачи дифракции.

Методы физической теории дифракции.

Для получения приближенного решения задачи дифракции применяются такие подходы, как геометрическая оптика (ГО), физическая оптика (ФО), геометрическая теория дифракции (ГТД) и метод краевых волн (МКВ).

- ГО предполагает, что рассеянный сигнал в основном определяется отражением от зеркальных точек. Имеет наилучшие результаты для рассеивателей округлой формы.

- ФО интегрирует невозмущенное поле по поверхности рассеивателя. Имеет наилучшие результаты в ближайшей окрестности границы «свет – тень».

- ГТД предполагает, что рассеяние происходит вдоль лучей, идущих от областей стационарной фазы (поверхностей и кромок). Имеет наилучшие результаты на дифракционных конусах.

- МКВ интегрирует поле по поверхности рассеивателя с учетом поперечного возмущения вблизи кромок. Имеет наилучшие результаты на дифракционных конусах.

Иногда понятие ФТД применяют только к методу МКВ. Однако термин ФТД имеет и более широкое толкование. Под ФТД можно понимать любые (в том числе вышеупомянутые) эвристические методы, имеющие под собой не строгую математическую, а физическую основу.

Метод ФО имеет множество преимуществ, к которым относятся: универсальность, простота формул, физичность, а также высокая точность в некоторых случаях. Единственный недостаток метода ФО заключается в том, что в общем случае его точность невелика. Более высокую точность можно получить

при помощи ГТД и МКВ, которые представляют собой эвристические методы, предназначенные для построения трехмерных решений при помощи двумерных.

Проблема ГТД и МКВ заключается в отсутствии учета возмущения вблизи вершин (или возмущения поля кромкой в продольном направлении). Решение этой проблемы при помощи ГТД: переотражение лучей на вершине. Решение этой проблемы при помощи МКВ: нахождение краевых токов для эталонной структуры – плоского углового сектора. Недостатки: ГТД – ненадежность по точности, МКВ – громоздкость. Общий недостаток – отсутствие автономности. Это означает, что если в процессе получения трехмерных решений методами ГТД и МКВ используют вычислитель, позволяющий получать двумерные численные решения, то при решении практической задачи требуется постоянное применение этого вычислителя, и соответствующие трехмерные решения ГТД и МКВ не могут превосходить его по быстродействию.

Метод базовых компонентов (МБК).

В недавно изданной монографии [1] изложены основы нового метода МБК. Метод базовых компонентов позволяет строить эвристические решения на основе набора базовых компонентов, каждый из которых представляет собой простое выражение, обладающее ясным физическим смыслом. Точность формул МБК определяется при помощи сравнения результатов со строгим решением. На этом же принципе основаны и другие эвристические методы. Объем численных расчетов, которые требуются для построения эвристических формул МБК выше, чем в случае ГТД и МКВ, поскольку требуются не только 2D решения, но 1D и 3D решения. Зато в итоге получаем высокоэффективные автономные, простые, физические (с ясным физическим смыслом) и точные формулы. Физичность формул позволяет разобраться в происходящих явлениях и улучшить качество выполнения практической задачи.

- МБК строит решение на основе трехмерных физоптических формул и уточняет их при помощи корректирующих множителей. Вершинную волну уточняют при помощи учета влияния продольного возмущения, а дифракционный коэффициент корректируют при помощи учета влияния полупрозрачности. Формулы МБК строят на основе набора базовых компонентов, которые получают на основе аналитических решений простейших задач дифракции. По простоте формул МБК сравним с ФО, а по точности (особенно – в направлениях вне седловых точек) МБК превосходит ГТД и МКВ.

Поскольку эвристические формулы изначально не обладают математической строгостью, применение для их создания строгих решений – нормальное явление. Все эвристические методы строятся на основе строгих решений. Важно лишь то, какие именно применяются строгие решения (аналитические или численные), как они применяются в решении (постоянно или только при построении формул), и какие преимущества получаются в итоге.

Достоинства МБК. Эффективность аналитических формул: автономность формул, простота, быстродействие, точность, физичность (ясный физический смысл). Возможность обеспечить заданную точность, повысив ее при помощи добавочных инженерных добавок. Для формул на основе базовых компонентов инженерные добавки имеют наиболее простой вид, поскольку базовые компоненты (в силу своей физичности) сами по себе обеспечивают оптимальное совпадение со строгим решением в диапазоне параметров. Возможность учесть небольшие изменения входных параметров (во многих других методах при этом необходимо полностью переделать все решение).

Примеры применения МБК.

Применяя МБК, можно получить новые решения, повышающие эффективность эвристических решений.

Дифракционные коэффициенты (построение ДК на основе базовых компонентов и функции полупрозрачности).

Рассмотрим введенные в [2] выражения для сингулярных дифракционных коэффициентов строгого решения f и g , описывающих рассеяние ТН- или ТЕ- волны на идеально проводящей полуплоскости:

$$f(\varphi, \varphi_0) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{-\cos \frac{\varphi - \varphi_0}{2}} - \frac{1}{-\cos \frac{\varphi + \varphi_0}{2}} \right) = \frac{2 \sin \frac{\varphi}{2} \sin \frac{\varphi_0}{2}}{\cos \varphi + \cos \varphi_0} \quad (\text{ТН}), \quad (11.)$$

$$g(\varphi, \varphi_0) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{-\cos \frac{\varphi - \varphi_0}{2}} + \frac{1}{-\cos \frac{\varphi + \varphi_0}{2}} \right) = \frac{-2 \cos \frac{\varphi}{2} \cos \frac{\varphi_0}{2}}{\cos \varphi + \cos \varphi_0} \quad (\text{TE}).$$

и соответствующие дифракционные коэффициенты в приближении физической оптики f^0 и g^0 :

$$f^0(\varphi, \varphi_0) = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin \frac{\varphi - \varphi_0}{2}}{-\cos \frac{\varphi - \varphi_0}{2}} - \frac{\sin \frac{\varphi + \varphi_0}{2}}{-\cos \frac{\varphi + \varphi_0}{2}} \right) = \frac{\sin \varphi_0}{\cos \varphi + \cos \varphi_0} \quad (\text{TH}),$$

$$g^0(\varphi, \varphi_0) = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin \frac{\varphi - \varphi_0}{2}}{-\cos \frac{\varphi - \varphi_0}{2}} + \frac{\sin \frac{\varphi + \varphi_0}{2}}{-\cos \frac{\varphi + \varphi_0}{2}} \right) = \frac{-\sin \varphi}{\cos \varphi + \cos \varphi_0} \quad (\text{TE}),$$
(12.)

В [1, 3, 4] была рассмотрена функция, обобщающая дифракционные коэффициенты f и g (11 и названная решением ОДК:

$$fg(R, T, \varphi, \varphi_0) = \frac{1}{2} \left(\frac{1-T}{-\cos \frac{\varphi - \varphi_0}{2}} + \frac{R}{-\cos \frac{\varphi + \varphi_0}{2}} \right). \quad (13.)$$

Для обобщения дифракционных коэффициентов физической оптики f^0 и g^0 (12 можно построить аналогичное выражение:

$$fg^0(R, T, \varphi, \varphi_0) = \frac{1}{2} \left[(1-T) \frac{\sin \frac{\varphi - \varphi_0}{2}}{-\cos \frac{\varphi - \varphi_0}{2}} + R \frac{\sin \frac{\varphi + \varphi_0}{2}}{-\cos \frac{\varphi + \varphi_0}{2}} \right]. \quad (14.)$$

Здесь R и T – соответственно коэффициенты отражения и прохождения, описывающие взаимодействие плоской волны с плоской безграничной поверхностью.

Выражения (13 и (14 имеют ясный физический смысл. Они соответствуют дифракционным коэффициентам рассеянной волны, испытывающей сильное поперечное возмущение на кромке (13 и дифракционным коэффициентам невозмущенной волны (14).

Рассмотрим полупрозрачную полуплоскость с граничными условиями как на соответствующей безграничной поверхности с коэффициентами R и T и сравним. Обозначим дифракционный коэффициент строгого решения задачи дифракции на полупрозрачной полуплоскости с граничными условиями, как $fr(R, T, \varphi, \varphi_0)$ и сравним с ним дифракционные коэффициенты $fg(R, T, \varphi, \varphi_0)$ (13 и $fg^0(R, T, \varphi, \varphi_0)$ (14).

Для случая граничных условий типа тонкого слоя [5, 6]

$$\begin{cases} H_{x+} - H_{x-} = -Z^{-1} E_z \\ E_{z+} = E_{z-} = E_z \end{cases} \quad (15.)$$

с коэффициентами R и T

$$R = \frac{W_0}{-2i \sin(\varphi_0) X - W_0}, \quad W_0 = 120\pi, \quad T = 1 + R \quad (16.)$$

выясняется [4], что ни $fg(R, T, \varphi, \varphi_0)$ (13, ни $fg^0(R, T, \varphi, \varphi_0)$ (14 не описывает строгое решение $fr(R, T, \varphi, \varphi_0)$ точно. Однако существует переходная функция

$$cx(X, \varphi) = 1 - x(X) \left\{ 1 - \cos \left[\frac{\pi - \varphi}{1 + x(X)} \right] \right\}, \quad x(X) = 1 - \exp(-0.003|X|), \quad (17.)$$

позволяющая для TH- поляризованной волны построить эвристическую формулу

$$fg(R, T, \varphi, \varphi_0) \frac{cx(X, \varphi_s)}{cx(X, \varphi)} \cong fr(R, T, \varphi, \varphi_0), \quad \varphi_s = \pi \pm \varphi_0, \quad (18.)$$

которая при всех значениях входных параметров с высокой точностью совпадает со строгим численным решением $fr(R, T, \varphi, \varphi_0)$ [4] (результаты строгого расчета предоставлены С.Е. Банковым). Результаты расчета приведены на Рис.1.

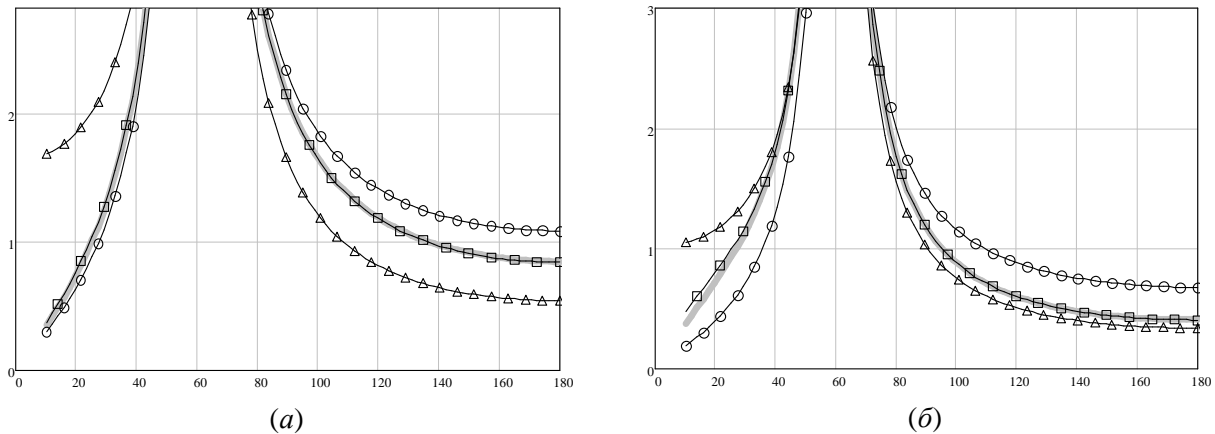


Рис. 1. Сравнение дифракционного коэффициента строгого решения $fr(R, T, \varphi, \varphi_0)$ для полупрозрачной полуплоскости (сплошная серая линия) с эвристическими решениями ОДК (13 (кружки), физической оптикой (14 (треугольники) и решением (18 (квадратики)). Угол падения $\varphi_0=120^\circ$. Значения параметра прозрачности: (а) $X=80$, ($|R|=0.939$), (б) $X=300$, ($|R|=0.587$).

Вершинные волны (учет влияния продольного возмущения кромкой).

Учет влияния продольного возмущения кромкой проводится при помощи той же функции, при помощи которой учитывается поперечное возмущение

$$c(\varphi, \varphi_0) = \frac{fr(R, T, \varphi, \varphi_0)}{fg^0(R, T, \varphi, \varphi_0)}. \quad (19.)$$

Применение функции (19 для уточнения вершинных волн было продемонстрировано в [1].

Набор базовых компонентов.

К сожалению, объем данной публикации не позволяет подробно описать полный набор базовых компонентов. Поэтому некоторые из них описаны здесь подробно, а остальные лишь упомянуты с указанием соответствующих ссылок на литературу.

В состав базовых компонентов к настоящему моменту предлагаем включить следующие формулы:

1. линейный физоптический интеграл с выделением вкладов кромок [1];
2. компоненты двумерной формулы для рассеянного поля $v(\psi)$ [1]: зависимость от расстояний от источника и точки наблюдения до кромки, зависимость от угла до границы «свет – тень», дифракционные коэффициенты;
3. коэффициенты R и T для безграничной плоской поверхности. В данной статье мы применяли выражения (16, но могут быть и другие);
4. дифракционные коэффициенты ОДК (13 и и ФО (14 с R и T . Конкретные значения R и T определяются заданным видом граничных условий. Эти формулы характеризуют рассеянное поле с учетом возмущения на краю полуплоскости и без учета такого возмущения;
5. поляризационная составляющая дифракционного коэффициента (числитель) [1]: зависимость от формы профиля (МОЭ), поляризации падающего поля, типа решения (строгое /физоптическое), граничных условий и
6. геометрическая составляющая (знаменатель): зеркальный/незеркальный угол отражения дифракционного коэффициента [1];
7. модифицирующая функция $c(\varphi, \varphi_0)$ (19 для МЭКТ. Эвристические формулы получаются проще, чем строгое аналитическое решение для плоского сектора [1];

8. переходная формула $cx(X, \varphi)$ (17 для дифракционного коэффициента полупрозрачного рассеивателя на основе формул ОДК и ФО. Для другого вида граничных условий переходная формула может измениться или остаться той же, исследований на эту тему пока нет.

По мере проведения дальнейших исследований набор базовых компонентов может пополняться. Также базовые компоненты можно комбинировать между собой, что расширяет область их применения.

Вполне естественно, что формулы МБК похожи на другие эвристические формулы. Однако МБК имеет и существенные отличия.

1. Существуют работы по эвристическому учету возмущения на вершинах [7, 8]. Решение МБК отличается от них простотой и автономностью.

2. Есть много работ по исследованию дифракционных коэффициентов, в том числе – при помощи УТД, см., например, [9].

Достоинства МБК в части построения дифракционных коэффициентов состоят в физичности решения. Можно количественно оценить влияние возмущения волны бесконечной кромкой полуплоскости в сравнении с решениями ОДК и ФО. Другое достоинство – возможность построить автономные, простые и точные аналитические формулы на основе любого строгого решения, например – численного.

МБК отличается от применения инженерной методики или занесения проведенных точных расчетов в базы данных для всех значений входных параметров. Эти методики также обеспечивают быстрое действие. Но инженерная методика не обладает физичностью, а занесение в базы данных вдобавок не обладает автономностью, поскольку привязана к этой базе. Кроме того, для тел больших размеров проведение строгих численных расчетов все равно проблематично. Преимущество строгости отсутствует, нужно применять эвристические подходы.

Выводы.

Изложены основы нового метода физической теории дифракции – метода базовых компонентов, который позволяет на основе любых строгих решений получать простые, точные, автономные аналитические эвристические формулы теории дифракции. Простота формул МБК соответствует простоте формул ФО, а уровень точности может быть обеспечен любой, в соответствии с требованиями практической задачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Michael V. Vesnik. The Method of the Generalised Eikonal. New Approaches in the Diffraction Theory. Walter de Gruyter GmbH, Berlin/Boston, 2015, ISBN 978-3-11-031112-9
2. Уфимцев П.Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции. М.: Сов. радио, 1962. - 243с.
3. М.В. Весник, «Построение эвристических дифракционных коэффициентов в аналитических решениях задач рассеяния волновых полей разной физической природы на плоских многоугольных пластинах со сложными граничными условиями», Радиотехника и электроника, 2014, т.59, №6, с.543 – 551
4. М.В. Весник, «Эвристическое выражение для дифракционного коэффициента полупрозрачной полуплоскости», Сборник трудов III Всероссийской Микроволновой конференции, ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, 25-27 ноября 2015 г., стр. 281 – 285
5. Н. Н. Войтович, Б. З. Каценеленбаум, Е. Н. Коршунова, Л. И. Пангонис, М. Л. Переяславец, А. Н. Сивов, А. Д. Шатров. Электродинамика антенн с полупрозрачными поверхностями: Методы конструктивного синтеза. Москва, Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989, 176 с.
6. Банков С.Е., Левченко И.В., Эквивалентные граничные условия для ленточной частопериодической решетки на границе раздела двух сред, Радиотехника и электроника, том 33, №10, 1988, с. 2045.
7. Stefano Maci, Matteo Albani, and Filippo Capolino, ITD Formulation for the Currents on a Plane Angular Sector, IEEE Trans. A&P, vol. AP-46, No. 9, September 1998, pp. 1318-1327
8. Alper K. Ozturk, Robert Paknys and Christopher W. Trueman “Vertex Diffracted Edge Waves on a Perfectly Conducting Plane Angular Sector”, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. 59, No. 3, March 2011, pp. 888 – 897
9. John L. Volakis, A Uniform Geometrical Theory of Diffraction for an Imperfectly Conducting Half-Plane, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-34, No.2, February 1986, pp.172 – 180

КРИОГЕННЫЙ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ФИЛЬТР ДЛЯ КАЛИБРОВКИ ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ БОЛОМЕТРОВ.

А.М.Чекушкин^{1,2}, Р.А.Юсупов^{1,2}, В.В.Завьялов³, Л.С.Кузьмин⁴, М.А.Тарасов²

*¹Московский физико-технический институт (государственный университет)
boudko@gmail.com*

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

yusupovrenat@hitech.cplire.ru tarasov@hitech.cplire.ru

³Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН,

⁴ CHALMERS UNIVERSITY OF TECHNOLOGY Göteborg, Sweden.

Аннотация: Для выделения требуемой полосы частот при калибровке криогенных болометров и снятия спектральных характеристик с использованием планковского теплового источника излучения нами был разработан, изготовлен и исследован перестраиваемый сеточный фильтр. Получена средняя добротность 25 и пропускание на резонансной частоте 50% в диапазоне частот 100-500 ГГц.

Введение

Для исследования космического микроволнового излучения в рамках таких проектов как BOOMERANG, OLIMPO, CORE с характерной мощностью эквивалентной шуму ниже 10^{-17} Вт/Гц^{1/2} приёмники должны быть охлаждены до температуры ниже 300 мК. Калибровка таких приемных устройств представляет сложность, потому что требует подавления фонового излучения комнатной температуры больше, чем на 3 порядка. В общем случае влияние фонового излучения должно быть на уровне излучения холодной ступени криостата. Это означает, что калибровка такого устройства должна быть сугубо криогенной. Для реализации такой задачи нам необходим планковский источник типа черного тела и постоянный или перестраиваемый спектральный фильтр.

Разработка конструкции фильтра

Естественным вариантом построения измерительной системы является использование широкополосного калиброванного криогенного теплового источника с перестраиваемым высокодобротным фильтром внутри криостата, что позволяет существенно упростить тракт и избавиться от многократных отражений и неоднородностей.

В качестве перестраиваемого фильтра была разработана конструкция сеточного фильтра типа интерферометра Фабри-Перо [1]. Одним из условий реализации такой конструкции является хорошая отражающая способность сеток. В нашем эксперименте в роли сеток выступают металлические фильтры высоких частот на кварцевых подложках [2]. Коэффициент пропускания одного такого фильтра в рабочем диапазоне частот составляет не более 4 %.

Был произведен расчет частотной характеристики такого фильтра, настроенного на частоту 300 ГГц. Расчет производился в конфигурации сетки на подложках смотрят друг на друга, расстояние между сетками 500 мкм, что соответствует половине длины волны на данной частоте. В качестве материалов были выбраны оптический кварц для подложки и золото для материала решетки. Моделирование данной периодической решетки производилось для характерной ячейки с периодическими граничными условиями. Размеры соответствуют изготовленным структурам: Размах креста 40 мкм, ширина 5 мкм, толщина 1 мкм, на подложке 240 мкм. Расчет проводился в программном пакете CST STUDIO SUITE 2016.

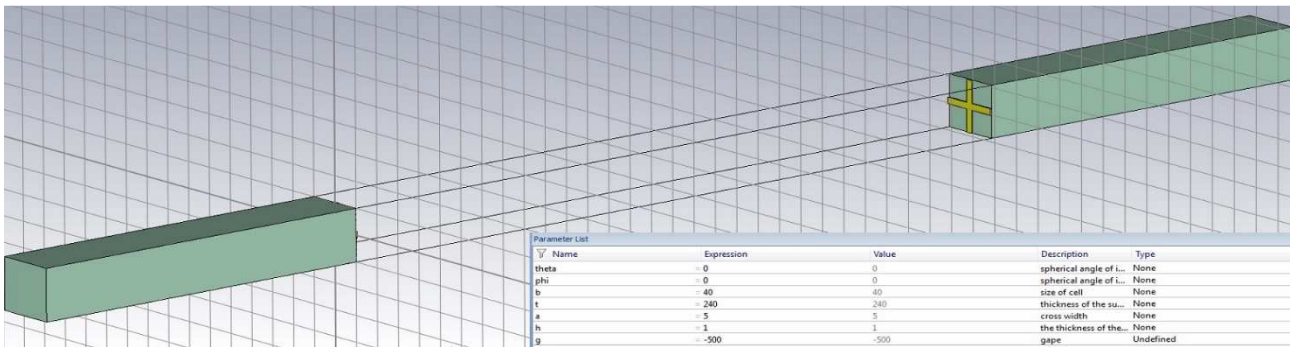


Рис.2. Вид рассчитываемой ячейки в программе моделирования с основными параметрами.

Были получены спектры пропускания данной структуры в диапазоне частот 50-1000 ГГц. Из данных графиков видны пики пропускания на частотах около 300 ГГц и следующих кратных (600 и 900 ГГц). Смещение пиков относительно планируемой частоты связан с так называемым «эффектом провисания электрического поля в сетках» и более выражен на высоких частотах.

На частоте 300 ГГц уровень пропускания составил 0.65 что согласуется с экспериментом. Отличия от эксперимента в первую очередь объясняются тем что в расчетах исследовалась бесконечная периодическая структура и не было потерь на краях и эффектов, связанных с неоднородность поля.

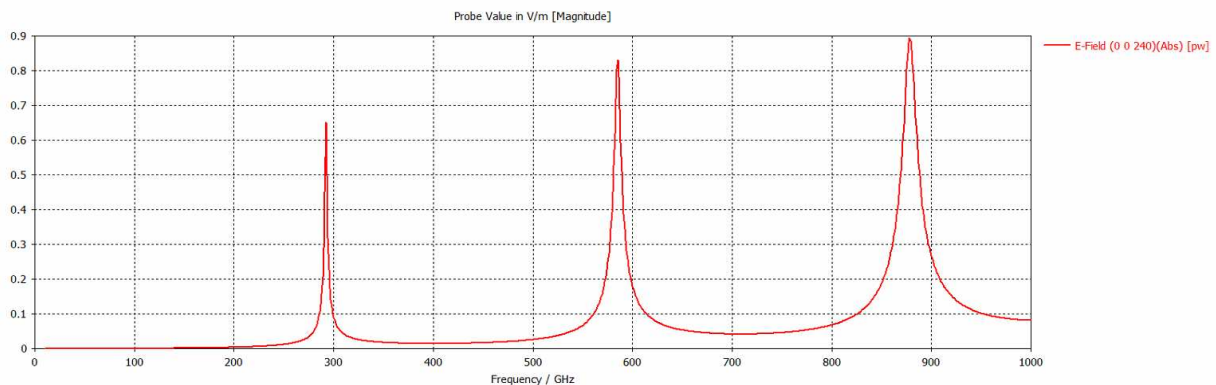


Рис.3 График расчетной зависимости пропускания сетчатого фильтра в линейном масштабе.

Для первого варианта прототипа фильтра были изготовлены сетки из золота на кварцевых подложках толщиной 240 мкм диаметром 25 мм, толщина золота 300 нм, ширина полосок 5 мкм, период 40 мкм. Расчет такого прототипа приведен на рис. 3.

Измерение.

Пропускание измерено методом замещения в просвечивающем ЛОВ-спектрометре. Рейтер с сетками устанавливали в четырехлинзовом тракте в перетяжке сформированного гауссова пучка, где фронт волны наиболее плоский. Фотография измерительного стенда представлена на Рис. 4.

Перестраиваемый фильтр состоял из двух металлических сеток, напыленных на кварцевые подложки, которые раздвигались вращением кольцевых диафрагм в резьбе М50х0.75. Использование магнитов для прижима сеток к винтовым кольцам позволило избежать люфтов при перемещении металлических частей. Один полный оборот кольца с сеткой соответствовал перемещению на 0.75 мм. Изначальный зазор между сетками 0.1 мм. Сетки располагались металлическими частями одна к другой и диэлектриком наружу. Была проведена проверка и калибровка ЛОВа при помощи сеточного заводского интерферометра.

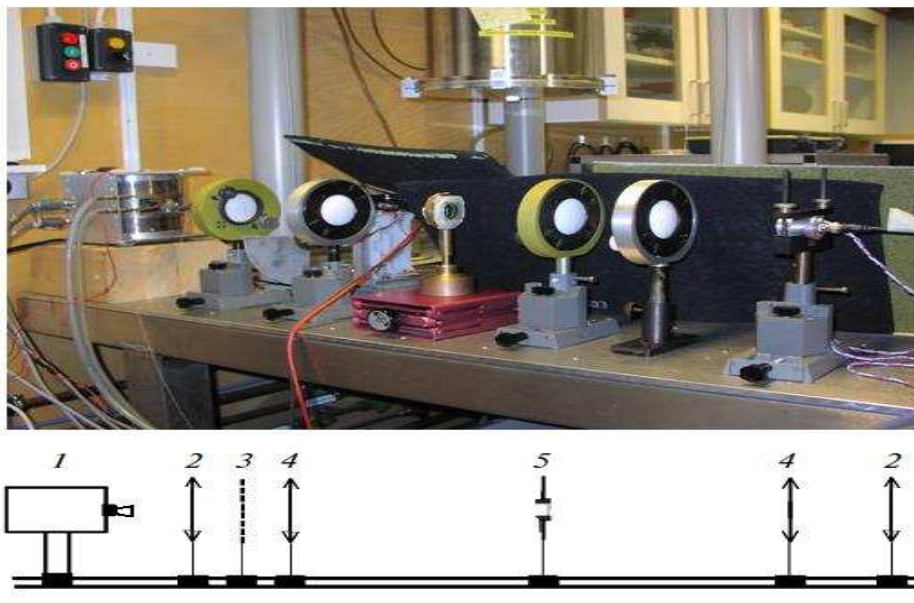


Рисунок 4. 1-ЛОВ, 2,4-линзы, 3-модулятор, 5-перестраиваемый фильтр, 6-пирозлектрический детектор.

На трех частотах измерена ширина полосы пропускания такого интерференционного фильтра, полученная при перемещении одной из сеток, см. таблицу 1.

Таблица 1. Пропускание фильтра на различных частотах.

Частота, ГГц	123	180	229
Расстояние, мм	1.22	0.85	0.7
Полуширина, ГГц	6.2	6.3	10
Добротность	20	28	23

В диапазоне до 500 ГГц было измерено пропускание интерферометра при перестройке частоты ЛОВ, см. рис. 5. Неравномерности характеристики связаны с неравномерной спектральной характеристикой ЛОВ. Перестройка путем вращения зеркал оказывается более гладкой, чем в случае перестройки частоты ЛОВ.

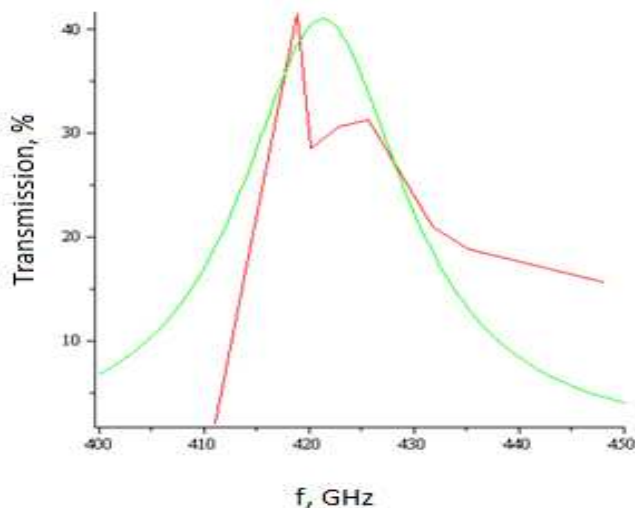


Рисунок 5. Пропускание интерферометра, измеренного перестройкой ЛОВ в диапазоне до 500 ГГц. Гладкая кривая – аппроксимация экспериментального графика. Ширина на полувысоте 20 ГГц. Центральная частота -421 ГГц. Что соответствует расстоянию между сетками 0.356мм.

Проведен эксперимент по калибровке перестраиваемого фильтра. Для фиксированных частот на 232 и 95 ГГц, задаваемых ЛПД изменялось расстояние между сетками. Рис. 6

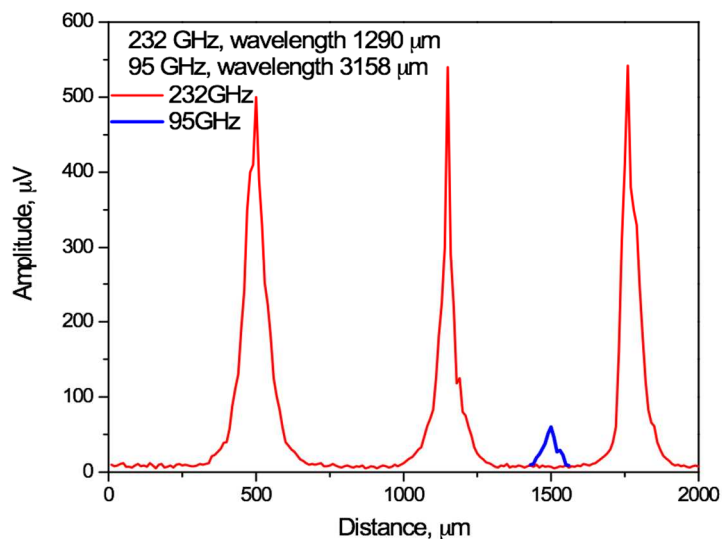


Рис. 6 Измерения при комнатной температуре. ЛПД на 232 ГГц (красный) и на 95 ГГц (синий).

Перестраиваемый спектральный фильтр был использован для измерения отклика болометра. В качестве излучателя было использовано быстрое черное тело на сапфировой подложке, что позволило работать при частоте модуляции 20 Гц.

Для перемещения сеток внутри криостата разработана конструкция червячного привода подсоединенного к тяге фильтра длинным валом из тонкостенной нержавеющей трубки. Рис.7

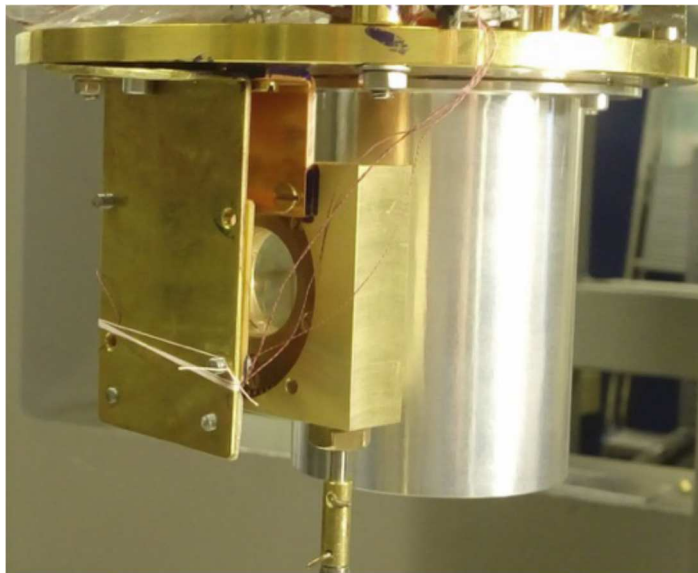


Рисунок 7. Черное тело, перестраиваемый фильтр, измеряемый образец внутри криостата.

Был измерен отклик болометра при облучении черным телом внутри криостата. Рис. 8

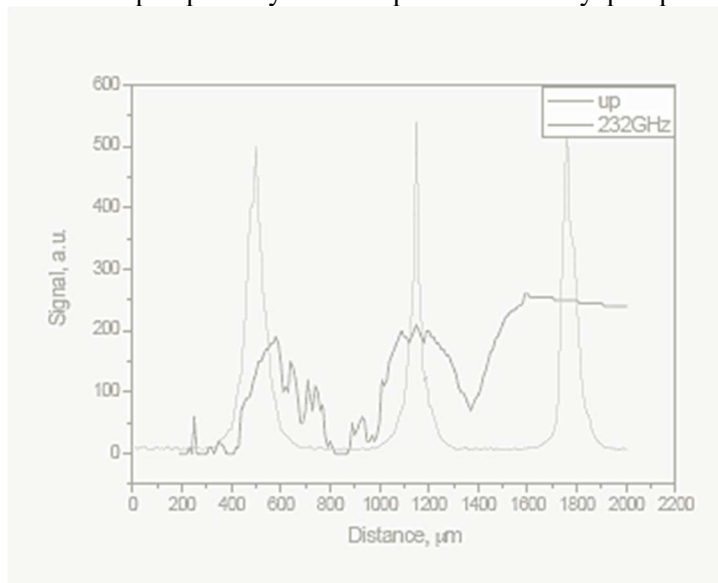


Рис. 8 Отклик болометра при облучении черным телом в криостате при 0.273 К.

Заключение

Нами был разработан и изготовлен перестраиваемый сеточный фильтр подходящий для работы с планковским источником черного тела на сапфировой подложке. Получена средняя добротность такого фильтра 25 и величина пропускания более 50% в полосе частот от 95 до 400 ГГц. Для перестройки фильтра внутри криостата мы использовали червячную передачу, которая позволила достичь точности перестройки 10 мкм/оборот (6ГГц/оборот).

Литература

1. Culshaw, W. High Resolution Millimeter Wave Fabry-Perot Interferometer // Microwave Theory and Techniques, IRE Transactions volume: 8 , issue: 2, p. 182 - 189
2. Ulrich, R. ; Renk, K.F. ; Genzel, L. Tunable Submillimeter Interferometers of the Fabry-Perot Type // Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions, volume:11 , issue: 5, p. 363 – 371.

ВЫБОР НАПРАВЛЕННЫХ ОТВЕТВИТЕЛЕЙ В КРЕСТООБРАЗНОЙ СВЯЗИ ВОЛНОВОДОВ

Малинова О.Е.¹, Матвеева М.В.¹, Сидорова Т.В.¹

¹ Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»
malinova1826@gmail.com, mmatveeva100@gmail.com, tvsideorova@edu.hse.ru

Проведен обзор направленных ответвителей для использования в крестообразной связи волноводов. По результатам обзора для рассмотренных широкополосных распределительных систем выбран оптимальный вариант направленных ответвителей.

Введение

В настоящее время, направленные ответвители (НО) используются для построения волноводных антенно-фидерных трактов. Данные устройства ответвляют часть мощности из первичной линии передачи, по которой передается основная мощность, во вторичную часть линии передач, куда необходимо ответить часть мощности. По своей структуре, это восьмиполосное устройство представляющее собой систему из двух связанных линий передачи [1].

Основными достоинствами НО являются:

- Удобство технологического внедрения в волноводный тракт;
- Малые размеры и потери;
- Возможность передачи высокой средней и пиковой мощности;
- Широкополосность;
- Возможность сопряжения с другими антенно-фидерными СВЧ устройствами, без ухудшения своих параметров, а также параметров данных устройств.

Основными параметрами НО являются: переходное ослабление, развязка, направленность и рабочее затухание.

Основные параметры и типы связи направленных ответвителей

НО делятся на три типа направленности, в зависимости от распространения энергии во вторичную линию (см. рис.1). Основные параметры для каждого типа НО приведены в таблице 1.

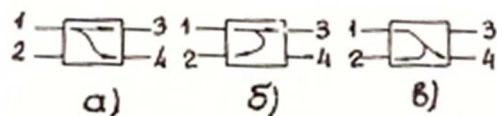


Рис. 1 Типы связи НО

Таблица 1. Основные параметры НО

	Тип направленности		
	а	б	в
Переходное ослабление	$C_{41} = 10 \lg \frac{P_1}{P_4}$	$C_{21} = 10 \lg \frac{P_1}{P_2}$	$C_{21} = 10 \lg \frac{P_1}{P_2}$ $C_{41} = 10 \lg \frac{P_1}{P_4}$
Направленность	$C_{24} = 10 \lg \frac{P_4}{P_2}$	$C_{42} = 10 \lg \frac{P_2}{P_4}$	$C_{34} = 10 \lg \frac{P_1}{P_4}$ $C_{32} = 10 \lg \frac{P_2}{P_3}$

Развязка	$C_{21} = 10 \lg \frac{P_1}{P_2}$	$C_{41} = 10 \lg \frac{P_1}{P_4}$	$C_{31} = 10 \lg \frac{P_1}{P_3}$
Рабочее затухание	$C_{31} = 10 \lg \frac{P_1}{P_3}$	$C_{31} = 10 \lg \frac{P_1}{P_3}$	$C_{41} = 10 \lg \frac{P_1}{P_4}$ $C_{21} = 10 \lg \frac{P_1}{P_2}$

Переходное ослабление – это выраженное в децибелах (дБ) отношение входной мощности первичной линии к выходной мощности рабочего плеча вторичной линии и является величиной отрицательный.

Коэффициентом связи называется величина, обратная переходному ослаблению, т.е. коэффициент связи есть отношение мощности в выходном плече вторичной линии к мощности во входном плече первичной линии.

Переходное ослабление и коэффициент связи зависят от формы, размеров, положения, типа и числа отверстий связи и могут меняться от нуля до бесконечности

Направленностью называется отношение мощности в децибелах на выходе рабочего и нерабочего плеч вторичной линии. В идеальном НО мощность в нерабочем плече равна нулю, и тогда направленность равна бесконечности, т.е. направленность является мерой “идеальности” направленного ответвителя.

Практика доказывает, что на самом деле трудно осуществить полное согласование всех плеч даже на одной частоте, так как вследствие появляются волны высших типов в районе отверстий связи. В результате часть мощности ответвляется в нежелательном направлении и направленность снижается. Поэтому считается достаточным для многих практических случаев, когда направленность равна - (20...30) дБ.

Развязка определяется в децибелах как отношение входной мощности первичной линии к выходной мощности нерабочего плеча вторичной линии, т.е. развязка характеризует изоляцию нерабочего плеча во вторичной линии от входного плеча первичной линии. Часто на практике путают развязку и направленность. Развязка в общем случае определяется как сумма величин направленности и переходного ослабления, выраженная в децибелах.

Рабочее затухание первичной линии есть отношение мощности на входе и выходе той же линии, выраженное в децибелах. В основном рабочее затухание зависит от потерь в линии и степени согласования нагрузки в первичной линии.

Коэффициент деления мощности (неравномерность деления мощности) определяется как разность между переходным ослаблением и рабочим затуханием.

Согласование направленного ответвителя характеризуется коэффициентом стоячей волны или коэффициентом бегущей волны, определяемым со стороны входного плеча НО при условии подключения согласованных нагрузок в остальных плечах.

Расчет основных параметров НО и расчет их зависимости от геометрических особенностей

Все рассмотренные выше параметры зависят от конструктивно-технологических факторов, наличия неоднородностей и потерь в линиях передачи, качества соединительных элементов, рассогласования нагрузок. Хорошим считается направленный ответвитель, у которого потери мощности отсутствуют или очень малы. В реальных НО эти потери достаточно малы. Так, если направленность меньше 0,01 подводимой мощности, то в первом приближении потери мощности можно характеризовать величиной $\Delta P(1)$, где $\Gamma_{\text{вх}}$ – Коэффициент отражения по напряжению от входа ответвителя; P_1, P_3, P_4 – мощности в плечах ответвителя 1, 3, 4 соответственно [3].

$$\Delta P = 10 \lg \frac{P_1(1 - |\Gamma_{\text{вх}}|^2)}{P_3 + P_4} \quad (1)$$

В таблице 2 рассмотрены наиболее легкие в техническом исполнении, а также наиболее используемые геометрические формы направленных ответвителей, а также, рассмотрим их переходное ослабление и направленность. Для расчета будем использовать следующие параметры: l – длина ответвителя, w – ширина ответвителя, F_H – коэффициент затухания с учетом стенки волновода, a – длина широкой стенки волновода, b – длина узкой стенки волновода, λ_{cp} – средняя длина волны, λ_v – длина волны в волноводе (2), x – длина от центра (при крестообразном отверстии) до стенки волновода.

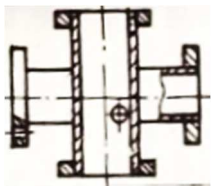
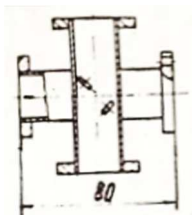

Учет ширины стенки волновода t в отверстии связи учитывается в коэффициентах, отображенных в выражениях 3, 4, где t – ширина стенки волновода. Увеличение t приводит к изменению величины переходного ослабления

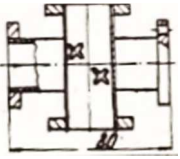
$$\lambda_g = \frac{\lambda_{cp}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{cp}}{2a}\right)^2}} \quad (2)$$

$$F_e = e^{-\frac{\pi t}{\lambda_{cp}} \sqrt{1 - \frac{\lambda_{cp}^2}{\lambda_g^2}}} \quad (3)$$

$$F_h = e^{-\frac{\pi t}{e} \sqrt{1 + \left(\frac{2l}{\lambda_{cp}}\right)^2}} \quad (4)$$

Таблица 2. Зависимости переходных ослаблений и направленности от геометрических особенностей НО

П/П	Тип НО	Переходное ослабление (C_{41}), направленность (C_{24})
1		$C_{41} = 10 \lg \left[\frac{\pi^2 d^6}{36 a^2 b^2} \left(\frac{F_H}{a^2} \sin^2 \frac{\pi x}{a} + \frac{\lambda_g^2}{\lambda^4} F_E \sin^4 \frac{\pi x}{a} \right) \right]$ $C_{24} = 10 \lg \left(1 + \frac{F_H^2}{F_E^2} \frac{4 \lambda^4}{a^2 \lambda_g^2} \operatorname{ctg}^2 \frac{\pi x}{a} \right)$
2		$C_{41} = 20 \lg \left[\frac{F_H \pi^2 l^3 \lambda^2 \sin \frac{2\pi x}{a} \sqrt{\sin \frac{2\pi(a-2x)}{\lambda_g}}}{24 a^2 b \lambda^2 \left(\ln \frac{4l}{h} - 1 \right) + (2l - 0,56h)^2 \left[\pi^2 l^3 \sin \frac{2\pi x}{a} - 24 a^2 b \lambda^2 \left(\ln \frac{4l}{h} - 1 \right) \right]} \right]$
3		$C_{41} = 20 \lg \left[\frac{\pi^2 l^3 F_H}{3 a^2 b \left(\ln \frac{4l}{h} - 1 \right)} \right]$ $C_{24} = 20 \lg \frac{F_H}{3 a F_E} \left(\frac{l}{h} \right)^2 \frac{\lambda^2}{\lambda_g} \frac{\operatorname{ctg} \frac{\pi x}{a}}{\left(\ln \frac{4l}{h} - 1 \right)}$

4		$C_{41} = 20 \lg \frac{2F_H \pi^2 l^3 \sin \frac{2\pi x}{a} \sin \frac{2\pi(a-2x)}{\lambda_g}}{24a^2 b \left(\ln \frac{4l}{h} - 1 \right) + \left\{ 1 + (2l - 0,56h)^2 \right\} \left[\frac{\pi^2 l^3 \sin \frac{2\pi x}{a}}{24a^2 b \lambda^2 \left(\ln \frac{4l}{h} - 1 \right)} - 1 \right]}$
---	---	---

Заключение

НО на крестообразных волноводах, в данном случае, наиболее компактны, и имеют большое переходное ослабление вплоть до 3 дБ и направленность не ниже -25 дБ в широком диапазоне частот. Они состоят из двух волноводов, пересекающихся под прямым углом с одним или двумя отверстиями связи. Одиночные отверстия применяются при малых значениях переходного ослабления. Такие НО пригодны для работы в диапазоне длин волн $\pm 12\%$ относительно средней. Для увеличения переходного ослабления используют два отверстия связи, которые располагают в противоположных углах общей стенки волноводов. НО на крестообразных волноводах не уступают по удобству технологического исполнения круглым щелевым отверстиям, однако очень выгодны по параметрам. Это оптимальный вариант НО, для конструирования распределительных СВЧ устройств.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Х. Гольберг, Е.А. Теленков, Д.И. Воскресенский, В.Н. Воронцов. Конструирование фидерных устройств, Москва, МАИ, 1988.
2. В.А. Сосунов, А.А. Шибяев. Направленные ответвители сверхвысоких частот. Саратов, Приволжское книжное издание, 1964г.
3. А. Л. Фельдштейн, Л. Р. Явич, В. П. Смирнов. Справочник по элементам волноводной техники. Москва, Советское радио, 1967.

ВЫБОР ПЕРЕМЕННОЙ ИНТЕГРИРОВАНИЯ ПРИ ЧИСЛЕННОМ РЕШЕНИИ ЗАДАЧИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Конов К.И.^{1,2}, Матвеева М.В.², Малинова О.Е.²

¹ АО НПО «Лианозовский электромеханический завод»
konov.k.i@gmail.com,

² Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»
madritoza273@yandex.ru, malinova1826@gmail.com

В работе приведено описание алгоритма выбора переменной интегрирования, обеспечивающий решение задачи распространения электромагнитных волн в среде с заданной точностью в приближении геометрической оптики.

Введение

Ряд задач о распространении электромагнитных волн в среде может быть решен методами геометрической оптики [1]. Для определения траектории распространения электромагнитной волны необходимо решать задачу Коши для системы обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) [2]. Один из способов решения описан в работе [3]. Предложенный метод позволяет совершать выбор переменной интегрирования на каждом шаге согласно критерию не превышения заданных шагов интегрирования для переменной, функции и её производных. В работе [3] приведен алгоритм поиска переменной интегрирования для системы однородных дифференциальных уравнений, полученной при анализе системы уравнений Максвелла в приближении геометрической оптики в случае зависимости диэлектрической проницаемости от двух координат.

В настоящей работе приведен алгоритм выбора переменной интегрирования для случая зависимости диэлектрической проницаемости от трёх координат.

Дифференциальные уравнения лучей в слоистой среде с зависимостью диэлектрической проницаемости от трёх координат

Для случая монохроматической волны после ряда преобразований, подробно описанных в [1], можно получить уравнение лучей в гамильтоновой форме:

$$\frac{dp}{d\tau} = \frac{1}{2} \nabla n^2(r) \quad (1)$$

Где p – импульс, τ – независимая переменная.

Коэффициент преломления среды определяется как $n = \sqrt{\varepsilon(r)}$, в рассматриваемом случае диэлектрическая проницаемость зависит от трёх координат: x, y, z . Тогда уравнения лучей примут вид:

$$\frac{dx}{d\tau} = p_x, \quad \frac{dy}{d\tau} = p_y, \quad \frac{dz}{d\tau} = p_z, \quad (2)$$

$$\frac{dp_x}{d\tau} = \frac{1}{2} \frac{dn^2}{dx}, \quad \frac{dp_y}{d\tau} = \frac{1}{2} \frac{dn^2}{dy}, \quad \frac{dp_z}{d\tau} = \frac{1}{2} \frac{dn^2}{dz}, \quad (3)$$

Система уравнений (2-3) может быть решена методом изоклин [1,2] относительно переменных x, y и z .

Рассмотрим систему уравнений

$$\begin{cases} \frac{dx}{d\tau} = p_x, & \frac{dy}{d\tau} = p_y, & \frac{dz}{d\tau} = p_z, \\ \frac{dp_x}{d\tau} = \frac{1}{2} \frac{dn^2}{dx}, & \frac{dp_y}{d\tau} = \frac{1}{2} \frac{dn^2}{dy}, & \frac{dp_z}{d\tau} = \frac{1}{2} \frac{dn^2}{dz}, \\ \varepsilon(x, y, z) = n^2(x, y, z) = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2. \end{cases} \quad (4)$$

Такая система может быть представлена в виде геометрического семейства ориентированных фазовых траекторий в шестимерном фазовом пространстве координат и импульсов: x, y, z, p_x, p_y, p_z .

Уравнения лучей в конечных разностях

Применим метод конечных разностей для численного решения системы уравнений (4) [7]. В таком случае система примет вид:

$$\begin{cases} \frac{\Delta x}{\Delta \tau} = p_x, \quad \frac{\Delta y}{\Delta \tau} = p_y, \quad \frac{\Delta z}{\Delta \tau} = p_z, \\ \frac{\Delta p_x}{\Delta \tau} = \frac{1}{2} \frac{dn^2}{dx}, \quad \frac{\Delta p_y}{\Delta \tau} = \frac{1}{2} \frac{dn^2}{dy}, \quad \frac{\Delta p_z}{\Delta \tau} = \frac{1}{2} \frac{dn^2}{dz}, \\ \varepsilon(x, y, z) = n^2(x, y, z) = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2. \end{cases} \quad (5)$$

Зададим начальные шаги приращения Δx_{max} , Δy_{max} , Δz_{max} , $\Delta p_{x\ max}$, $\Delta p_{y\ max}$, $\Delta p_{z\ max}$ и начальные условия x^0 , y^0 , z^0 , p_x^0 , p_y^0 , p_z^0 , по переменным x , y , z , p_x , p_y , p_z . Чтобы убрать зависимость от времени перейдём к новой системе уравнений, в которой отсутствует переменная $\Delta \tau$:

$$\begin{cases} \frac{\Delta p_x}{\Delta x} = \frac{1}{2} \frac{dn^2}{dx}, \\ \frac{\Delta p_y}{\Delta y} = \frac{1}{2} \frac{dn^2}{dy}, \\ \frac{\Delta p_z}{\Delta z} = \frac{1}{2} \frac{dn^2}{dz}, \\ \frac{\Delta p_x}{\Delta y} = \frac{1}{2} \frac{dn^2}{dx}, \\ \frac{\Delta p_y}{\Delta z} = \frac{1}{2} \frac{dn^2}{dy}, \\ \frac{\Delta p_z}{\Delta x} = \frac{1}{2} \frac{dn^2}{dz}, \\ \varepsilon(x, y, z) = n^2(x, y, z) = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2. \end{cases} \quad (6)$$

Для решения системы уравнений (6) необходимо находить переменную интегрирования на каждом шаге. Для минимизации ошибки предлагается алгоритм выбора, приведенный на рис. 1.

Представленный на рис. 1 алгоритм позволяет проводить выбор переменной интегрирования для всех возможных вариантов, которые могут возникнуть при решении системы уравнений (4), используя метод конечных разностей (система уравнений (5)).

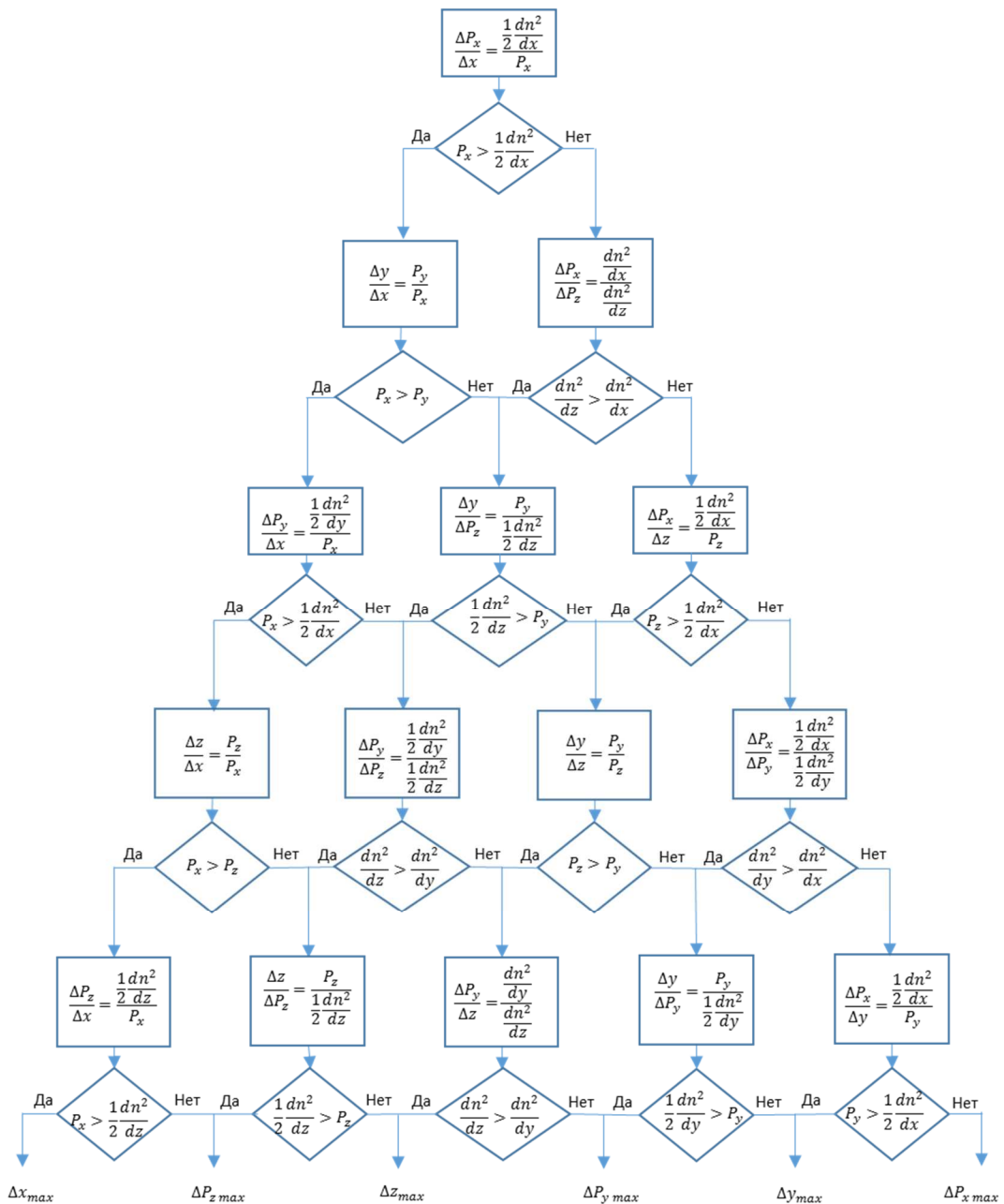


Рисунок 4 – Блок-схема алгоритма выбора переменной интегрирования

Заключение

Полученный алгоритм позволяет получать с заданной точностью решение задачи распространения монохроматических электромагнитных волн в слоистой среде при зависимости параметров среды от трёх координат.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980.3.
2. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1978.
3. Перфильев В.В., Степанов Е.С., Климов К.Н. Методика выбора переменной интегрирования при численном построении траекторий лучей в неоднородных диэлектрических средах /Радиотехника и электроника, 2016 – Том 61, №12, С. 1184-1189.

СВЕДЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ МНОГОКАНАЛЬНОЙ РАДИОТЕРМОГРАФИИ БИОЛОГИЧЕСКОГО ОБЪЕКТА ПРИ ВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ КОНТАКТНЫХ АНТЕНН К АНАЛОГИЧНОЙ ЗАДАЧЕ С НЕЗАВИСИМЫМИ АНТЕННАМИ

Ю.Н.Барабаненков¹, К.М.Богрacheв¹

1 Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова российской академии наук
barab624@mail.ru

Предлагается решение задачи восстановления 3D локального изменения температуры внутри приповерхностного слоя биологического объекта путем измерения его теплового излучения, использующее метод сведения многоканального приема на N контактных электродинамически связанных антенн к приему на N данных изолированных антенн. В основе метода лежит система линейных уравнений для наведенных токов в приемных антеннах с учетом волнового взаимодействия антенн, равно как и матрица авто-и кросс корреляционных функций наведенных токов, измеряемых по предположению экспериментально. Приемные контактные антенны выбираются в виде тонких вибраторов-диполей, установленных вблизи поверхности объекта и настроенных на половину длины волны внутри его. Тепловое излучение от локального изменения температуры моделируется в соответствии с флуктуационно-диссипационной теоремой излучением трех случайных взаимно перпендикулярных и в остальном статистически независимых электрических диполей-источников.

Введение

Последнее тридцатилетие прошлого века было ознаменовано введением в практику нейрофизиологии и клинической медицины неинвазивного метода радиотермографии, осуществляющего пассивное дистанционное зондирование биологических тканей их собственным тепловым излучением в микроволновом диапазоне электромагнитных волн [1]. С помощью 12-канального радиотермографа “РАСКАТ” сотрудниками НИИ нейрохирургии им. Бурденко РАМН совместно с сотрудниками ИРЭ РАН получены важные результаты при исследовании теплового возбуждения в коре головного мозга больных с эпилептогенными очагами при функциональных тестах с оценкой области локализации основных источников тепла вблизи борозды коры головного мозга [2]. Следует обратить внимание на то, что радиотермография биологических тканей использует контактные приемные антенны, соприкасающиеся с поверхностью зондируемого объекта и измеряющие, как часто полагают, среднюю мощность выходящего из объекта теплового излучения в виде так называемой радиояркостной температуры. При обработке результатов этих измерений предполагают, что регистрируется интегральное излучение из некоторой цилиндрической области под апертурой антенны. Тем самым не ставится задача о восстановлении латерального распределения температуры объекта вдоль элементарных внутренних слоев, параллельных его поверхности. Как было явно осознано за два последних десятилетия, контактная антенна находится в области действия ближних тепловых полей поверхности нагретого объекта, имеющих вид экспоненциально затухающих неоднородных волн согласно предсказанию С.М. Рытова [3]. Вследствие важности 3D локализации при исследовании, напр., коры головного мозга в 2011 году были получены [4] новые научные результаты в ближнеполевой радиотермографии, позволяющие подойти к созданию ближнеполевого интерференционного радиотермографа на основе интерференционно-экстремальных свойств передаточной функции его приемного антенного устройства с учетом волнового взаимодействия отдельных антенн многоканального приема. В этой работе впервые показано путем детального анализа воздействия теплового микроволнового излучения на приемную антенну в виде полуволнового вибратора-диполя, что в основе сканирования такой антенной локального изменения внутренней температуры биологического объекта лежат экстремально – интерференционные свойства передаточной функции антенны. Впервые рассмотрены эффекты волнового взаимодействия антенн. Это означает, в частности, что обработка результатов измерений с многоканальным радиотермографом должна производиться с учетом того, что сигнал на каждую антенну может приходиться не только из биологического объекта, но и от соседних антенн. Показано, что в пренебрежении волновым взаимодействием между приемными

антеннами существует опасность зафиксировать ложные цели в многоканальной радиотермографии биологических объектов. Таким образом, одноканальный прием теплового излучения позволяет определить 3D положение области локального изменения температуры объекта на основе экстремально – интерференционные свойств передаточной функции антенны, но это требует времени сканирования. С другой стороны, многоканальный прием не требует времени сканирования, но связан с учетом взаимодействия антенн. Возникает проблема соединения преимуществ этих двух видов приема в радиотермографии, которой и посвящается тема нашей работы.

Взаимодействующие приемные антенны около поверхности биологического объекта

На рис.1 представлена схема приема микроволнового теплового излучения биологического объекта приемными антеннами, расположенными около поверхности объекта в зоне ее ближнего поля. На рисунке изображены для простоты две антенны в виде тонких параллельных между собой и поверхности объекта проволочных приемных вибраторов-диполей. В общем случае антенны могут быть произвольными телами с заданной комплексной диэлектрической проницаемостью на частоте принимаемого электромагнитного излучения и представлять собой в совокупности, например, дифракционную решетку конечных размеров. Под действием падающего на антенны из объекта электромагнитного теплового излучения в них возбуждаются электрические токи с плотностями $\vec{J}^{(q)}(\vec{r})$, где q это номер антенны. Возбужденные в антеннах токи вследствие волнового взаимодействия антенн являются самосогласованными и удовлетворяют выведенной в [4] системе уравнений вида

$$J_{\alpha}^{(q)}(\vec{r}) = J_{q\alpha}(\vec{r}) + \int d\vec{r}' \int d\vec{r}'' T_{q\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}') G_{\beta\gamma}^0(\vec{r}', \vec{r}'') \sum_{q' \neq q} J_{\gamma}^{(q')}(\vec{r}'') \quad (1)$$

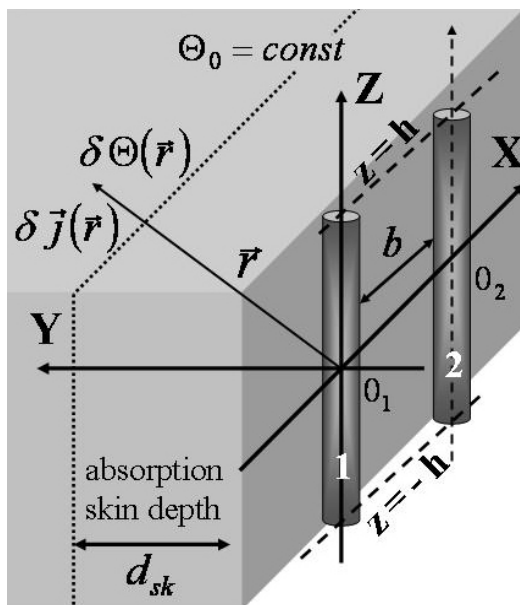


Рис.1. Схематическое изображение приема теплового излучения биологического объекта (серая область; точечная линия символически отмечает скин-слой поглощения толщиной d_{sk}) двумя вибраторами-диполями длины $2h$ и с расстоянием b между ними. Величины Θ_0 и $\delta\Theta(\vec{r})$ обозначают однородную составляющую и локальную объемную вариацию температуры объекта, которой соответствует случайная плотность электрического тока $\delta\vec{j}(r)$.

В этой системе уравнений $T_{q\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}')$ представляет тензорный T - оператор рассеяния электрического поля изолированной q -ой антенной, $G_{\alpha\beta}^0(\vec{r}', \vec{r}')$ - тензорная функция Грина биологического объекта и неоднородные члены $J_{q\alpha}(\vec{r})$ это токи, возбуждаемые падающим полем в изолированных антеннах. В случае тонких проволочных приемных вибраторов-диполей, настроенных на половину длины волны в биологическом объекте, система уравнений (1) упрощается до системы алгебраических уравнений вида

$$\sum_{q'=1}^N B_{qq'} I^{(q')} = a_q; \quad B_{qq'} = \delta_{qq'} - a_{qq'} \quad (2)$$

Здесь амплитуды самосогласованных токов $I^{(q)}(z_q) = I^{(q)} \psi(z_q)$, возбуждаемых продольными к вибраторам-диполям $q = 1, \dots, N$, z_q - компонентами $E_{z_q}^0(z_q)$ падающего электрического поля, обозначены $I^{(q)}$. Функция $\psi(z_q) = \cos k'_1 z_q$, где $k'_1 = 2\pi / \lambda_1$ - вещественная часть волнового числа и λ_1 - волновое число внутри объекта, причем $2h = \lambda_1 / 2$.

Через a_q обозначены амплитуды токов, возбуждаемых падающим электрическим полем в изолированных вибраторах-диполях и равных

$$a_q = \int dz_q \psi(z_q) E_z^0(z_q) \quad (3)$$

Матрица взаимодействия вибраторов-диполей $B_{qq'}$ задается своими элементами (2), где $a_{qq'}$ - фактор волнового взаимодействия двух вибраторов-диполей q и q' , способ вычисления которого описан в [4]. Значение фактора a_{12} волнового взаимодействия вибраторов-диполей 1 и 2 существенно зависит от их взаимной ориентации. В простейшем случае двух параллельных вибраторов диполей, как на рис.1, простое аналитическое выражение и график зависимости фактора a_{12} от расстояния между диполями приведены в [4].

Принципиальная возможность условного исключения эффекта волнового взаимодействия антенн при многоканальном приеме

Вернемся к системе уравнений (2) для самосогласованных токов, наведенных источниками теплового излучения в приемных вибраторах-диполях. В правых частях этих уравнений выступают амплитуды a_q токов, наведенных источниками теплового излучения в изолированных вибраторах-диполях. На практике такие изолированные вибраторы-диполи существуют только виртуально (теоретически). Однако, амплитуды наведенных в них токов находятся из системы уравнений (2), если известны факторы взаимодействия $a_{qq'}$ вибраторов-диполей и амплитуды $I^{(q)}$ наведенных в них реальных токов, которые измеряются. После этого решение задачи о восстановлении положения локального изменения температуры объекта при взаимодействующих приемных вибраторах-диполях сводится к такой задаче при невзаимодействующих приемных вибраторах-диполях.

Здесь необходимо сделать следующее уточнение. Поскольку тепловое излучение представляет собой случайное электромагнитное поле, мы должны говорить о спектральных плотностях $\langle |a_q|^2 \rangle$ флуктуаций амплитуд токов, возбужденных падающим электрическим полем теплового излучения в изолированных вибраторах-диполях, а также о спектральных плотностях $\langle |I_q|^2 \rangle$ флуктуаций амплитуд самосогласованных токов и о спектральных плотностях взаимных корреляций $\langle I_q I_p^* \rangle$ амплитуд самосогласованных токов, обозначая звездочкой комплексно-сопряженную величину. Из уравнений (2) следует, что

$$\langle |a_q|^2 \rangle = \sum_{s,p=1}^N B_{qs} B_{qp}^* \langle I^{(s)} I^{(p)*} \rangle \quad (4)$$

При условии, что матрица взаимодействия вибраторов-диполей B_{qp} известна из теории и матрица взаимных корреляций $\langle I_q I_p^* \rangle$ амплитуд самосогласованных токов известна из измерений, формула (4) решает проблему условного исключения эффекта волнового взаимодействия вибраторов-диполей при многоканальном приеме теплового излучения биологического объекта. После нахождения из формул (4) спектральных плотностей флуктуаций амплитуд токов, возбужденных падающим электрическим полем теплового излучения в изолированных вибраторах-диполях, мы можем воспользоваться следующим аналитическим выражением для них, полученным в работе [4] и имеющим вид

$$\left(\frac{\varepsilon'}{k_1'} \right)^2 |\hat{Z}_1|^2 \langle |a_q|^2 \rangle = \frac{1}{4\pi^2} \varepsilon'' \Delta\Omega \delta\Theta F_q(z) \quad (5)$$

В этом равенстве величины ε' и ε'' - вещественная и мнимая части диэлектрической проницаемости биологического объекта, \hat{Z}_1 обозначает импеданс изолированного вибратора-диполя, $\Delta\Omega$ -объем источника теплового излучения. Через $F_q(z)$ обозначена функция интерференции изолированного приемного вибратора-диполя q в зависимости от положения центра случайного электрического диполя- источника. Эта функция дается выражением

$$F(z) = A_+^2(z) + A_-^2(z) + 2A_+(z)A_-(z) \cos[k_1'(R_+(z) - R_-(z))] \quad (6)$$

в котором $A_{\pm}(z) = \exp[-k_1''R_{\pm}(z)]/R_{\pm}(z)$ и $R_{\pm}(z)$ имеют смысл расстояний от источника теплового излучения до концов вибратора-диполя (см. Рис.2).

Система уравнений (4) используется для решения обратной задачи определения положения точечного источника теплового излучения и произведения $\Delta\Omega \delta\Theta$ его объема на вариацию температуры по заданным спектральным плотностям $\langle |a_q|^2 \rangle$ флуктуаций амплитуд токов, возбужденных падающим электрическим полем теплового излучения в изолированных вибраторах-диполях с номерами $q = 1, 2, 3, \dots$

Точечный источник теплового излучения в экваториальной плоскости трех параллельных приемных вибраторов-диполей

Для иллюстрации изложенного метода условного исключения рассмотрим пример точечного источника теплового излучения в экваториальной плоскости $z = 0$ трех параллельных вибраторов-диполей, исходя из схемы рис.2. Задача состоит в том, чтобы из трех уравнений (4) с индексами $q = 1, 2, 3$ найти глубины $R_{\perp 1}$ и $R_{\perp 2}$ источника и произведение $\Delta\Omega \delta\Theta$. Мы предполагаем, что вибратор $q = 3$ расположен посередине двух других вибраторов $q = 1$ и $q = 2$, так что соответствующая ему глубина источника $R_{\perp 3}$ является медианой изображенного на рис. 2 треугольника. Пренебрегая далее поглощением излучения в объекте и деля уравнения (4), получаем два соотношения

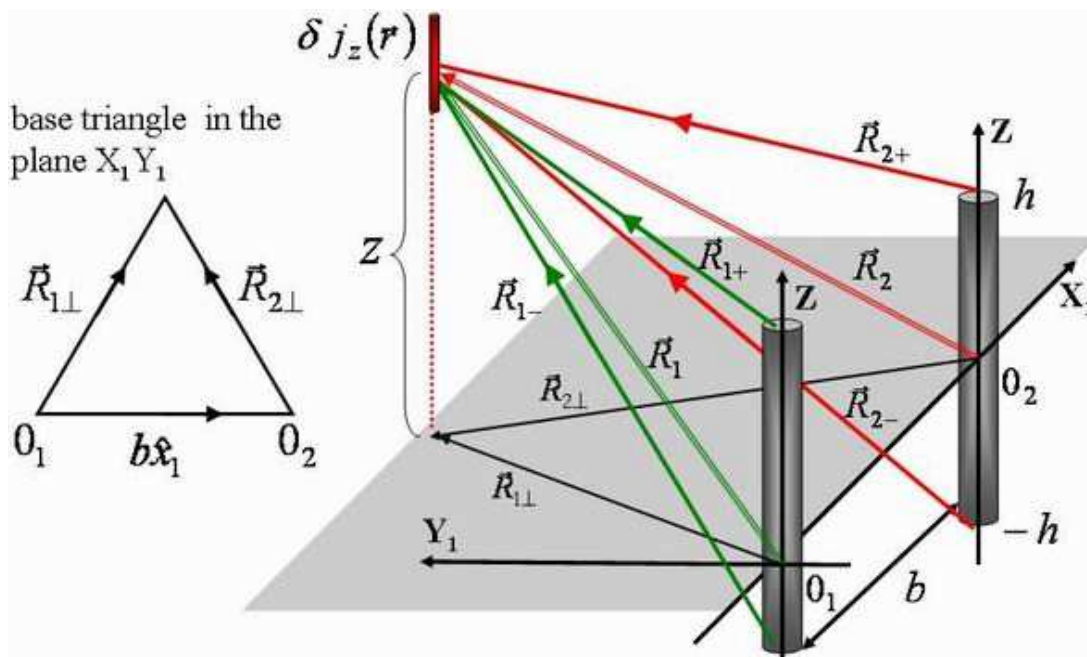


Рис.2. Схематическое изображение двух взаимодействующих антенн в поле теплового излучения от локальной температурной неоднородности

$$\frac{\langle |a_1|^2 \rangle}{\langle |a_3|^2 \rangle} = \frac{R_{\perp 13}^2}{R_{\perp 11}^2}, \quad \frac{\langle |a_2|^2 \rangle}{\langle |a_3|^2 \rangle} = \frac{R_{\perp 13}^2}{R_{\perp 12}^2} \quad (7)$$

Согласно теореме о медиане треугольника мы имеем также

$$\frac{R_{\perp 11}^2 + R_{\perp 12}^2}{2} = R_{\perp 13}^2 + \left(\frac{b}{2}\right)^2 \quad (8)$$

Подставляя $R_{\perp 13}^2$ из (8) в оба уравнения (7), мы находим $R_{\perp 11}^2$ и $R_{\perp 12}^2$. Наконец, подстановка, например, $R_{\perp 11}^2$ в уравнение (4) с индексом $q = 1$ дает произведение $\Delta\Omega \delta\Theta$.

Работа поддержана программой фундаментальных исследований ООФ РАН “Пассивная многоканальная радио- и акустотермография человека в ближней зоне”.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Godik E.E., Gulyev Yu.V. Functional imaging of the human body // IEEE Engineering in Medicine and Biology, vol.10, p.21, 1991.
- 2 Anzimirov V.L., Arkhipova N.A., Pasechnik V.I., Yanovich A.V. Investigation of thermal excitation in human head brain core at functional tests by method of dynamic multichannel radiothermovision // Biomed. Radioelektron., vol. 8, p.22, 2000.
- 3 Rytov S.M. Theory of electric fluctuations and thermal radiation. Akad. Nauk SSSR, Moscow, 1953 [in Russian].
- 4 Varabanenkov Yu.N., Varabanenov M.Yu, Cherepenin V.A.. Near-field coherent effects at thermal microwave radiation receiving on coupled linear wire antennas//Journal of radio electronics, 2011, № 12, pp. 1-52

РЕФРАКЦИЯ СВЧ–ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОВОЛОЧНОЙ КОМПОЗИТНОЙ СРЕДЕ

Павлов Д.А., Калганов Д.А., Бутько Л.Н.
 Челябинский государственный университет
dmp0304@gmail.com,

В данной работе рассматривались эффекты преломления электромагнитного излучения в проволочных средах при определенных периодах решетки стержней. Показано наличие зоны прозрачности, в которой среда проявляет аномальную отрицательную рефракцию электромагнитного излучения, а также зоны в которой показатель преломления равен 1.

Введение

Широкое внимание уделено созданию метаматериалов с различными электродинамическими свойствами, такими как отрицательные магнитные и диэлектрические проницаемости. Данные материалы в СВЧ–диапазоне применяются для улучшения диаграммы направленности антенн, а также для создания чрезвычайно легких поглотителей и экранов микроволнового излучения [1].

Подходящим примером материала с отрицательной диэлектрической проницаемостью, который может быть прозрачным и непрозрачным является проволочная среда, в которой диэлектрическая проницаемость зависит от частоты и может быть представлена в виде [2]:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (1)$$

где ω_p –параметр, зависящий от плотности, заряда и массы носителей заряда; его обычно называется плазменной частотой. Ниже плазменной частоты, диэлектрическая проницаемость отрицательна, и электромагнитные волны не могут в ней распространяться. Выше плазменной частоты, диэлектрическая проницаемость является положительной, и электромагнитные волны могут распространяться через такую среду.

Ранее в экспериментальных и теоретических работах было показано, что электромагнитные кристаллы обладают зонной структурой спектра [3]. Из данных работ видно, что в области частот, где отношение периода решетки к длине волны электромагнитного поля внутри диэлектрической матрицы $a/\lambda < 0.25$ эффективная электрическая проницаемость $\varepsilon_{\text{eff}}(\omega) = \varepsilon_m (1 - \omega_p^2 / \omega^2)$ отрицательна (т.к. $\omega < \omega_p$) и электромагнитные поля не могут распространяться в такой среде. Однако в интервале $0.3 < a/\lambda < 1$ поведение эффективных магнитной и электрической проницаемостей является аномальным. При $0.3 < a/\lambda < 0.5$, диэлектрическая проницаемость положительна, и проволочная структура пропускает электромагнитное излучение, которую можно назвать 1 зоной прозрачности [3]. При $0.5 < a/\lambda < 0.65$ структура не прозрачна. А при $a/\lambda > 0.65$ структура снова пропускает электромагнитное излучение, которая является второй зоной прозрачности электромагнитного излучения. Исходя из работы [4], где для электромагнитного кристалла треугольной решетки во второй разрешенной зоне обнаружено отрицательное преломление мы предполагаем, что и в нашем случае в данной области будет отрицательное преломление, следовательно, обе проницаемости будут отрицательны.

1.1 Метод экспериментального исследования.

Исследования проводились в диапазоне 8 – 13 ГГц, для демонстрации обеих ($0.3 < a/\lambda < 0.5$ и $a/\lambda > 0.65$) зон пропускания было изготовлены две прямоугольные пластины проволочной среды (рис. 1а.) из массива цилиндрических медных стержней длиной 12 мм и радиусом 0,35 мм образующих квадратную решетку в диэлектрической матрице. Период решетки для первого образца в котором исследуется первая зона брался $a=7$ мм и для второго образца $a=12$ мм. Диэлектрическая матрица – гипс ($\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$). Для демонстрации положительного и отрицательного преломления были изготовлены образцы в виде преломляющих призм с периодами решетки соответственно $a=7$ мм и $a=12$ мм (рис. 1б.).

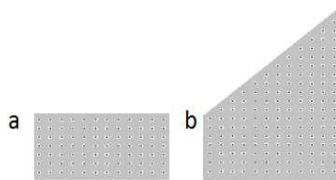


Рис. 1. Геометрия исследуемых образцов.

Прототип исследовательской установки описан в работе [5], а описание установки, на которой проводились измерения, приведено в работе [6]. Она состоит из трех основных блоков: скалярного анализатора цепей R2M-40, работающего в диапазоне от 10 МГц до 40 ГГц, формирователя направленного узкого пучка СВЧ излучения, плоской угловой камерой для исследуемых образцов, состоящей из двух медных пластины, а также ПК. Из-за поглощения электромагнитного излучения на стенках формирователя опорный уровень равен -24dB .

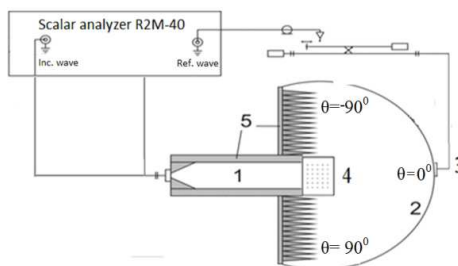


Рис. 2. Экспериментальная установка.

1 –формирователь пучка, 2 – измерительная камера, 3 – детекторная секция, 4 – исследуемый образец, 5 – поглотитель.

Данный спектрометр позволяет измерять коэффициент прохождения СВЧ-излучения в диапазоне углов от -90 до $+90$ градусов на частотах $8 - 13$ ГГц.

1.2. Численные исследования.

Путем численного моделирования были получены двухмерные картины распределения электромагнитного поля. Электрическая напряженность волны получена численным решением уравнения(2) при соответствующих граничных условиях.

$$\nabla \times \mu^{-1} (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \left(\epsilon - i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \right) \mathbf{E} = 0 \quad (2)$$

Решение уравнения (2) в точках наблюдения внутри композитного слоя находится прямым численным методом конечных элементов с учетом граничных условий. Сетка разбиения на конечные элементы задается таким образом, чтобы размер ячейки был много меньше размера неоднородностей, размера структурных элементов композита (радиуса стержней), локальной длины электромагнитной волны и толщины скин-слоя.

2. Результаты экспериментов и численного моделирования.

2.1. В ходе эксперимента и численного моделирования для образца в виде преломляющей призмы с периодом решетки $a=7$ мм было обнаружено, что на частоте из первого диапазона, соответствующей $0.3 < a/\lambda < 0.5$ электромагнитная волна при прохождении через призму испытывает положительное преломление.

На рисунке 3 показаны экспериментальные (а) и численные (б) зависимости интенсивности прошедшей волны от угла θ на ряде частот, при которых максимум интенсивности наблюдается при $\theta \approx 0$, т.е. волна не преломляется и коэффициент преломления $n \approx 1$.

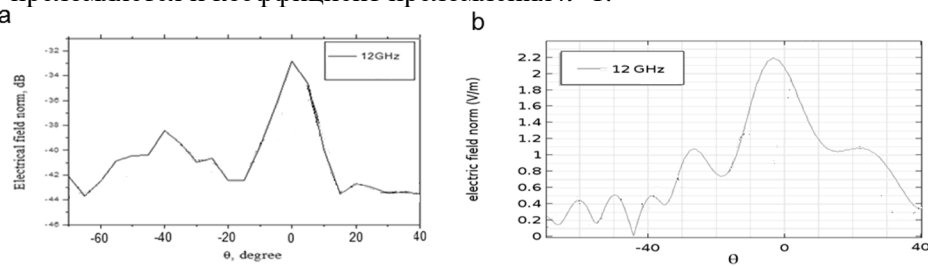


Рис. 3. Результаты эксперимента(а) и численного моделирования (б).

На рисунке 4 показано распределение электромагнитного поля для данного случая с $n \approx 1$ на частоте 12 ГГц.

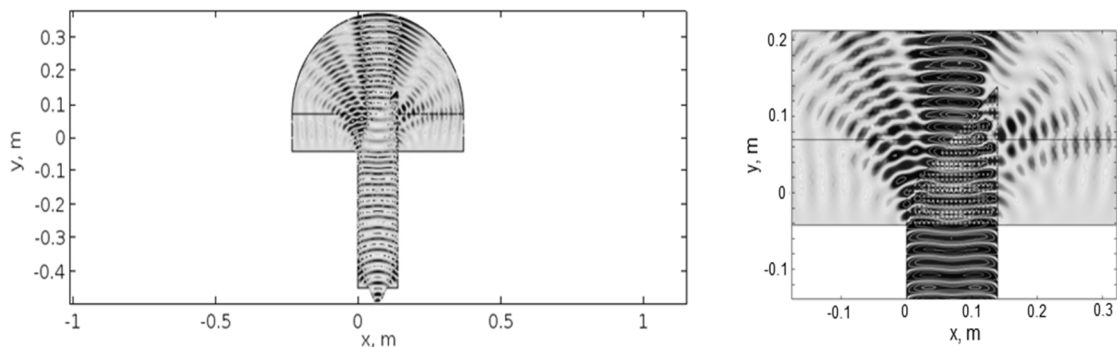


Рис. 4. Численный расчет распределения поля в проволочной структуре с постоянной решетки $a=7$ мм.

2.2. Из эксперимента и численного моделирования для образца в виде преломляющей призмы с периодом решетки $a=12$ мм было обнаружено, что на частотах из второго диапазона $a/\lambda > 0.65$ электромагнитная волна при прохождении через призму испытывает отрицательное преломление $\theta < -45^\circ$. Данный эффект наиболее четко виден на картинах распределения в середине второй зоны (при $a/\lambda=0.75$ и $f=12.6$ ГГц), т.к. волна меньше всего отражается от образца. На рисунке 7 показана зависимость интенсивности прошедшей волны от угла θ на частотах из середины второй зоны.

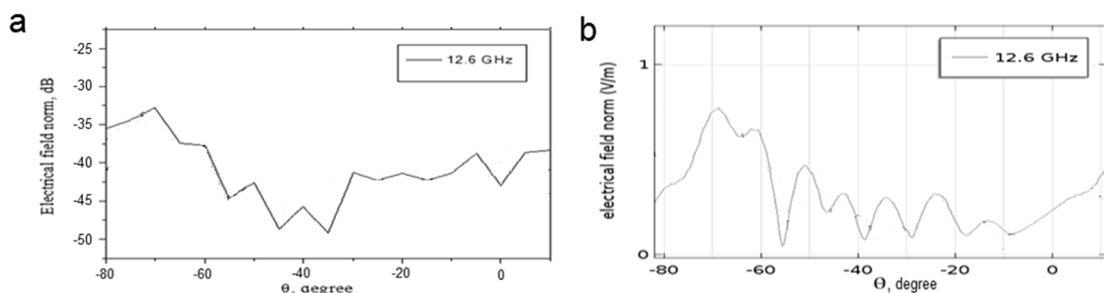


Рис. 5. Результаты эксперимента (а) и численного моделирования (б)

На рисунке 5 показано распределение электромагнитного поля для случая отрицательного преломления ($\theta < -45^\circ$) на частоте 12,3 ГГц из середины второй зоны где данный эффект отрицательного преломления более нагляден.

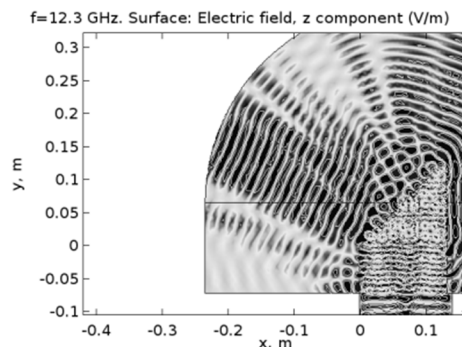


Рис. 6. Численный расчет распределения поля в проволочной структуре

Отрицательное преломление ($\theta < -45^\circ$) микроволнового излучения в проволочной структуре во второй зоне прозрачности с $0.65 < a/\lambda < 1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bonafacic, D., Hrabar, S. et. al., *Microw. Opt. Technol. Lett*, 2006
2. P.A. Belov, S.A. Tretyakov, A.J., Viitanen. Dispersion and reflection properties of artificial media formed by regular lattices of ideally conducting wires, *Waves and Appl.* 2002. Vol.16. № 8, pp. 1153-1170.
3. И.В. Бычков, И.С. Зотов, А.А. Федий. Исследование амплитудно-частотной характеристики коэффициента пропускания двумерного электромагнитного кристалла, образованного медными цилиндрами. *Письма в ЖТФ*, 2011, том 37, вып. 23.
4. P.V. Parimi et al. Negative Refraction and Left-Handed Electromagnetism in Microwave Photonic Crystals, *Physical Review Letters*, Vol. 92, No. 12, 22 March 2004, p. 127401.
5. Starr A.F., Rye P.M., Mock J.J., Smith D.R. Angle resolved microwave spectrometer for metamaterials studies, *Review of Scientific Instruments*. Vol. 75, №4. P.820-825
6. И. В. Бычков, Д. В. Дубровских, И. С. Зотов, Д. А. Павлов, А. А. Федий, В. Г. Шавров. Угловой спектрометр для исследования метаматериалов.// *Журнал радиоэлектроники: электронный журнал*. 2011. N5. URL: <http://jre.cplire.ru/alt/may11/6/text.pdf>

СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИЁМНЫЕ СТРУКТУРЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛЯ РАДИОАСТРОНОМИИ

К.И. Рудаков^{1,2}, А.М. Барышев^{3,4}, П.Н. Дмитриев², А.В. Худченко^{2,3}, В.П. Кошелец²

¹Московский физико-технический институт (государственный университет)

rudakov@phystech.edu

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

pavel@hitech.cplire.ru, valery@hitech.cplire.ru

³Нидерландская организация астрономических исследований (NOVA), университет Гронингена

A.M.Baryshev@sron.nl, A.Khudchenko@sron.nl

⁴Организация космических исследований Нидерландов (SRON)

A.M.Baryshev@sron.nl

Разработан, изготовлен и протестирован волноводный приёмный элемент для частот 700-950 ГГц на основе туннельных структур сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник (СИС). Два туннельных перехода Nb/AlN/NbN размещены в микрополосковой линии с нижним электродом толщиной порядка 300 нм из NbTiN и верхним электродом толщиной 500 нм из Al. Оптимизация технологических процессов позволила изготовить СИС переходы субмикронной площади (0,5 мкм² каждый) с плотность тока ~ 30 кА/см² и шириной щели 3,2 мВ. Такие туннельные переходы обеспечили работу приёмного элемента в широкой области частот – 700-950 ГГц, что было подтверждено измерениями ФТС (Фурье спектрометр) и шумовой температуры. Скорректированная шумовая температура приемника на частоте 725 ГГц составила 120 К, что лишь в 3 раза превышает квантовый предел hf/k_B ; шумовая температура увеличивается до 390 К в верхней части частотного диапазона..

В рамках проекта CHAMP [1] для телескопа APEX [2] (Atacama Pathfinder Experiment) был разработан и изготовлен высокочувствительный приёмник. Прибор, установленный на телескопе, состоит из двух 7-пиксельных матриц гетеродинных приёмников, работающих в диапазонах 600 - 720 ГГц и 790 - 950 ГГц, которые соответствуют окнам прозрачности атмосферы. Высокочувствительными элементами приёмников являются смесители на основе туннельных переходов сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС) Nb-AlO_x-Nb. Однако приёмники верхнего частотного диапазона имеют сравнительно высокую шумовую температуру порядка 400 К. Для улучшения чувствительности телескопа был начат проект CHAMP+, целью которого является создание гетеродинного сверхпроводникового приёмника с шумовой температурой порядка 200 К, работающего в диапазоне 790 - 950 ГГц. Данная работа посвящена исследованию прототипа приёмника диапазона 790-950 ГГц на основе СИС смесительной структуры NbTiN-Nb-AlN-NbN субмикронного размера и высокой прозрачностью барьера (плотность тока 30 кА/см²).

Смесительный элемент выполнен по планарной технологии на кварцевой подложке и состоит из треугольной антенны-пробы в волноводной структуре 300 x 75 мкм, согласующей микрополосковой структуры, системы ВЧ фильтров, электрически прозрачных, в диапазоне 4 - 12 ГГц и детектора на основе СИС переходов площадью 0,5 мкм². Типичная вольтамперная характеристика (ВАХ) приведена на рис. 1, а микрофотография части смесительного элемента показана на рис. 2.

Поскольку рабочая частота приемного элемента превышает «щелевую» частоту ниобия, в качестве нижнего электрода приёмного элемента была использована плёнка сверхпроводника NbTiN толщиной 280 нм с критической температурой 14.1 К, а в качестве верхнего - высококачественная плёнка Al, толщиной 500 нм. В качестве диэлектрика в микрополосковой линии используется SiO₂ толщиной 250 нм. При проведении тестовых испытаний верхний слой Al постепенно разрушается ввиду высокой химической активности металла. В связи с этим часть изготовленных образцов была пассивирована слоем SiO₂, что обеспечило большую надёжность и повторяемость результатов измерений характеристик СИС переходов при термоциклировании.

Для экспериментального измерения отклика приёмного элемента был использован Фурье интерферометр (ФТС); в качестве источника ТГц излучения был использован резистивный нагреватель-глобар. Для измерения отклика приёмного элемента, на СИС переходах устанавливалась рабочая точка 2,5 мВ в режиме задания напряжения; результаты измерения представлены на рис. 3.

Для корректного расчета изготавливаемой структуры необходимо знать точное значение удельной ёмкости переходов с туннельным слоем на основе AlN. Анализ статей [3], [4] показал, что существует значительный «разброс» значений удельной ёмкости СИС. Согласно [3] величина удельной ёмкости составляет 60 фФ/мкм² при плотности критического тока 56 кА/см², а в статье [4] указана удельная ёмкость 85 фФ/мкм² при плотности критического тока 50 кА/см². Для того чтобы заведомо реализовать требуемую входную полосу в изготовленную серию были включены образцы, рассчитанные на различную удельную ёмкость. Согласно данным, приведённым в статье [5], удалось определить удельную ёмкость СИС перехода в используемой технологии ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН для плотности тока 30 кА/см²; она оказалась равной 80 фФ/мкм².

Было проведено трёхмерное электромагнитное моделирование изготовленных структур с учётом размещения чипа-образца в волноводе. Согласно рис. 4, экспериментальный отклик приемной структуры ниже расчётного в диапазоне 900 – 1000 ГГц. Ввиду высокого качества используемых туннельных переходов, мы полагаем, что отклонение от расчётных данных в верхней части частотного диапазона вызвано большими потерями в плёнках, чем предсказывает оценка по теории Маттиса-Бардина [6]. Толщина слоя NbTiN в результате процесса изготовления структуры получилась меньше расчётной и уменьшилась до значений толщин, близких к Лондоновской глубине проникновения. Такое изменение геометрии может приводить к проникновению электромагнитных полей в нижние слои плёнки NbTiN, свойства которых отличается от толстой плёнки, и даже в подложку; вероятно, по этой причине наблюдается быстрый рост потерь на высокой частоте. Особенности расчётной кривой на частотах больших 950 ГГц являются артефактами используемых расчётных моделей [6], [7]. Два глубоких провала на кривой экспериментального отклика в нижней и верхней частях частотного диапазона соответствуют линиями поглощения воды в квазиоптическом тракте интерферометра.

Для обеспечения работы приёмного элемента в квазичастичном режиме требуется «подавить» критический ток туннельных переходов внешним магнитным полем. Чем выше порядок минимума зависимости критического тока от внешнего магнитного поля, тем лучше подавление критического тока и ниже электрические шумы; однако, большое магнитное поле, уменьшает величину энергетической щели сверхпроводников, что приводит к понижению щелевого напряжения на ВАХ, и, как следствие, к серьёзному снижению верхней границы рабочего диапазона. Для используемых образцов оказалось достаточным перейти в первый минимум зависимости критического тока туннельного перехода от внешнего магнитного поля.

Для измерения шумовой температуры был использован Y-фактор метод, в качестве «горячей» нагрузки использовался поглотитель при 300 К, а в качестве «холодной» нагрузки был использован охлаждённый до 77 К поглотитель. Шумовая температура различных типов приёмных элементов показана на рис. 5. Представленные данные скорректированы на майларовый делитель квазиоптического пучка толщиной 12 мкм и коэффициентом пропускания 88 %, так как в реальном приемнике гетеродин будет вводиться через делитель в криостате. В диапазоне 700 - 950 ГГц шумовая температура растёт с 120 К до 390 К. На рисунке 5 приведены зависимости шумовой температуры от частоты для различных образцов приёмных элементов, а также показана зависимость $3 hf/k_B$ (величину hf/k_B называют квантовым пределом); полученные результаты в большей части диапазона сравнимы с данными для 10 диапазона радиотелескопа АЛМА [8].

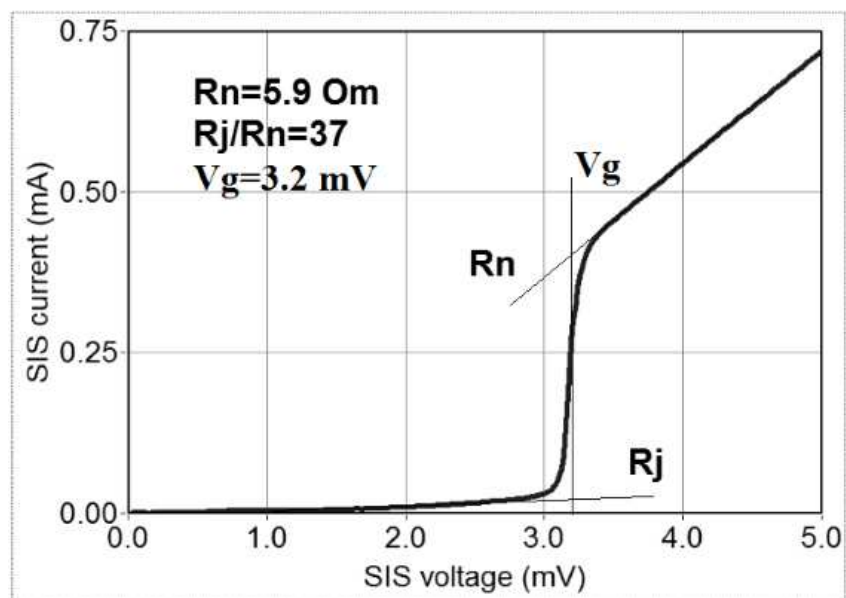


Рис. 1. Вольтамперная характеристика приемной структуры на основе двух идентичных СИС переходов, расположенных на малом расстоянии друг от друга и включенных параллельно.

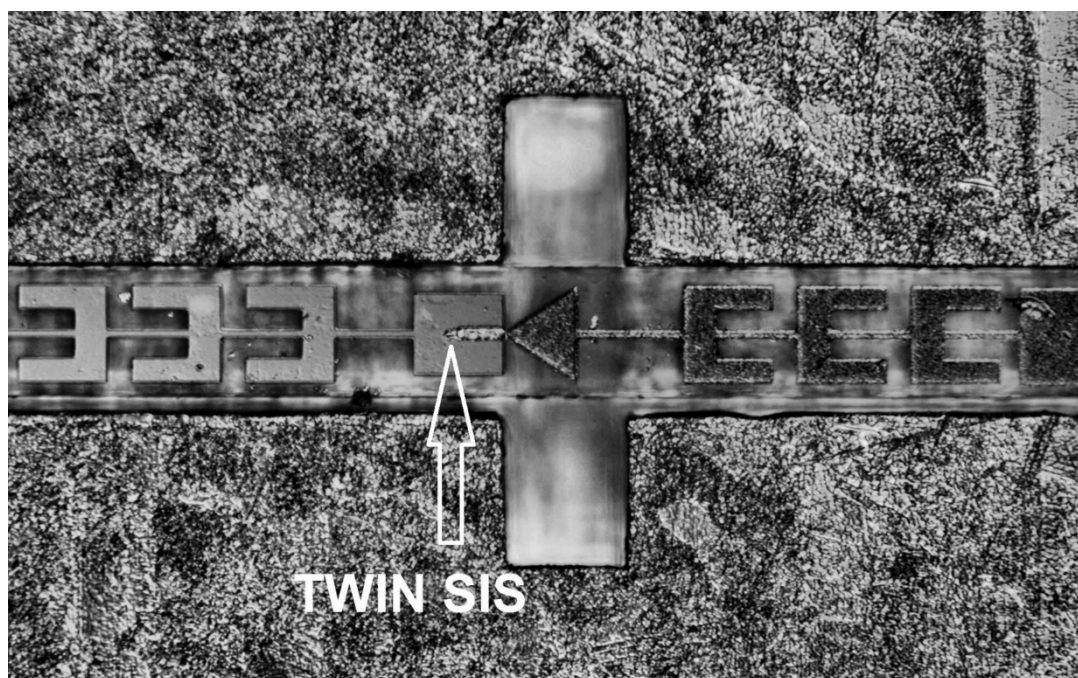


Рис. 2. Микрофотография центральной части приёмного элемента.

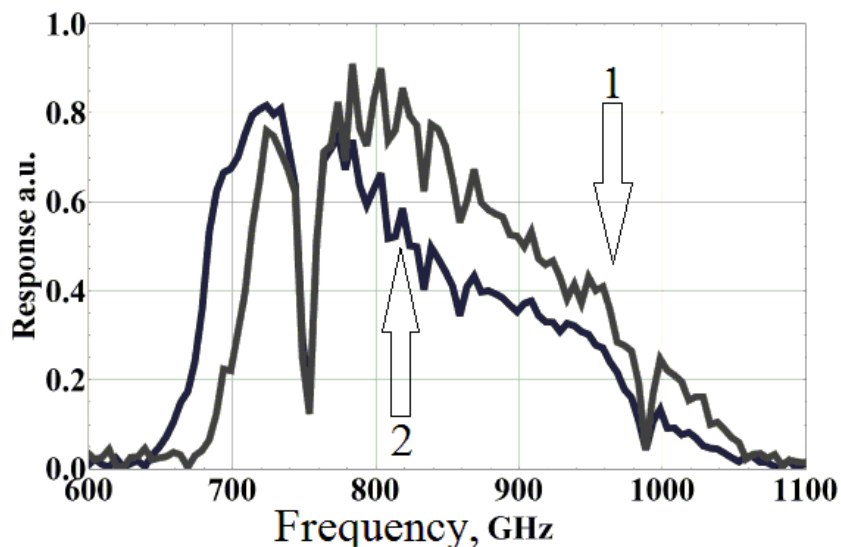


Рис. 3. Экспериментальные отклики различных дизайнов приёмных элементов. Дизайн, обозначенный стрелкой 1, при проектировании был настроен на большую удельную ёмкость, чем дизайн обозначенный стрелкой 2.

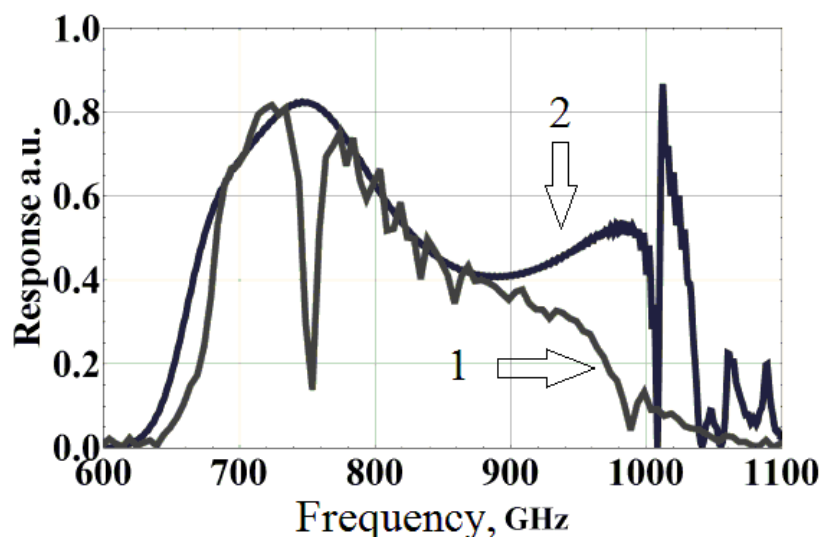


Рис. 4. Сравнение экспериментального отклика (кривая 1) приёмного элемента и соответствующей теоретической оценки (кривая 2). Артефакты выше 1 ТГц на расчётной кривой связаны с особенностью используемой расчётной системы. Два глубоких провала на экспериментальной кривой соответствуют линиям поглощения воды.

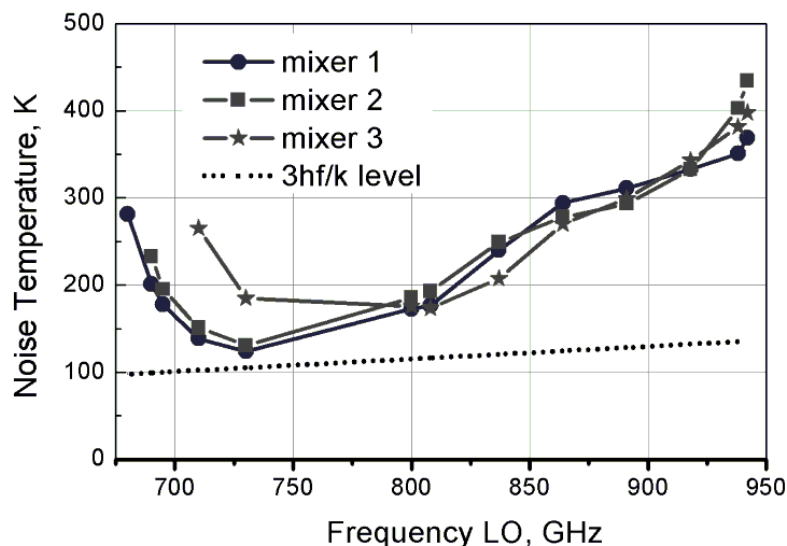


Рис. 5. Скорректированные шумовые температуры различных приёмных элементов. Смеситель 1 и смеситель 2 имеют одинаковые настроечные структуры, смеситель 3 имеет отличный от смесителей 1 и 2 дизайн.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Kasemann, R. Güsten, S. Heyminck, B. Klein, T. Klein, S. D. Philipp, A. Korn, G. Schneider, A. Henseler, A. Baryshev, T. M. Klapwijk, "CHAMP+: a powerful array receiver for APEX", *Proc. of SPIE*, 2006. vol. 6275. 62750N.
2. R. Güsten, R. Booth, C. Cesarsky, K. Menten, et al., "Ground-based and Airborne Telescopes", *Proc. of SPIE*, 2006. vol. 6267. 626714-1.
3. F. J. Lodewijk, T. Zijlstra, S. Zhu, F. P. Mena, A. M. Baryshev, and T. M. Klapwijk, "Bandwidth Limitations of Nb/AlN/Nb SIS Mixers Around 700 GHz", *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, 2009. vol. 19. pp. 395-399.
4. J. Kawamura, D. Miller, J. Chen, J. Zmuidzinas, B. Bumble, H. G. Le Duc, and J. A. Stern, "Very high-current-density Nb/AlN/Nb tunnel junctions for low-noise submillimeter mixers", *Appl. Phys. Lett.*, 2000. vol. 76. p. 2119.
5. A. Khudchenko, A. M. Baryshev, K. I. Rudakov, P. M. Dmitriev, R. Hesper, L. de Jong, V. P. Koshelets, "High-Gap Nb-AlN-NbN SIS Junctions for Frequency Band 790–950 GHz," in *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 2016. vol. 6. no. 1. pp. 127-132.
6. Shiping Zhou, A. Jabbar, JiaShan Bao, Keqin Wu, and Bianjun Jin, "Analytical solution of Mattis–Bardeen theory for surface impedance of superconductors", Physics Department, Shanghai University of Science and Technology, Shanghai 201800. China.
7. К.И. Рудаков, В.П. Кошелец, "Определение параметров высокочастотных тонкоплёночных структур", *Нелинейный мир*, с.20-21, №2. 2014.
8. Y. Uzawa, Y. Fujii, A. Gonzalez, K. Kaneko, M. Kroug, T. Kojima, A. Miyachi, K. Makise, S. Saito, H. Terai, and Z. Wang, "Tuning Circuit Material for Mass-Produced Terahertz SIS Receivers", *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol. 25. no. 3. 2401005. 2015.

ТУННЕЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ КОРОТКОПЕРИОДНЫХ СВЕРХРЕШЕТОК С ТГц РЕЗОНАТОРОМ

С.К. Папроцкий¹, И.В. Алтухов¹, М.С. Казан¹, С.Е. Дижур¹, Н.А. Хвальковский¹, Н.Д. Ильинская², А.А. Усикова², Ю.М. Задиранов², А.Д. Буравлёв², А.П. Васильев², В.М. Устинов², А.Н. Баранов³, Р. Тесье³

¹ *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия* ²

Физико-технический институт им. Иоффе РАН, 194021 С. Петербург, Россия

³ *IES, Université Montpellier 2, CNRS, Montpellier, France*

1. Исследован вертикальный транспорт в короткопериодных сверхрешетках InAs/AlSb и GaAs/AlAs при комнатной температуре. Обнаружено влияние ТГц резонатора на вольтамперные характеристики в режиме как резонансного, так и нерезонансного туннелирования. Предложены возможные объяснения.

Введение

Терагерцовый (ТГц) диапазон частот электромагнитных волн (0.1-10 ТГц) представляет особый интерес для множества приложений. Использование излучения этого диапазона необходимо для дистанционного экологического мониторинга, глобальных метеорологических наблюдений, в радарных системах, в астрономии космического базирования, в медицине, в лабораторных приборах для молекулярной спектроскопии и во многих других областях. Тем не менее, этот диапазон частот до сих пор остается наименее изученным и используемым в применениях. В основном, это связано с отсутствием компактных, перестраиваемых и достаточно мощных источников ТГц излучения. Среди существующих в настоящее время полупроводниковых источников когерентного излучения надо отметить, прежде всего, лазеры из объемного p-Ge с горячими дырками [1] и квантовые каскадные лазеры (ККЛ). ККЛ могут работать и в ТГц диапазоне [2-4]. Стимулированное ТГц излучение было получено также на внутрипримесных оптических переходах в объемном n-Si при оптической накачке [5] и в напряженных объемном p-Ge и структурах SiGe/Si с одиночной квантовой ямой в сильных электрических полях [6].

Отметим, что все ТГц полупроводниковые лазеры работают при криогенных температурах, а поскольку энергия квантов в ТГц области ~ 10 мэВ, то реализовать инверсию заселенности при комнатной T ($kT=25$ мэВ) практически невозможно. Поэтому приходится отказаться от лазерной схемы и искать другие пути для получения ТГц генерации при комнатной T. Разумным представляется поиск систем с «быстрой» (высокочастотной) отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП), которая может возбудить колебания в соответствующем резонаторе. Хорошим примером являются резонансно-туннельные диоды, в которых при комнатной температуре недавно получена генерация до частот $\sim 1,4$ ТГц [7, 8], однако с малой выходной мощностью.

Еще одна возможность получения генерации ТГц диапазона, которая в настоящее время привлекает большой интерес исследователей, возникает в полупроводниковых сверхрешетках (СР) при возбуждении так называемых блоховских осцилляций. Основным препятствием в реализации таких колебаний является существование статической отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), которая приводит к образованию электрических доменов, что подавляет усиление блоховских волн [9]. Поэтому существенным является поиск способов предотвращения электрической неустойчивости при ОДП. Были предложены различные способы подавления образования электрических доменов, например, с помощью использования ТГц резонатора или приложенного внешнего СВЧ поля [10]. Высокочастотное поле может приводить к тому, что зависимость среднего тока от постоянного напряжения будет иметь положительный наклон в рабочей точке и тем самым будет достигнута устойчивость однородного распределения поля. С другой стороны, образцы с доменами могут обладать динамической ОДП на высоких частотах [11-14] (действительная часть импеданса $\text{Re}Z < 0$) и могут быть использованы для ТГц генерации. СР перспективны для реализации ТГц генерации, поскольку времена релаксации проводимости и объемного заряда в СР подходящей конфигурации и уровне легирования $\sim 10^{17}$ см⁻³ могут быть $\sim 10^{-13}$ с, т.е. соответствовать ТГц диапазону. Для реализации усиления и генерации электромагнитного излучения ТГц диапазона с помощью СР при температурах вблизи комнатной нужно выполнить несколько существенных условий.

Для получения коротких времен установления проводимости, которая в СР определяется туннелированием, нужны узкие барьеры. Чтобы исключить термическое возбуждение электронов на вышележащие уровни размерного квантования и в свободную зону, нужны узкие квантовые ямы и достаточно большой разрыв зон. Т.е. необходимы короткопериодные СР. Для реализации быстрой отрицательной динамической проводимости в СР с доменами нужно короткое максвелловское время, т.е. достаточно высокий уровень легирования.

В настоящей работе исследовались короткопериодные и сильнолегированные СР InAs/AlSb и GaAs/AlGaAs, в частности, при наличии распределенных резонаторов ТГц диапазона.

Образцы и условия эксперимента

Исследовались сверхрешеточные структуры InAs/AlSb и GaAs/AlAs, выращенные с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии. СР InAs/AlSb содержали 60 периодов 4.5 нм InAs/3.5 нм AlSb, расположенных между верхним контактным слоем n^+ -InAs<Si> ($n = 1 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$) и подложкой n^+ -InAs<Si> ($n = 2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$). Квантовые ямы InAs в СР были легированы Si в концентрации $(1-2) \cdot 10^{17}$ или же $(5-6) \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$. СР GaAs/AlAs содержали 100 периодов 4 нм GaAs/2 нм AlAs расположенных между сильно легированными верхним контактным слоем n^+ -GaAs ($n=1 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$) и подложкой n^+ -GaAs ($n=2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$). Концентрация доноров в СР составляла $(1-2) \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$. С помощью сухого (ионного) травления и обычной фотолитографии были изготовлены меза-структуры в форме дисков диаметром 10-15 мкм. Верхний металлический контакт, нанесенный по периметру диска, имел форму кольца, образуя распределенный резонатор, представляющий собой, фактически, микрополосковую линию, свернутую в кольцо. В таких резонаторах электрическое поле электромагнитной волны направлено поперек слоев, а волна распространяется вдоль периметра кольца. Были изготовлены резонаторы на длины волн в свободном пространстве от 110 до 160 мкм. Вид резонаторной структуры с полосковой линией для подвода напряжения показан на рис. 1.

К образцу прикладывались импульсы треугольной формы с временем нарастания от 0.2 до 10 мкс. Из зависимостей напряжения и тока от времени (рис. 2) восстанавливались вольтамперные характеристики при прямом и обратном ходе напряжения. Измерения проводились, в основном, при комнатной температуре.

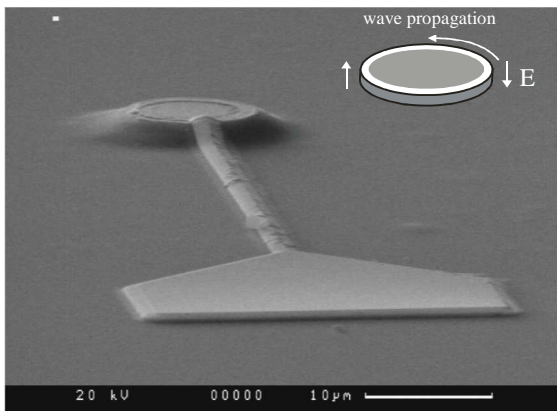


Рис.1. Резонаторная структура с токоподводом. На вставке - схема распространения волны и направление поля в резонаторе.

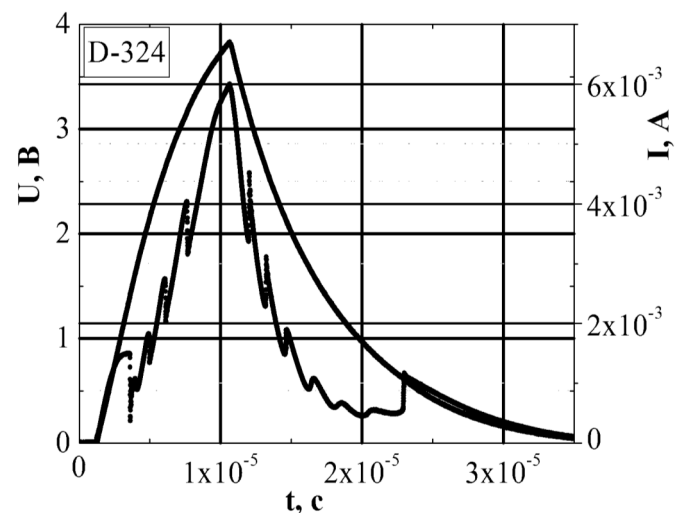


Рис. 2. Импульсы напряжения (верхняя кривая) и тока.

Результаты эксперимента и их обсуждение

На рис. 3. приведена вольтамперная характеристика (ВАХ) образца СР InAs/AlSb. На начальном участке ВАХ при $U < \sim 1.5 \text{ В}$ наблюдается насыщение тока. Это насыщение вызвано образованием статического домена, который образуется из-за флуктуационной неустойчивости однородного распределения электрического поля в образце с ОДП. Конец участка насыщения тока на ВАХ

соответствует $1,4 \text{ В}/60 = 23 \text{ мВ}$ на один период СР (60 – число периодов). Для использованных в наших экспериментах СР InAs/AlSb оценка ширины минизоны даёт $\sim 26 \text{ мВ}$. Это значит, что при дальнейшем увеличении напряжения расстояние между уровнями размерного квантования становится больше, чем ширина минизоны. Минизонная проводимость должна прекратиться, а протекание тока будет определяться нерезонансным туннелированием, схема которого показана на вставке к рис. 3. При этом ток должен монотонно расти с напряжением (см., например, [16, 17] и ссылки там). Однако в области напряжений 1,5 – 4,5 В на вольтамперной характеристике обнаруживаются несколько практически эквидистантных максимумов. Для данного образца расстояние между этими максимумами составляет $\sim 8,3 \text{ мВ}$ в расчете на один период СР.

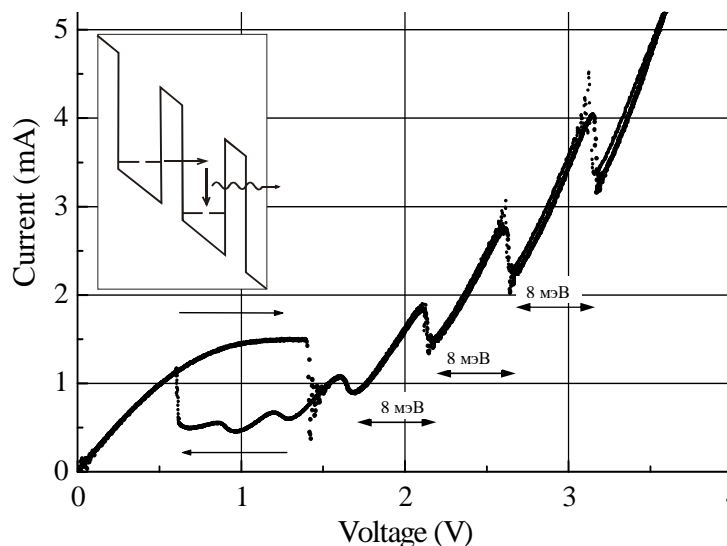


Рис. 3. Вольтамперная характеристика СР InAs/AlSb с кольцевым резонатором. $T=300 \text{ К}$. На вставке – схема нерезонансного туннелирования в СР.

Периодические максимумы на ВАХ мы связываем с влиянием резонатора за счет эффекта Пёрселла [18], который заключается в увеличении интенсивности спонтанного излучения в резонаторе по сравнению с излучением в свободное пространство. Интенсивность излучения в резонаторе усиливается в F_P раз, где коэффициент Пёрселла: $F_P = (3/4\pi^2) \cdot (\lambda^3/V)Q$ (λ – длина волны в материале, Q – добротность резонатора, V – модовый объем). Для добротности $Q = 100$ в нашем случае $F_P \sim 10^3$. В кольцевых резонаторах добротность кольцевых мод (так называемых мод шепчущей галереи) обычно на порядки больше и может достигать величин $> 10^7$, см., напр., работу [19]. Это значит, что энергия, отдаваемая электроном за счет излучения на резонансной частоте, может стать сравнимой с энергией, уносимой при испускании акустических фононов. Поэтому вблизи резонансных частот должен наблюдаться дополнительный рост тока. В кольцевом резонаторе эти частоты соответствуют целому числу волн на периметре кольца, а разность энергий квантов в соседних резонансах должна совпадать с энергией кванта основной моды с $\lambda \sim \pi D$ (D – диаметр кольца). Для образца, данные для которого приведены на рис. 3, наружный диаметр кольца составлял 14 мкм и наблюдаемая разность напряжений между максимумами с хорошей точностью коррелирует с энергией кванта с частотой нашего резонатора ($\sim 8 \text{ мВ}$).

На рис. 4 показаны вольтамперные характеристики СР GaAs/AlAs при комнатной и азотной температурах в режиме резонансного туннелирования. При некотором пороговом напряжении наблюдалось скачкообразное уменьшение тока, которое вызвано образованием движущихся доменов. Перепад тока при образовании доменов достигал 50%. При азотной температуре порог образования доменов смещался к меньшим полям, что связывается с усилением рассеяния на заряженных примесях. В отличие от случая нерезонансного туннелирования, особенности, наблюдающиеся при резонансном туннелировании, нерегулярны и отличаются в разных образцах. Мы связываем эти особенности тока с

усилением ТГц волн в резонаторе за счет отрицательного сопротивления СР с доменами и с изменением характеристик доменов (размер, поле) с ростом напряжения.

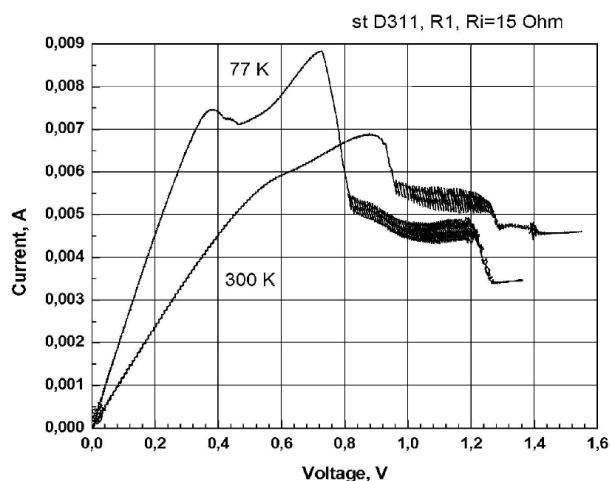


Рис. 4. Вольтамперные характеристики CP GaAs/AlAs при 77 and 300 K.

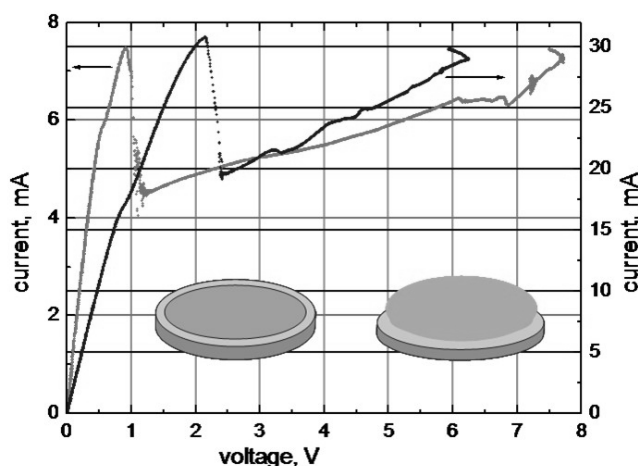


Рис. 5. ВАХ CP GaAs/AlAs до (левая вставка/шкала) и после (правая вставка) изменения резонатора.

Для проверки этого предположения был поставлен следующий опыт. На резонаторный образец (в форме диска с кольцевым металлическим контактом по периметру) наносилась капля проводящей пасты (эпоксидный клей с растворенным серебряным порошком), которая перекрывала всю верхнюю часть меза-структуры (см. вставки на рис. 5). На рис. 5 показаны ВАХ структуры до и после нанесения этой капли. Ток через измененный таким способом образец увеличивался примерно пропорционально увеличенной площади контакта. Кроме того, изменилось пороговое поле образования домена, чего вообще говоря, быть не должно, так как расстояние между токовыми контактами не изменилось. При удалении капли ВАХ восстанавливалась в первоначальном виде.

Возможная причина изменения порогового поля при изменении площади контакта – возникновение в резонаторе переменного поля достаточно большой амплитуды, которое за счет выпрямления на сильной нелинейности образца сдвигает рабочую точку на вольтамперной характеристике. Отметим, что аналогичный эффект – влияние переменного поля достаточно большой амплитуды на форму ВАХ по постоянному току – наблюдался в объемном GaAs с эффектом Ганна [20].

Заключение

Обнаружено влияние ТГц резонатора на проводимость короткопериодных сверхрешеток при резонансном и нерезонансном туннелировании. Серия эквидистантных максимумов на ВАХ в режиме нерезонансного туннелирования связывается с эффектом Пёрселла - влиянием резонатора на оптические электронные переходы в квантовых ямах. Обнаруженное влияние резонатора на резонансное туннелирование в CP GaAs/AlAs является указанием на возможность возбуждения ТГц резонатора за счет отрицательного сопротивления СР с доменами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 14-02-01062, 16-29-09626, 16-29-03135) и программ РАН «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий» и «Новые источники миллиметрового и терагерцового излучения и их перспективные приложения».

ЛИТЕРАТУРА

1. Андронов А.А. Горячие электроны в полупроводниках и субмиллиметровые волны (обзор) // ФТП, Т. 21, С. 701, 1987.
2. Köhler R., Tredicucci A., Beltram F., et al., // Nature vol. 417, p. 156, 2002.
3. Walther C., Fisher M., Scaliari G., Terazzi R., Hoyler N. and Faist J. // Appl. Phys. Lett., vol. 91, p. 131122, 2007.
4. Scaliari G., Terazzi R., Giovannini M., Hoyler N. and Faist J. // Appl. Phys. Lett., vol. 91, p. 032103, 2007; Kumar S., Hu Q., and Reno J.L. // Appl. Phys. Lett., vol. 94, p. 131105, 2009.

5. Pavlov S.G., Zhukavin R.Kh., Orlova E.E., Shastin V.N., Kirsanov A.V., Huebers H.-W., Auen K. and Riemann H. // *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, p. 5220, 2000.
6. Алтухов И.В., Чиркова Е.Г., Каган М.С., Королев К.А., Синис В.П., Одноблюдов М.А., Яссиевич И.Н. // *ЖЭТФ*, Т.115, С. 89, 1999; Каган М.С., Алтухов И.В., Синис В.П., Чиркова Е.Г., Яссиевич И.Н., Колодзей Дж. // *Радиотехника и электроника*, Т. 48, С. 1137, 2003; Kagan M.S., Altukhov I.V., Sinis V.P., Chirkova E.G., Paprotskiy S.K., Yassievich I.N., Odnoblyudov M.A., Prokofiev A.A., and Kolodzey J. // *ECS Trans.* vol. 3, (7) p. 745, 2006.
7. Feiginov M., Kanaya H., Suzuki S., and Asada M. // *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, p. 243509, 2014
8. Kanaya H., Sogabe R., Maekawa T., et al. // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 35, p. 425, 2014
9. Klappenberger F., Alekseev K.N., Renk K.F., Scheuerer R., Schomburg E., Allen S.J., Ramian G.R., Scott J.S.S., Kovsh A., Ustinov V., Zhukov A. // *Eur. Phys. J. B*, vol. 39, p. 483, 2004.
10. Alekseev K.N., Gorkunov M.V., Demarina N.V., Hyart T., Alexeeva N.V., and Shorokhov A.V. // *Europhysics. Letters*, vol. 73, p. 934, 2006.
11. Thim H.W. // *IEEE Trans.*, vol. ED-14, p. 517, 1967
12. Nakki B.W. // *J. Appl. Phys.*, vol. 38, p. 808, 1967
13. Жданова Н.Г., Каган М.С., Калашников С.Г. // *ФТП*, Т.8, С. 1731, С. 1736, 1974; Каган М.С., Ландсберг Е.Г., Чернышов И.В. // *ФТП*, Т.18, С. 986, 1984.
14. Алтухов И.В., Васильев Н.А., Каган М.С., Калашников С.Г., Кукушкин В.В., Лукаш В.С. // *ФТП*, Т.13, С. 1148, 1979; Алтухов И.В., Каган М.С., Калашников С.Г., Кукушкин В.В., Соляков В.Н. // *ФТП*, Т.13, С. 1356, 1979; Алтухов И.В., Галченков Л.А., Каган М.С., Кукушкин В.В. *ФТП*, Т.19, // С. 1286, 1978.; И.В. Алтухов, М.С. Каган, С.Г. Калашников, В.В. Кукушкин, С.М. Овечкин. // *Письма в ЖТФ*, Т.6, 548, (1980).
15. Каган М.С., XVI Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников, тезисы, С. 94, 2006
16. Wacker A. // *Physics Reports* vol. 357, pp. 1-111 (2002)
17. Андронов А.А., Додин Е.П., Зинченко Д.И., Ноздрин Ю.Н. // *ФТП*, Т. 43, С. 248, 2009.
18. Purcell E.M. // *Phys. Rev.* vol. 69, p. 681, 1946.
19. Kippenberg T.J., Tchebotareva A.L., Kalkman J., Polman A., and Vahala K.J. // *Phys. Rev. Lett.* vol. 103, p. 027406, 2009.
20. Алтухов И.В., Каган М.С., Калашников С.Г., Кукушкин В.В., Ландсберг Е.Г. // *ФТП* Т. 12, С. 299, 1978.

КОМПАКТНАЯ КВАДРИФИЛЯРНАЯ АНТЕННА S-ДИАПАЗОНА

Дёмин Д.А., Филатов И.В., Чубинский Н.П.

*Московский физико-технический институт (государственный университет)
demin.da@mipt.ru*

Предложена конструкция малогабаритной печатной квадрифилярной антенны S-диапазона с интегрированной цепью питания для использования в составе командно-телеметрических радиолиний малых спутников. Антенна обладает широкой диаграммой направленности и высокой степенью эллиптичности в относительном диапазоне частот около 1 %.

Введение

При реализации программы создания миниспутников, выполненных в форм-факторе CubeSat, возникает необходимость сокращения размеров антенн при сохранении ими всех важнейших параметров излучателей спутниковых радиолиний. Связь со спутниками осуществляется через командно-телеметрическую радиолинию, к антеннам которой предъявляется ряд требований. Во-первых, они должны быть всенаправленными или, по крайней мере, закрывать верхнюю (нижнюю) полусферу. Кроме того, малые размеры CubeSat не позволяют разместить в корпусе полноценную систему ориентирования для штатной работы направленных антенн. Второе требование – круговая поляризация излучения антенны – является стандартным требованием для спутниковых радиолиний. Наконец, командно-телеметрическая радиолиния – низкоскоростная и узкополосная, поэтому требования широкополосности к антенне не предъявляется. Наоборот, малая ширина полосы (не более 1 %) позволяет рассматривать антенну как полосовой фильтр, необходимый для увеличения частотной развязки приемного и передающего каналов.

Традиционным для командно-телеметрических линий спутниковой связи является S-диапазон. С одной стороны, частота его достаточно низка, чтобы использовать микрополосковые линии и коаксиальные кабели. Для этого диапазона существует обширная элементная база, позволяющая создавать относительно недорогую аппаратуру связи. С другой стороны, на спутнике легко разместить эффективные антенны, размеры которых сравнимы с длиной волны.

Существует большое количество типов антенн с круговой поляризацией, наиболее распространенные из которых турникетные, патч-антенны и различные виды спиральных антенн, включая би- и квадрифилярные. Турникетные антенны обладают широкой диаграммой направленности (коэффициент усиления около 2 дБи). Их диаграмма направленности симметрична относительно горизонтальной плоскости $z=0$, поэтому взаимодействие с проводящим корпусом спутника сужает ее (типичный коэффициент усиления турникетной антенной над металлической поверхностью – около 7 дБи).

Патч-антенны с круговой поляризацией можно условно разделить на два класса:

1. с вырожденной основной модой колебаний. Круговая поляризация возбуждается равными по амплитуде и сдвинутыми на 90° по фазе источниками.
2. с асимметричной формой (например, в форме квадрата с усеченными углами одной диагонали [1]). Обладают очень узкой рабочей полосой частот (обычно – около 0.5%), в которой излучение антенны имеет круговую поляризацию.

Коэффициент усиления патч-антенн составляет не менее 4...5 дБи (обычно – 7 дБи).

Квадрифилярная антенна

Квадрифилярная антенна (рис.1, [2]) состоит из 4 спиральных элементов, расположенных на цилиндрической (слабо конической) поверхности, точки возбуждения которых находятся на нижнем основании кругового сечения образующей со сдвигом 90° . Развертка печатной реализации спиральных элементов на цилиндрической поверхности показана на рис. 2. Антенна относится к классу резонансных антенн, а длины ее плеч выбираются в соответствии с порядком резонанса и граничными условиями. Для короткозамкнутых сверху спиралей их резонансная длина $L = n\lambda/4$ (здесь λ – длина волны, $n = 1, 2, \dots$ – порядок резонанса), а для разомкнутых –

$$L = (2n - 1)\lambda/4, \quad (1)$$

Возбуждение спиральных элементов производится в квадратуре с помощью фазосдвигающих цепей, либо при использовании эффекта автофазировки (принцип аналогичен возбуждению асимметричной патч-антенн единственным источником, и имеет тот же недостаток – малую ширину полосы в смысле степени эллиптичности излучения). Резонансный характер квадрифилярных антенн ограничивает рабочую полосу 3...5%, хотя известны и попытки ее расширения до 30% [3]. Существенным плюсом квадрифилярных антенн по сравнению с однозаходными спиральными является круговая поляризация, не зависящая от геометрических параметров антенны, в то время как параметры классических спиральных антенн с круговой поляризацией должны удовлетворять условию $C/\lambda \approx 1$, где C – длина окружности боковой поверхности антенны. В зависимости от знака сдвига фаз между плечами квадрифилярной антенны она может излучать либо вперед, либо назад. Печатная квадрифилярная антенна монтируется на металлизированном основании, поэтому режим излучения назад для таких антенн не представляет практического интереса. Геометрические параметры определяют тип диаграммы направленности, которая может иметь следующие формы: 1) высоконаправленную с максимумом вдоль оси спирали, 2) широконаправленную и 3) с минимумом в направлении оси спирали.

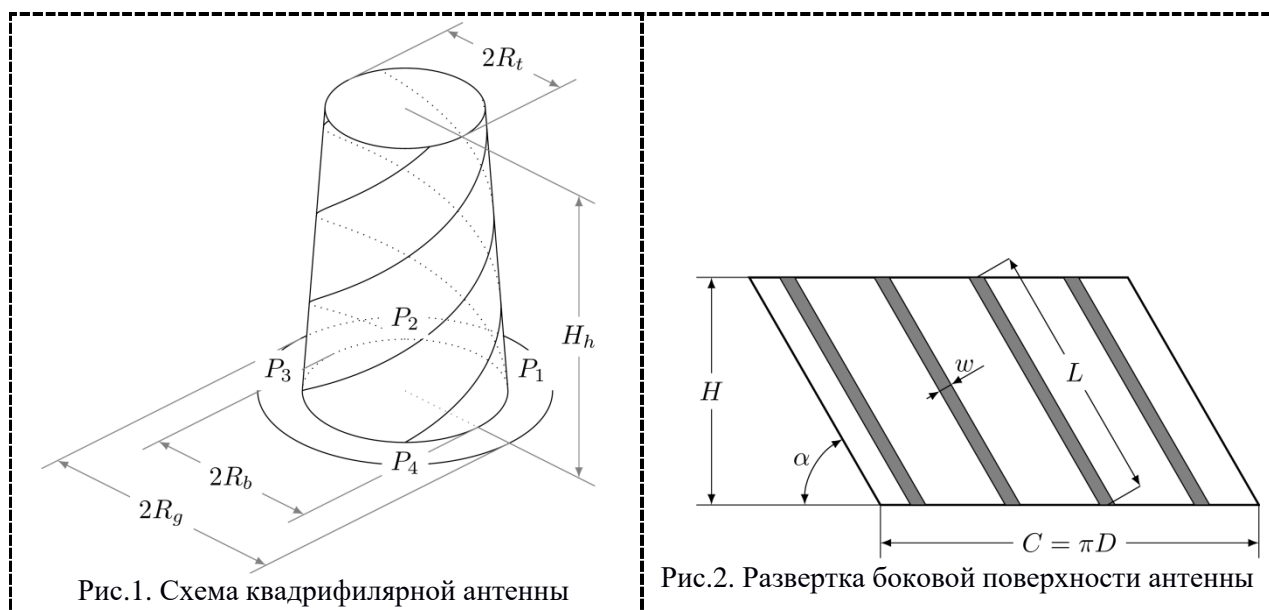


Рис.1. Схема квадрифилярной антенны

Рис.2. Развертка боковой поверхности антенны

Предлагаемая антенна реализует широконаправленную диаграмму. В [4] были установлены основные геометрические параметры квадрифилярной антенны, имеющей наиболее широкую ДН: угол намотки спирали $\alpha = 40^\circ \dots 60^\circ$, длина окружности $C = \lambda/2$, длина плеч антенны $L = 3\lambda/4$, или $n = 2$ в выражении (1). Возможна работа и при $n = 1$, однако такой режим сталкивается со следующими проблемами:

1. низкое входное сопротивление (единицы Ом против 50..60 Ом для $n = 2$)
2. более узкая по сравнению с $n = 2$ диаграмма направленности.

Простая оценка показывает, что средней частоте $f_0 = 2,28$ ГГц соответствует антенна высотой $H = L \cos \alpha = 85$ мм. Ширина полосы антенны не являлась приоритетным критерием, поэтому было принято решение максимально сократить линейные размеры антенны, используя следующие приёмы:

1. заключить спиральные элементы антенны в диэлектрическую оболочку,
2. линейные проводники спиральных элементов заменить на меандр.

Указанные приемы позволили создать антенну высотой $H = 43$ мм и диаметром основания $2R_b = 14$ мм. Для придания жесткости и надежности конструкции и удобства сборки антенне была придана небольшая конусность – $2R_t = 10,5$ мм. Боковая поверхность антенны выполнена на гибкой полиимидной подложке толщиной 125 мкм и заключена в диэлектрическую оболочку из фторопласта

($\epsilon_r = 2,2$). Резонансная частота антенны составляет $f_0 = 2,28$ ГГц, а относительная ширина полосы около 1% (рис. 3). Диаграмма направленности антенны приведена на рис. 4, ее ширина по уровню -3 дБ составляет $\pm 78^\circ$ (пунктиром показан уровень кросс-поляризации). Коэффициент эллиптичности приведен на рис. 5 – $AR \geq 0,8$ в диапазоне углов $\pm 68^\circ$. Эффективность антенны определяется как потерями в диэлектрике, окружающем спиральные элементы, так и омическими потерями в самих спиралях. КПД предлагаемой антенны на центральной частоте составляет $\eta = 0,8$.

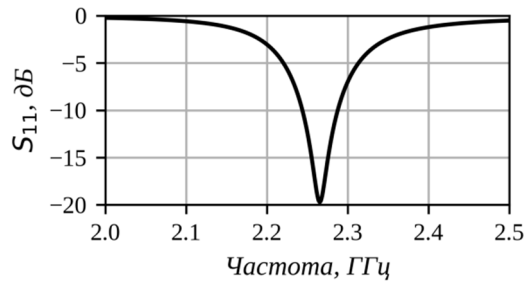


Рис. 3 Коэффициент отражения от антенны при волновом сопротивлении линии возбуждения $R_{ref} = 12,5$ Ом.

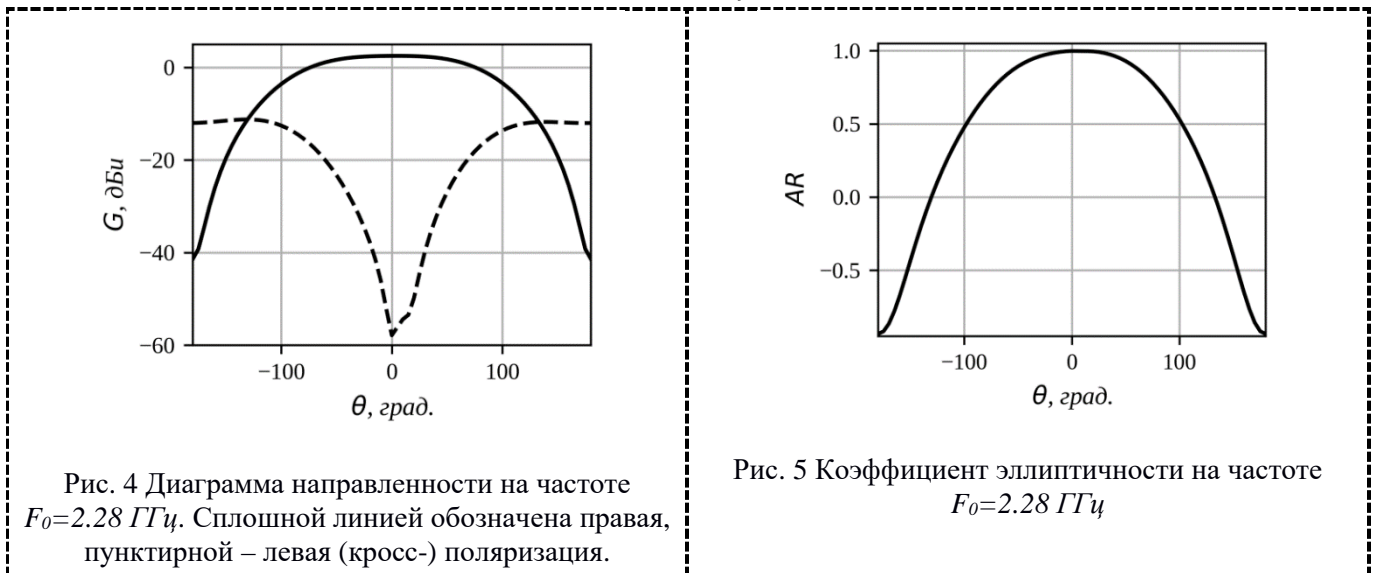


Рис. 4 Диаграмма направленности на частоте $F_0 = 2,28$ ГГц. Сплошной линией обозначена правая, пунктирной – левая (кросс-) поляризация.

Рис. 5 Коэффициент эллиптичности на частоте $F_0 = 2,28$ ГГц

Питающая цепь

Для возбуждения квадрифилярной антенны требуется 4-портовый источник с одинаковыми амплитудами и с увеличивающимися на 90 градусов сдвигами фаз. Такой делитель может быть построен с помощью различных устройств, например:

- на сосредоточенных элементах (трансформаторах). Это готовые устройства, предназначенные для поверхностного монтажа, причем существуют варианты именно квадратурных делителей. Обладают, однако, довольно высокими по сравнению с другими делителями потерями (1.5...3 дБ).
- микрополосковых делителей: на связанных микрополосках, 90- или 180-градусного гибридного кольца, делителя Вилкинсона и других. Делитель Вилкинсона – наиболее компактное устройство (длина микрополосковых линий $\lambda/2$, в то время как 90-градусное кольцо имеет длину окружности λ , 180-градусное – $3\lambda/2$), при этом он обеспечивает хорошую развязку между выходными портами.

Поделить входной сигнал между четырьмя выходными портами можно либо с помощью последовательно включенных двухпортовых делителей Вилкинсона, либо с помощью его четырехпортовой вариации. Последний вариант имеет меньшие потери, но сложнее в изготовлении.

Кроме того, делители первого и второго каскадов могут быть рассчитаны по отдельности, тогда как для многопортового делителя требуется симуляция полной цепи.

Малое входное сопротивление антенны требует мер по согласованию питающей цепи. Особенностью двухпортового делителя Вилкинсона, у которого волновое сопротивление плеч равно волновому сопротивлению питающей линии, является трансформация выходного сопротивления:

$$Z_{out} = Z_{in}/2 \quad (2)$$

Каскадным включением двух делителей можно добиться сокращения выходного импеданса в 4 раза (до 12.5 Ом), что является хорошим приближением к входному сопротивлению антенны.

Требуемые фазовые задержки были реализованы с помощью отрезков микрополосковых линий длиной $\lambda/2$ и $\lambda/4$ (рис. 6, числа над линиями указывают их волновые сопротивления и длины). Интересной особенностью схемы является подавление отражения от точек питания спиралей квадрифилярной антенны: например, сигнал, отраженный от точек «0» и «90» придет на порты делителя с пространственной задержкой $\lambda/2$, что соответствует противофазным сигналам на выходах делителя Вилкинсона. Вся отраженная мощность при этом рассеивается на резисторе делителя и не попадает во входной порт.

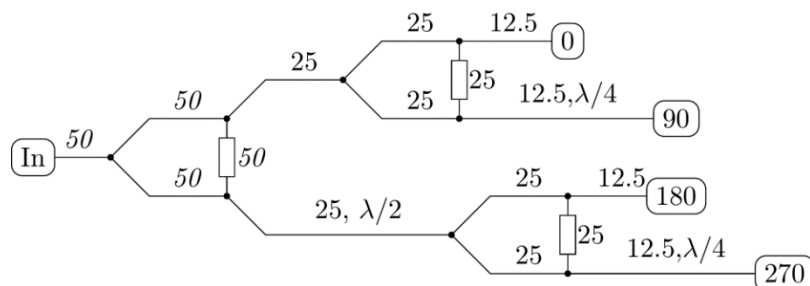


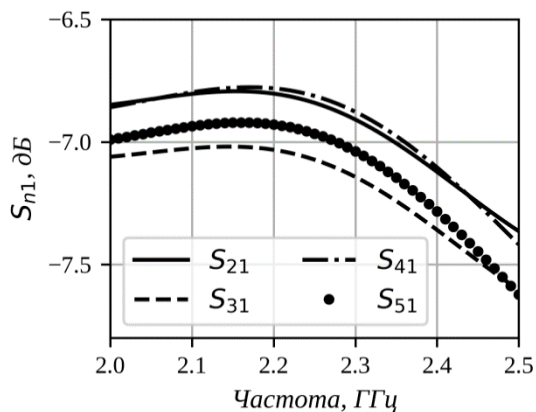
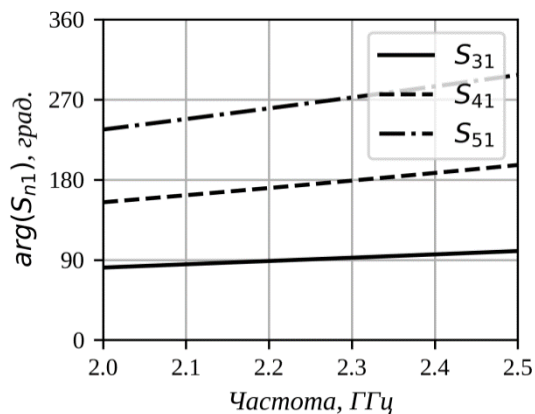
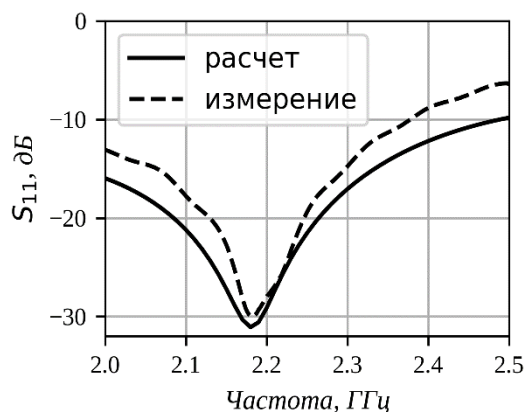
Рис. 6 Схема делителя мощности.

Делитель мощности изготовлен на двух подложках из двухсторонне фольгированного (толщина медной фольги 18 мкм) материала Rogers R4350B ($\epsilon_r=3,66$) толщиной 0.101 мм, разделенных «связующим слоем» (prepreg) из ламината FR4 толщиной 0.8 мм. Компоненты и линии делителей Вилкинсона расположены на нижнем слое печатной платы, а линии задержки находятся на верхнем слое и соединяются с помощью переходных отверстий с линиями нижнего слоя. Внутренние медные слои соединены с помощью переходных отверстий и составляют электрод ground. Для компенсации потерь в линиях задержки делителя были сделаны асимметричными, а их ширины рассчитывались в согласии с выражениями, приведенными в [5].

S-параметры рассчитанной цепи приведены на рис. 7-9. Амплитуды выходных сигналов близки к -7 дБ относительно входного сигнала в рабочем диапазоне антенны, что соответствует КПД цепи $\eta=0,8$. Ошибка фаз выходных сигналов не превышает $\pm 1^\circ$ в рабочем диапазоне (рис. 8). Коэффициент отражения от входного порта не хуже -15 дБ (рис. 9).

Заключение

Предложена печатная квадрифилярная антенна S-диапазона, предназначенная для работы в составе узкополосной низкоскоростной командно-телеметрической радиолнии (относительная ширина полосы частот 1%). Достигнуто существенное уменьшение её размеров: диаметр экрана (основания) – $2R_g=39$ мм, высота $H=43$ мм, что в 2 раза меньше высоты стандартной квадрифилярной антенны для данной частоты. При этом сохранилась большая ширина диаграммы направленности (полуширина $HPBW=\pm 78^\circ$) с высокой степенью круговой поляризации (эллиптичность $AR \geq 0,8$ в диапазоне углов $\pm 68^\circ$). Входной импеданс в точках возбуждения составляет $R_{in} \approx 10..12$ Ом. Для согласования со стандартным источником разработана питающая цепь, состоящая из включенных каскадным образом делителей Вилкинсона с линиями задержки.

Рис. 7. Амплитуды выходных параметров S_{n1} Рис. 8. Фазы выходных параметров S_{n1} по отношению к фазе S_{21} Рис. 9. Коэффициент отражения от входного порта S_{11}

К.п.д. делителя составляет $\eta=0,8$, что значительно выше к.п.д. схем на дискретных элементах. Фазовая ошибка не превышает $\pm 1^\circ$, а коэффициент отражения от делителя -15 дБ. Моделирование и оптимизация конструкции антенны выполнены с использованием пакета HFSS. Проведены измерения входных параметров рабочего макета.

ЛИТЕРАТУРА

1. Haneishi, M., Yoshida, S. A design method of circularly polarized rectangular microstrip antenna by one-point feed // Electron. Comm. Jpn. Pt. I, vol. 64, pp. 46-54, 1981.
2. Банков С. Е. , Бычков А., Давыдов А. Г., Курушин А. А. Многопроводные квадрифилярные антенны // Журнал радиоэлектроники, № 9, 2010.
3. Letestu Y., Sharaiha A. Broadband folded printed quadrifilar helical antenna // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 54, no. 5, pp. 1600-1604, May 2006
4. Sharaiha A., Terret C. Analysis of quadrifilar resonant printed helical antenna for mobile communications // IEE Proceedings H - Microwaves, Antennas and Propagation, vol. 140, no. 4, pp. 269-273, Aug. 1993.
5. Parad L. I., Moynihan R. L. Split-Tee Power Divider // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 13, no. 1, pp. 91-95, Jan 1965

ПРОБЛЕМЫ ДАЛЬНЕЙ КОСМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ И КРИОГЕННЫЕ МАЛОШУМЯЩИЕ ПРИЕМНИКИ

Леснов И.В.¹, Вдовин В.Ф.², Бубнов Г.М.², Грачев В.Г.³,
Дрягин С.Ю.², Елисеев А.И.², Пилипенко А.М.⁴

¹ ФГБОУ ВО «Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева»
ss18f@mail.ru,

² ФГБНУ «ФИЦ Институт прикладной физики Российской академии наук»
vdovin@appl.sci-nnov.ru

³ ОКБ Московского энергетического института
uhfxttd@yandex.ru

⁴ ОКБ Развития высоких технологий
o_pylupenko@mail.ru

Доклад посвящен проблеме повышения производительности каналов дальней космической связи. Мотивацией работы стала работа над успешным проектом создания канала связи на основе криогенных малошумящих усилителей для станций дальней космической связи в Медвежьих Озерах и г.Калязине для целей коммуникации с миссией Экзо Марс в октябре 2016 г. В докладе представлено экспериментальное подтверждение, что криогенное охлаждение приемника в разы увеличивает емкость телекоммуникационного радиоканала. Заметные резервы повышения лежат в применении СубТГц волн для телекоммуникаций, в работе выполнен анализ возможностей построения таких каналов.

Введение

Повышение производительности беспроводных телекоммуникационных каналов является актуальной задачей, диктуемой развитием современных наземных и космических коммуникаций. Очевидным способом повышения производительности является расширение полосы частот канала и неизбежное при этом повышение несущей частоты. Для наземных стационарных каналов связи оптоволоконная связь в оптическом диапазоне на сегодня вне конкуренции, и уже продемонстрирована в лабораторном эксперименте потенциальная возможность реализации терабитного канала [1]. Однако привязка к зафиксированному в пространстве волокну составляет колоссальное неудобство такого канала, оставляя для целого ряда приложений обширное поле совершенствования беспроводных каналов. Для беспроводных каналов повышение частоты до оптики также активно развивается, однако оптика не позволяет решить задачу создания высокопроизводительного надежного канала связи из-за драматического влияния атмосферы на сигналы оптического диапазона, нельзя забывать и о других естественных и искусственных помехах, ограничивающих открытые оптические каналы связи. Неплохой альтернативой оптике здесь являются телекоммуникации в Субтерагерцовом (СубТГц) и даже терагерцовом (ТГц) диапазонах частот, активно развиваемые в последнее пятилетие. СубТГц коммуникации способны обеспечить как достаточно широкую полосу канала, так и куда большую независимость от искусственных и естественных помех, чем открытые оптические каналы связи, позволяя эффективно работать даже при определенной облачности и в условиях наличия активных и пассивных помех.

В работе решается задача разработки метода оценки ёмкости канала земля-космос в условиях изменяющегося с изменением высоты места и окружающей температуры коэффициента поглощения, исследования влияние высоты расположения наземного порта канала, угла наклона, сезонной составляющей на изменение ёмкости СубТГц телекоммуникационного канала Земля- Космос.

Анализ ёмкости беспроводного телекоммуникационного канала Земля-Космос

В случае канала Земля-Космос величина атмосферного поглощения изменяется с ростом высоты, что потребовало внесения изменений в методику расчёта, а именно выполнить расчёт интегральной величины атмосферного поглощения от высоты расположения наземной части канала до высоты, на которой располагается космическая часть канала. И здесь задача имеет заметный практический смысл, поскольку космические коммуникации осуществляются как с инструментов расположенных

сравнительно невысоко над уровнем моря (системы дальней космической связи в г.г.Евпатория, Калязин, п.Медвежьи Озера), так и в горах. Очевидно, что последние для реализации коммуникаций в СубТГц и тем более в ТГц диапазонах куда более перспективны.

Анализ ёмкости беспроводного телекоммуникационного канала производился на основе методики [2] с учётом интегрального коэффициента ослабления обусловленного наличием атмосферы в канале Земля-космос. В этом случае мощность сигнала пересчитанная ко входу приёмника будет выражаться формулой (1).

$$P_{\text{signal}_{\text{db}}} = P_{\text{tx}} + G_{\text{tx}} + G_{\text{rx}} + 20 * \log \frac{c}{4 * \pi * d * v} - \alpha_h, \quad (1)$$

где: α_h – величина интегрального ослабления атмосферы от высоты h до 200км.

Для расчёта интегрального коэффициента ослабления (оптической толщины) в зависимости от сезона, климата, высоты и угла места была написана программа в среде MathCAD'14 и выполнены расчёты. В основе методики лежит программа расчёта радиопрозрачности атмосферы MPM Liebe[3], позволяющая рассчитывать спектр поглощения в атмосфере при заданных стационарных условиях – давлении, температуре и влажности.

На начальном этапе программа считывает из файла высотные профили давления, температуры и влажности, полученные метеозондированием. Эти данные доступны на всех крупных метеостанциях и выкладываются в Интернет два или четыре раза в сутки [4]. Табличные данные из файла подвергаются кусочно-линейной интерполяции, приводятся во взаимное соответствие размерностей, а пределы измерений ограничиваются высотой расположения метеостанции над уровнем моря h_{min} и высотой полёта зонда h_{max} (обычно 20-30км). Основным этапом работы программы является интегрирование коэффициентов ослабления в кислороде и в парах воды по высоте при заданной частоте:

$$\begin{aligned} \tau_{\text{oxygen}}(f) &= \int_{h_{\text{min}}}^{h_{\text{max}}} A_{\text{oxygen}}(f, P(h), W(h), T(h)) dh \\ \tau_{\text{water}}(f) &= \int_{h_{\text{min}}}^{h_{\text{max}}} A_{\text{water}}(f, P(h), W(h), T(h)) dh \end{aligned} \quad (2)$$

где: τ_{oxygen} – интегральное ослабление в кислороде в зените, Неп τ_{water} – интегральное ослабление в парах воды в зените, Неп h_{min} и h_{max} – диапазон высоты полёта зонда, км A_{oxygen} – поглощение в стационарных условиях в кислороде, Неп/км A_{water} – поглощение в стационарных условиях в парах воды, Неп/км f – частота, ГГц $P(h)$ – высотный профиль давления, мБар $W(h)$ – высотный профиль влажности, г/м³ $T(h)$ – высотный профиль температуры, К h – высота, км.

В результате получается спектр интегрального ослабления в атмосфере. Подставив центральные частоты, вычисляется интегральное ослабление соответствующих окон прозрачности. Функции $A_{\text{oxygen}}(f, P, W, T)$ и $A_{\text{water}}(f, P, W, T)$ являются внутренними функциями базовой программы MPM Liebe и определяют погонное поглощение (Неп/км) в стационарных условиях, т.е. на горизонтальной трассе. Путём их интегрирования с соответствующими профилями, получается интегральное ослабление на вертикальной трассе (Неп). Общее поглощение составляет арифметическую сумму поглощений в кислороде и в парах воды, а перевод величин в неперах в децибелы осуществляется умножением на константу 8,68.

Изменяя в интегралах высоту h_{min} , рассчитывается интегральное ослабление с соответствующей высоты, т.е. если бы наземная станция была расположена на высоте h_{min} с учётом текущего атмосферного профиля. Полезным с прикладной точки зрения является интегральное ослабление на трассе с заданным зенитным углом θ :

$$\tau_{\theta}(f) = \tau(f) \cdot s_{\text{rc}}(\theta) \quad (3)$$

где: τ_{θ} – интегральное ослабление в атмосфере под углом θ от зенита, Неп $\tau(f) = \tau_{\text{oxygen}}(f) + \tau_{\text{water}}(f)$ – суммарное зенитное ослабление, Неп θ – зенитный угол, Рад.

Для примера были взяты профили атмосферы, полученные на метеостанции под Кировом в летний и зимний период. Начальная высота для обоих случаев составляет $\text{min}_h = 0.158$ км, максимальная зимой $\text{max}_h = 22.441$ км, а летом $\text{max}_h = 29.576$ км. количество осаждаемой воды характеризует полярно разные метеоусловия: 31.5мм летом и 2.3мм зимой. В зимнем температурном профиле наблюдается небольшая инверсия до высоты около 1 км, характерная для этого времени года. Результаты расчёта

представлены в графиках ниже. Наряду с теоретическим прогнозированием атмосферного поглощения в ТГц диапазоне частот, необходимы и были выполнены экспедиции для проверки полученных данных на месте [4].

Расчёт проводился для охлаждаемого приёмника со смесителем на основе технологии сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС) [5].

В районе высоты 8км влияние сезона на ёмкость практически не существенно, ввиду разреженности атмосферы и низкой концентрации молекул воды и кислорода (рис. 1). Что, впрочем, очевидно и практический смысл тут ограничен - вряд ли космические коммуникации будут использовать инструменты, установленные на горах -восьмитысячниках. Но практический смысл выполненных расчетов, показывающий зависимости от высоты вплоть до этих значений дают основания для выбора инструмента по высоте места. Кроме того, видно, что ТГц коммуникации с любым бортовым носителем, летающим выше обозначенной высоты (самолеты, шары) весьма перспективны во всем ТГц диапазоне. С точки зрения обеспечения равномерной ёмкости в течение всего года, конечно заманчивым являются высоты для расположения инструментов между высотами 5-8 км. При высотах 5-8 километров на частотах свыше 0,45 ТГц не будет наблюдаться катастрофического падения ёмкости даже в летний период. При этом ёмкость окон в летний период при расположении инструментов на высотах 5-8км соответствует ёмкости окон в зимний период для инструментов, расположенных на уровне моря.

Ёмкость окон прозрачности зимой априори более высокая за счёт вымораживания влаги, обеспечивающий существенное поглощение ТГц волн. С точки зрения техники и создания инфраструктуры на высоте выше 5 км, расположение столь масштабных объектов – как приёмные станции скорее исключение, чем правило. Выходом может быть создание мобильных платформ базирующихся на шарах (летающих до 30 км), самолётах (летающих до 40 км) для осуществления сеансов приёма информации. Хотя выше показано, что стандартные для авиации эшелоны до 10 км вполне достаточны для вымораживания всей влаги и снижения концентрации кислорода до практически непоглощающих ТГц волны значений. Сеансовый характер приёма информации нивелируется большой ёмкостью канала за счёт продвижения в ТГц диапазон частот и криогенного охлаждения приёмной части канала. Высота ~5 км представляется весьма привлекательной (см.графики ниже), однако, это единичная и уникальная практика (например, нагорье Атакама, Чили или Сьера Негра, Мексика). Куда более распространённое расположение инструментов в районе высот 2-2.6 км (см. табл.1). В частности, коллектив авторов активно вовлечен в реализацию проекта достройки Международной радиоастрономической обсерватории «Суффа» (высота 2324 м), среди задач которой записана в т.ч. и дальняя космическая связь, плановый рабочий диапазон этого инструмента также простирается до СубТГц волн (~1 мм).

Таблица 1. Высоты расположения основных инструментов, пригодных для космической коммуникации.

Атакама	Сьера Негра	Пико Велето	Суффа	Калязин	Онсала, Евпатория
5017	4900	3300	2700	250	10

Зимой с ростом высоты ёмкость меняется незначительно, летом же это наблюдается лишь на высоте ~5км, ниже сезонные изменения весьма весомы. Однако уже на высоте ~3 км ёмкость остаётся значительной и, при невозможности создания канала на высоте 5 км, является перспективной, при этом осуществление передачи информации в зимний период, безусловно, является более предпочтительным, поскольку ёмкость возрастает в ~4 раза.

Для коммуникаций с космическими объектами в условиях атмосферного поглощения особую роль играет зависимость от направления на космический объект с точки зрения расположения наземной антенны, от того, как далек объект от оптимального зенитного угла.

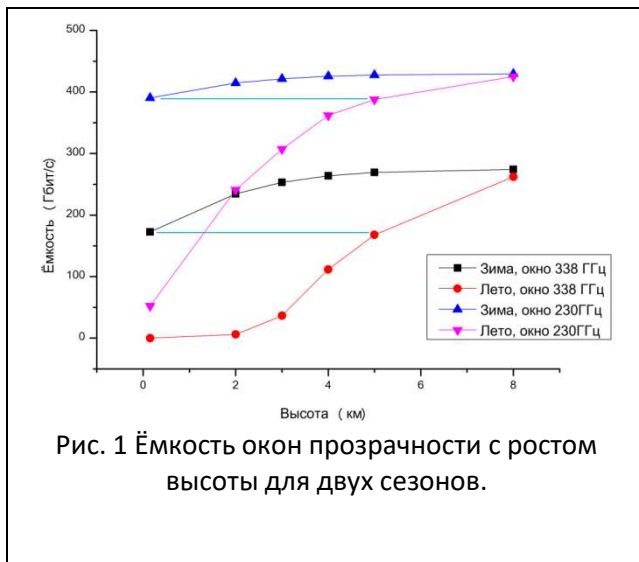


Рис. 1 Ёмкость окон прозрачности с ростом высоты для двух сезонов.

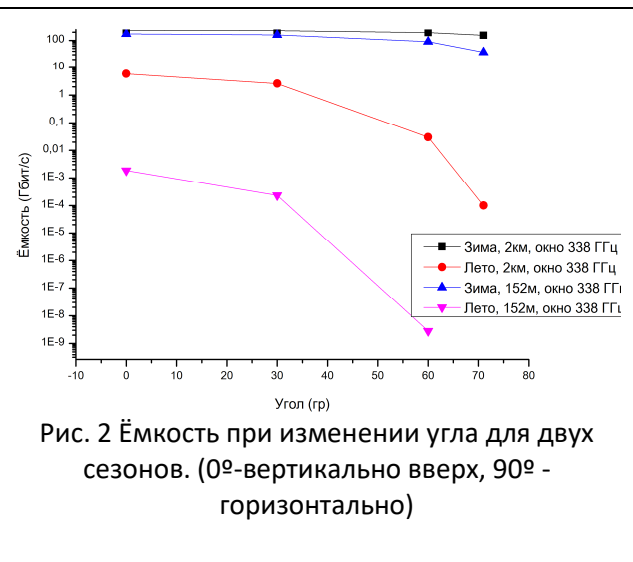


Рис. 2 Ёмкость при изменении угла для двух сезонов. (0°-вертикально вверх, 90° - горизонтально)

Что касается коммуникации с объектами в дальнем космосе, то для них изменение угла сопровождения не носит быстропеременного характера, и с удалением от Земли данное изменение ещё больше сокращается. При этом становится важным лишь правильное распределение времени связи между расположенными в различных точках Земли, согласованного с суточным вращением Земли. Для каналов связи с объектами расположенными на орбите Земли имеет существенное влияние их сопровождение по небосводу уже и в зависимости от их собственного вращения, порой весьма быстрого. Уже при угле в $\sim 70^\circ$ оптическая толщина [7] будет составлять две атмосферы (рис.2) - что означает существенное повышение интегрального ослабления для канала земля-космос. Поэтому ниже проанализировано влияние угла наклона осуществляемой линии передачи по отношению к вертикали на ёмкость окна прозрачности. Зимой ожидаемо малое влияние, летом на высоте 2 км при угле $\sim 70^\circ$ падение ёмкости окна до $\sim 0,09$ Мбит/с, при этом зимой при тех же самых условиях ёмкость возрастает на 3 порядка.

Оценки выполнены для малощумящего криогенного СИС приемника с $T = 4\text{K}$ и с шумовой температурой $\sim 100\text{K}$, а как неохлажденной альтернативы - ДБШ - приемника при комнатной температуре с шумовой температурой 2700K . Расчёт производился для высоты 4 км, приёмник направлен вертикально вверх (угол 0°).

Экспериментальные исследования телекоммуникационных каналов

Основным элементом верификации изложенных выше соображений стало участие команды авторов в разработке и создании высокопроизводительного телекоммуникационного канала X-диапазона для обеспечения связи с миссиями дальнего космоса. Важным итогом работ последних лет стало завершение разработки и исследований характеристик двух комплектов криогенного МШУ X-диапазона для двух 64-метровых антенн в Калязине и в Медвежьих Озерах [8], предназначенных для обеспечения дальней космической связи со стартовавшей в марте 2016 г миссией ЭкзоМарс. Натурные тесты по известным небесным источникам подтвердили серию лабораторных экспериментов, заявивших кратное увеличение производительности телекоммуникационного канала достигнутого благодаря использованию криогенной элементной базы. Исследования проводились на 64-метровой антенне ТНА-1500 в п. Медвежье Озера под Москвой.

Добротность антенного комплекса ТНА-1500 с центральным облучателем при угле места $70\dots 72^\circ$, положении всех 4-х опор 45 мм равна $Q1 = 53,7 \pm 0,5$ дБ, $Q2 = 56,7 \pm 0,5$ дБ. Добротность антенного комплекса ТНА-1500 с облучателем № 4 (оптимальный рупор) при угле места $13-15^\circ$, равна $Q1 = 58,4$ дБ. Добротность антенного комплекса ТНА-1500 с облучателем № 4 (оптимальный рупор) при угле места 90° , равна $Q1 = 59,5$ дБ. Было выполнено измерение шумовой температуры системы «Антенна + Приемник» ($T_a + T_{пр}$) при углах места $12^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 72^\circ$, что даёт возможность получить экспериментальную зависимость «Температура системы – угол места» методом интерполяции.

Ожидаемое значение ($T_a + T_{пр}$) в зените превысит измеренное значение ($T_a + T_{пр}$) на 72° на $\sim 10\%$. Точная юстировка антенной системы после установки передатчик X-диапазона по проекту «Фобос-Грунт» обеспечила увеличение коэффициента усиления антенны ТНА-1500 на 10% . После замены теплого МШУ (39К) с теплым СВЧ-трактом (ТСВЧ-тракт гор) (переход + селектор поляризации (7К) и волноводный переключатель (ТВП) (14К) на штатный, полностью охлаждаемый тракт и МШУ без волноводного переключателя, суммарная температура приемной системы на центральном рупоре приемопередающего тракта уменьшится до величины БК.

Как лабораторные тесты, так и тесты, выполненные на антенне, продемонстрировали высокую эффективность и удовлетворительные шумовые и эксплуатационные характеристики КриоМШУ: собственная шумовая температура МШУ не превышает 6 К, что обеспечивает шумовую температуру системы менее 20 К. КриоМШУ X-диапазона длин волн установлен на телескопе и успешно работает. Также успешно данная разработка использовалась на практике для сопровождения миссии «Радиоастрон».

Выводы

Детально проанализирована зависимость ёмкости коммуникационных каналов в окнах прозрачности для канала Земля-Космос при изменении различных параметров: высота расположения наземной части канала, угол расположения космической части относительно вертикали, сезон проведения передачи (величина интегрального атмосферного поглощения), эквивалентная шумовая температура приёмной части. Представленный теоретический анализ подтвержден натурным экспериментом, связанным с реализацией телекоммуникационного канала Земля-Космос для коммуникации с объектами дальнего космоса, выполненном в рамках реализации международного проекта Экзо-Марс, стартовавшего 13 марта 2016 г. При этом экспериментально подтверждено заявленное в теории кратное увеличение производительности телекоммуникационного канала благодаря использованию криогенной элементной базы на базе двух комплектов криогенного МШУ X-диапазона для двух 64-метровых антенн в Калязине и в Медвежьих Озерах.

Перспективным видится применение каналов земля-космос для передачи данных со спутниковой группировкой на орбите земли или дальних космических миссий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Record for fastest data rate set. UCL. 11 Feb. 2016. <https://www.ucl.ac.uk/news-articles/0116/110216-fastest-data-rate-record>
2. I. V. Lesnov and V. F., Vdovin Corrected Link Budget Analysis for Terahertz Wireless Links// Communications vol. 3, no. 6, pp. 158-161, 2015.
3. А. А. Артеменко, А. А. Мальцев, Р. О. Масленников, А. Г. Севастьянов, В. Н. Скорин, Исследование кремниевых интегрированных линзовых антенн для систем радиосвязи частотного диапазона 60 ГГц// Известия ВУЗов Радиофизика. – М.: 2012. . – т. 55, № 12, с. 1276,
4. University of Wyoming College of Engineering Department of Atmospheric Science, "Atmospheric Soundings," [Online]. Available: <http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html>
5. G. M. Bubnov, E. B. Abashin, O. S. Bolshakov, S. Y. Dryagin, V. K. Dubrovich, A. S. Marukhno, V. I. Nosov, V. F. Vdovin and I. I. Zinchenko, "Searching for New Sites for THz Observations in Eurasia," Transactions on Terahertz Science and Technology, vol. 5, no. 1, 2015.
6. В. Кошелец, П. Дмитриев, А. Ермаков, Л. Филиппенко, О. Корюкин, М. Торгашин, А. Худченко Интегральный сверхпроводниковый спектрометр для мониторинга атмосферы// Радиофизика. – М.: 2005 –т. XLVIII, № 10–11, сс. 947-954,.
7. А. А. Швецов, Д. В. Коротаев и Л. И. Федосеев Дистанционное зондирование земных покровов в линии излучения кислорода на длине волны 2,5 мм// Известия ВУЗов-«Радиофизика» – М.: 2005 – т. 48, № 10-11, сс. 905-916.
8. В. Вдовин, В. Грачёв, С. Дрягин, А. Елисеев, Р. Камалетдинов, Д. Коротаев, И. Леснов, В. Перминов, А. Пилипенко, Б. Сапожников и В. Саурин Криогенный малошумящий усилитель для систем дальней космической связи на сантиметровых волнах// Астрофизический Бюллетень, – 2016 – т. 71, № 1

МИССИЯ ОЛИМПО - ОБСЕРВАТОРИЯ НА ВОЗДУШНОМ ШАРЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ШПИЦБЕРГЕНА ДЛЯ СУБТГц РАДИОАСТРОНОМИИ

*П.де Бернардис,¹ Вдовин В.Ф.^{2,3}, Бубнов Г.М.^{2,3},
Коротаев Д.В.³, Маси С.¹, Окунев В.С.^{2,3}*

¹ Римский университет Ла Сапиенза,

paolo.debernardis@roma1.infn.it,

² ФГБОУ ВО «Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева

vdovin@appl.sci-nnov.ru

³ ФГБНУ «ФИЦ Институт прикладной физики Российской академии наук»

korotaev@appl.sci-nnov.ru

Радиоастрономические наблюдения в СубТГц диапазоне требуют отрыва от атмосферного поглощения, оптимальным представляются наблюдения из космоса, но стратосферные воздушные шары дают почти те же величины атмосферного поглощения. В докладе представлен проект миссии ОЛИМПО – обсерватории на шаре для радиоастрономических наблюдений на частотах 0,15- 0,5 ТГц, выполняемой на основе широкой международной кооперацией под руководством итальянской команды. Летом 2017 года предполагается её старт с архипелага Шпицберген.

Радиоастрономические наблюдения в субтерагерцовом диапазоне частот, представляющие сегодня наиболее активно развивающееся направление астрономии сталкиваются с серьезной проблемой атмосферного поглощения этих волн. Способов отрыва от атмосферного поглощения немного. Наиболее радикальным представляется выведение радиотелескопов в космос, но это чрезвычайно дорогое и длительное дело, эффективно используются высокогорные обсерватории (Атакама, Пико Велето, Мауна Кеа и др), серьезно улучшаются условия наблюдений в условиях предельно низких температур (Обсерватория на Южном полюсе). Однако на Земле немного таких мест и в частности Северная Евразия вообще не располагает такими возможностями. Неплохим компромиссом между космическим и высокогорным вариантами является запуск обсерваторий на воздушных шарах. Шпицберген представляется хорошим местом для их запуска. Однако, сам Шпицберген, находясь в далеком заполярье, обладает как относительно высокими горами, так и довольно низкой температурой в течение большей части года, что сулит определенные перспективы и для наземных наблюдений.

В докладе на основе материалов подготовленной, но не состоявшейся в 2014 г экспедиции будет детально представлена обсерватория ОЛИМПО и план реализации миссии в 2016/17 г.г.

В рамках экспедиции 2014 года проведены предварительные исследования возможностей использования территории архипелага Шпицберген для радиоастрономических исследований, в докладе будут представлены материалы отчета о состоявшейся экспедиции и дальнейшие планы по исследованию астроклимата на Шпицбергене

Планируемая на лето 2017 года миссия ОлимпО готова как в техническом, так и в организационном плане и обещает возможность получения уникальных радиоастрономических результатов. Попутно удастся уточнить возможности и наземных наблюдений в СубТГц диапазоне с территории Шпицбергена при помощи исследований астроклимата.

РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛИТЕЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ МИЛЛИМЕТРОВОГО АСТРОКЛИМАТА В БАДАРАХ И НА СУФФЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РЕАЛИЗАЦИИ НАЗЕМНЫХ РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ НА ДЛИНАХ ВОЛН ДО 1 ММ

Бубнов Г.М.^{1,2}, Быков В.Ю.³, Вдовин В.Ф.^{1,2}, Данилевский Д.Б.⁴, Зинченко И.И.¹, Ильин Г.Н.³,
Луковникова А.А.⁵, Марухно А.С.⁶, Носов В.И.¹, Шанин Г.Н.⁴

¹ *Институт Прикладной Физики РАН,
rayalnik89@gmail.com.*

² *Нижегородский Государственный Технический Университет им. Р.Е. Алексева*

³ *Институт Прикладной Астрономии РАН*

⁴ *Радиоастрономическая обсерватория РТ-70 АН Республики Узбекистан*

⁵ *Институт солнечно-земной физики СО РАН*

⁶ *Специальная астрофизическая обсерватория РАН*

Представлены результаты длительных сезонных измерений астроклимата в диапазонах длин волн 3 и 2 мм на месте строительства радиотелескопа РТ-70 на плато Суффа (2400м над уровнем моря) и на обсерватории Бадары (800м). Наблюдения производились в автоматическом режиме под удалённым контролем, на Суффе - начиная с ноября 2014г., в Бадарах - с июня 2016 г. Представлены результаты кратковременных наблюдений астроклимата на обсерватории ИСЗФ близ посёлка Монды(2100м). Рассмотрены кратковременные и долговременные закономерности изменения параметров прозрачности атмосферы, построены статистические диаграммы. Проведён корреляционный анализ оптической толщины атмосферы с доступными метео- и спутниковыми данными. Основным результатом работы являются статистические данные астроклимата, позволяющие прогнозировать возможность радиоастрономических наблюдений в окнах прозрачности миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов с данных площадок.

Введение

Одной из важнейших проблем освоения ТГц диапазона для целей радиоастрономии и телекоммуникаций является наличие значительного поглощения волн этого диапазона атмосферными газами – парами воды и кислородом. Оно подвержено существенным сезонным и суточным вариациям и зависит от климата местности и высоты над уровнем моря. Идеальное место для субмм наблюдений – это холодное, сухое высокогорное плато со стабильными погодными условиями и максимально удалённое от городов. [1]

Измерения производятся при помощи радиометрических комплексов МИАП-2, созданных в ИПФ РАН. Один из них работает на плато Суффа с декабря 2014 года по настоящее время, другой экземпляр используется в экспедициях и в настоящее время измеряет астроклимат в обсерватории Бадары. Радиометрический комплекс МИАП-2 позволяет определить оптическую толщину атмосферы по методу «атмосферных разрезов». Он включает в себя два радиометра (в общем корпусе) на диапазоны частот 84–99 ГГц (окно прозрачности 3мм) и 132–148 ГГц (окно прозрачности 2мм), опорно-поворотное устройство и систему управления, сбора и обработки данных. Методика обработки данных позволяет рассчитывать поглощение в соседних окнах прозрачности (1.3мм, 0.87мм), а так же коррелировать данные радиометра с данными метеоспутников и метеостанций, и составлять прогнозы по проценту ясных дней в году даже по кратковременным наблюдениям [2, 3].

Лишь наличие статистических сведений о поглощении в Зените (оптической толщины атмосферы) в ТГц диапазоне (т.е. мм и субмм диапазоне длин волн) позволяют составить прогнозы по проценту ясного времени и дать оценку конкретной местности с точки зрения пригодности для радиоастрономических наблюдений.

Наблюдения в экспедиции на обсерваториях ИСЗФ и Бадары

Экспедиция в район озера Байкал состоялась в июне 2016 и первым пунктом для наблюдений была выбрана Саянская Солнечная Обсерватория ИСЗФ РАН, расположенная на высоте 2100м над уровнем

моря близ посёлка Монды в республике Бурятия. Наблюдения проводились в течение 3х суток при стабильной ясной погоде, велась запись метеоданных на штатной метеостанции обсерватории. Затем, в кратчайшие сроки прибор был доставлен на обсерваторию «Бадары», расположенную на высоте 815м над уровнем моря в 100км восточнее ИСЗФ в долине реки Иркут возле посёлка Кырен, где был запущен на круглогодичный мониторинг астроклимата. Такая схема измерений в определённой степени позволит экстраполировать наблюдения в Бадарах на высоту ИСЗФ, то есть оценить сразу две площадки. На рис.1 представлены оценочные результаты этого эксперимента.

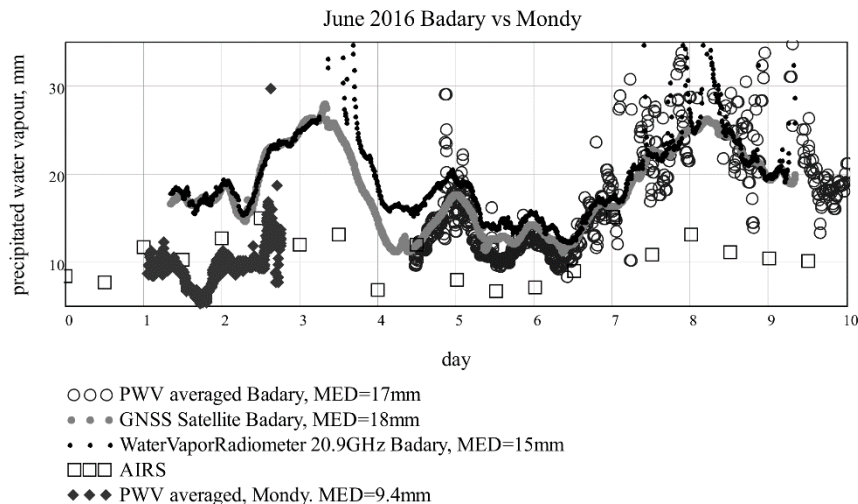


Рисунок 1 – Сравнение площадок в Бадарах и ИСЗФ по количеству осаждаемой воды.

На графике представлены данные количества осаждаемой воды по разным источникам – РВП на 20.9ГГц, GNSS приёмник в Бадарах, спутник AIRS и данные нашего радиометра, установленного поочерёдно в ИСЗФ и в Бадарах. Видно, что при отсутствии облачности, данные нашего радиометра (PWV averaged) хорошо коррелируют с данными РВП и GNSS в Бадарах. В то же время наблюдения в ИСЗФ (Монды) демонстрируют выигрыш по атмосферной влажности почти в два раза.

В настоящее время по наблюдениям оптической толщины атмосферы в Бадарах уже накоплена статистика с июня по октябрь 2016. Наиболее удобно эта статистика представляется в виде гистограмм и кумулятивных распределений оптической толщины в окнах прозрачности наблюдений (рис.2).

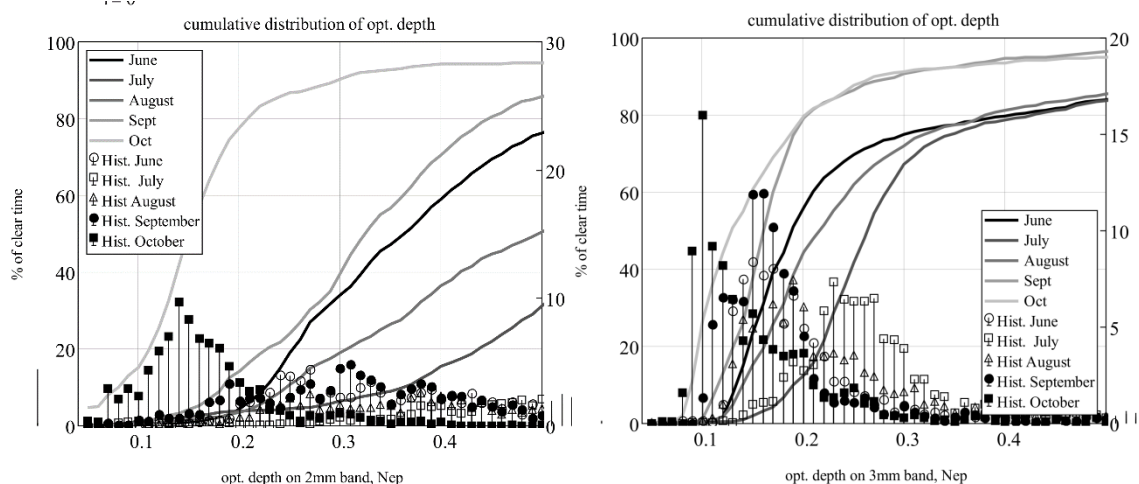


Рисунок 2 – Гистограммы и кумулятивные распределения оптической толщины в 2мм (слева) и 3мм (справа) окнах прозрачности.

По ним удобно определять процент ясного времени в месяце, при заданной оптической толщине. Видно, что наихудшие условия наблюдаются в июле, при том для 2мм окна особо большие значения оптической толщины, прежде всего, связаны с большим количеством жидкой воды в атмосфере, т.е. облаков и туманов. В то же время к октябрю наблюдается резкое улучшение условий, вероятно, связанное с похолоданием, характерным для резко-континентального климата. Вероятно, в зимний период следует ожидать крайне низких показателей атмосферной влажности, вплоть до 1мм и меньше.

Наблюдения на Суффе и сравнение

На месте строительства радиотелескопа РТ-70 на плато Суффа в Узбекистане (2400м) ведутся наблюдения астроклимата, начиная с декабря 2014г. В настоящий момент уже накоплена статистика за годовой период, и даже более и можно достоверно говорить о качестве этой радиоастрономической площадки. [4] Однако ещё полезнее сравнить изучаемую площадку в Бадарах с уже хорошо исследованной на Суффе. Ниже представлен график кумулятивного распределения кол-ва осаждаемой воды по спутнику AIRS на различных радиоастрономических площадках. Однако тут следует помнить о том, что они находятся на разной высоте и в разных локальных климатических условиях.

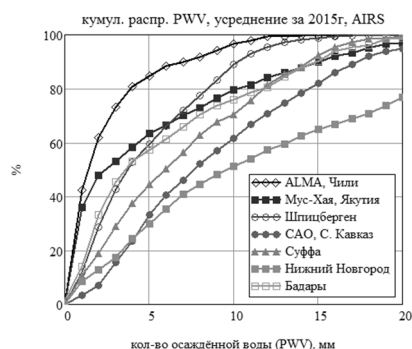


Рисунок 3 – Кумулятивные распределения осаждаемой воды по спутнику AIRS на различных радиоастрономических площадках.

Более детальное сравнение параметров атмосферы на этих площадках приведено в докладе, но общий вывод из него таков, что статистически наибольший выигрыш по прозрачности атмосферы обеспечивает высота, а не климатические условия.

Заключение

В настоящее время продолжает набираться статистика состояния атмосферы в обсерватории Бадары, и ещё предстоит провести комплексный анализ всех данных, прежде чем делать окончательные выводы о площадках в районе озера Байкал. Экспедиция и исследования астроклимата в районе Байкала полностью финансированы РФФИ в рамках гранта 16-32-0038716.

ЛИТЕРАТУРА

1. https://en.wikipedia.org/wiki/Submillimetre_astronomy#Submillimetre_astronomy_from_the_ground
2. Bubnov G., Abashin E., Balega Yu., et al. Searching for New Sites for THz Observations in Eurasia // IEEE Trans. Terahertz Science and Technology. 2015. V. 5, No. 1. P. 64-.
3. В.И. Носов, О.С. Большаков, Г.М. Бубнов и др., Двухволновый измеритель радиопрозрачности атмосферы миллиметрового диапазона. // Приборы и техника эксперимента. 2016. №3. С. 49.
4. Г.М. Бубнов, Ю.Н. Артеменко, В.Ф. Вдовин и др., Результаты измерения астроклимата в коротковолновой части мм диапазона на плато Суффа. // Изв. ВУЗов Радиофизика, № 59, т.8-9, стр.852-861, 2016г.

СИНТЕЗ РЕАКТАНСНОГО ПОЛЯРИЗАТОРА

Юханов Ю.В.¹, Привалова Т.Ю.², Привалов Е.Е.²

¹ ЮФУ

yu_yukhanov@mail.ru

² ЮФУ

tatyana.privalova@gmail.com

Решена задача синтеза неоднородной анизотропной импедансной плоскости, отражающей однородную плоскую волну в заданном направлении с преобразованием поляризации в требуемую. Закон распределения импеданса получен в явном виде. Сформулированы ограничения на класс реализуемых диаграмм рассеяния с помощью реактивного импеданса. Рассмотрены частные случаи реализации реактансной структуры, переводящей отраженную волну на кроссполяризацию, обеспечивающей поворот плоскости поляризации на требуемый угол и получение круговой поляризации в заданном направлении.

Введение

Эффективное управление процессом рассеяния электромагнитных волн можно осуществлять с помощью широкого класса электродинамических структур [1], электрофизические свойства которых поддаются описанию с помощью импедансных граничных условий [2]. Решение таких задач позволит значительно расширить функциональные возможности так называемых «умных» устройств, построенных на основе импедансных структур, в том числе с привлечением нано-технологий. Проектирование объектов с заданными излучающими и рассеивающими свойствами требует постановки и решения обратных задач электродинамики или задач синтеза. В работах [3]–[5] в строгой постановке получены выражения для коэффициентов отражения неоднородной изотропной импедансной плоскости. Рассмотрена возможность создавать на их основе устройства, обеспечивающие объектам переотражение падающей волны в заданном (незеркальном) направлении и управлять рассеянными полями на согласованной поляризации. Дополнительную возможность в управлении рассеянием можно получить [6]–[8] за счет перевода отраженной волны на кроссполяризацию (твист-структуры) с заданной диаграммой.

В антенной технике широко используются различные СВЧ поляризаторы [10] электромагнитных волн (ЭМВ). Наиболее известными являются многослойные поляризаторы проходного типа [11–13]. Они выполняют вращение поляризации электромагнитных волн, проходящих через них в широком диапазоне частот и большом секторе углов падения. Вращатели поляризации отражательно типа изучены в меньшей степени.

Но такие структуры просто вращают поляризацию падающей волны на требуемый угол [6]–[13]. Для антенной техники и радиолокационных отражателей с управляемыми характеристиками излучения и рассеяния может представлять интерес более широкий класс устройств - отражатели-преобразователи поляризации, например, структуры, преобразующие линейно поляризованную падающую волну в отраженную в заданном направлении волну круговой или эллиптической поляризации (или наоборот).

Целью данной работы является решение задачи синтеза пассивной анизотропной импедансной структуры, переотражающей падающую линейно поляризованную волну в заданном направлении на требуемой поляризации.

Постановка задачи

Пусть на бесконечную импедансную анизотропную плоскость S с тензором \hat{Z} с направления φ_i падает плоская параллельно-поляризованная электромагнитная волна (fig.1,a) с векторами E^i, H^i :

$$H_z^i = H_0^i \cos \varphi_i; E_x^i = \sin \varphi_i H_0^i \quad (1)$$

Это исследование было проведено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект №. 16-19-10537).

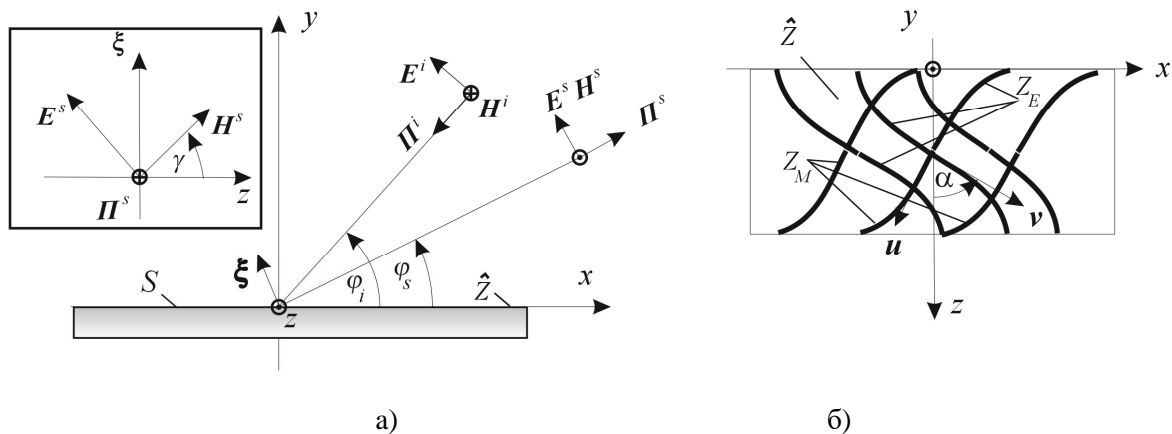


Рис. 1. Постановка задачи.

На поверхности S ($y=0$) выполняются импедансные граничные условия Леонтовича:

$$[\mathbf{n}, \mathbf{E}] = -\hat{\mathbf{Z}}[\mathbf{n}, \mathbf{H}]. \quad (2)$$

Поверхностный импеданс представим в виде частой решетки ортогональных импедансных полос Z_E, Z_M .

$$\hat{\mathbf{Z}} = \begin{vmatrix} Z_E & 0 \\ 0 & Z_M \end{vmatrix}. \quad (3)$$

Ориентация импедансной системы задана углом α (рис.1,б). Параметры структуры могут меняться вдоль оси x ($Z_E(x), Z_M(x), \alpha(x)$). Вдоль оси z система однородна - задача двумерна. Необходимо найти компоненты $Z_E(x), Z_M(x), \alpha(x)$ тензора (3) пассивного импеданса ($\text{Re} Z_E \geq 0; \text{Re} Z_M \geq 0$), обеспечивающего отражение волны от плоскости $y=0$ в заданном направлении φ_0 с требуемой поляризацией.

Зададим отраженную волну E^s, H^s в виде двух волн с ортогональными поляризациями:

на согласной поляризации -

$$H_z^s = H_0 e^{i\Psi_0} e^{-ikx \cos \varphi_0}; \quad E_x^s = -\sin \varphi_0 H_0 e^{i\Psi_0} e^{-ikx \cos \varphi_0}; \quad (4)$$

на крессовой поляризации -

$$E_z^s = E_0 e^{i\Phi_0} e^{-ikx \cos \varphi_0}; \quad H_x^s = \sin \varphi_0 E_0 e^{i\Phi_0} e^{-ikx \cos \varphi_0}, \quad (5)$$

где E_0, H_0 и Φ_0, Ψ_0 - заданные амплитуды ортогональных составляющих отраженного поля и разность фаз между ними, определяющие поляризацию отраженной волны. Вектор \mathbf{E} и элементы тензора импеданса $\hat{\mathbf{Z}}$ нормированы по отношению к характеристическому сопротивлению свободного пространства.

В теории антенн и радиолокационных отражателей особый интерес представляет чисто реактивный импеданс (реактанс). Поэтому на искомый импеданс будем накладывать условия чистой реактивности элементов тензора импеданса:

$$\text{Re} Z_E = 0; \quad \text{Re} Z_M = 0. \quad (6)$$

Решение задачи синтеза реактансной плоскости

Поскольку в верхнем полупространстве ($y \geq 0$) известно аналитическое представление падающего (1) и заданного отраженного полей (4), (5), то требуемый закон распределения импеданса можно получить непосредственно из граничных условий (2). С учетом (3) для компонент тензора импеданса в общем виде получим соотношения:

$$Z_E = \frac{E_x \cos \alpha - E_z \sin \alpha}{H_x \sin \alpha + H_z \cos \alpha}; \quad Z_M = \frac{E_x \sin \alpha + E_z \cos \alpha}{-H_x \cos \alpha + H_z \sin \alpha}. \quad (7)$$

Разделяя (7) на действительную и мнимую части, из (6) получим условия

$$\text{Re} \{ \dot{H}_z E_x - \dot{H}_x E_z \} = 0; \quad \tan 2\alpha = \frac{\text{Re}[\dot{H}_z E_x + \dot{H}_x E_z]}{\text{Re}[\dot{H}_z E_z - \dot{H}_x E_x]}, \quad (8)$$

реализуемости реактансной структуры. Равенства (8), по сути, являются ограничениями на класс реализуемых диаграмм рассеяния, то есть определяют достижимые значения задаваемых параметров E_0 , H_0 и Φ_0 в соотношениях (4) и (5).

Подставляя (1), (4) и (5) в (8), получим условия, которым должны удовлетворять амплитуды E_0 , H_0 и фаза Φ_0 отраженной волны.

Так из (8) имеем:

$$(\sin \varphi_i - \sin \varphi_0) H_0^i H_0 \cos(\chi - \Psi_0) + \sin \varphi_i (H_0^i)^2 - \sin \varphi_0 (H_0)^2 - \sin \varphi_0 (E_0)^2 = 0; \quad (9)$$

$$\tan 2\alpha = 2 \sin \varphi_0 E_0 / \{(1 - \sin \varphi_i \sin \varphi_0) H_0^i \cos(\chi - \Phi_0) + (1 + \sin^2 \varphi_0) H_0 \cos(\Psi_0 - \Phi_0)\}, \quad (10)$$

где $\chi(x) = kx(\cos \varphi_i + \cos \varphi_0)$.

Поскольку в (9) $\cos(\chi - \Psi_0)$ знакопеременная функция, а остальные параметры - $E_0, H_0 = \text{const}$, то условие (9) выполнимо только в следующих случаях:

1. Отсутствует отражение волны на согласованной поляризации $H_0 = 0$ – отраженная в произвольно заданном направлении φ_0 волна полностью переводится на кроссполяризацию. В этом случае условия реализации реактансной структуры (8) принимают вид:

$$E_0 = \sqrt{\sin \varphi_i / \sin \varphi_0} H_0^i; \quad \tan 2\alpha = 2\sqrt{\sin \varphi_i \sin \varphi_0} / (1 - \sin \varphi_i \sin \varphi_0) \cos(\chi - \Phi_0). \quad (11)$$

Угол α в общем случае переменная на плоскости величина. Лишь в зеркальном направлении ($\varphi_0 = \pi - \varphi_i$, $\chi = 0$) он константа, равная

$$\tan 2\alpha = 2 \sin \varphi_i / \cos^2 \varphi_i \cos \Phi_0. \quad (12)$$

В частных случаях нормального падения волны $\varphi_i = \pi/2$ или фазы отраженной на кроссполяризации волны $\Phi_0 = \pi/2$ (или при одновременном выполнении этих условий) $\alpha = \pm\pi/4$.

2. Отсутствует отражение волны на кроссовой поляризации $E_0 = 0$ – отраженная в произвольно заданном направлении φ_0 волна совпадает с поляризацией падающей волны. В этом случае импеданс (3) может быть реализован системой только параллельных полос ($\tan 2\alpha = 0$):

$$\alpha = \pm\pi/2; Z_E = 0; Z_M = \frac{E_x}{H_z}; \text{ или } \alpha = 0; Z_M = 0; Z_E = \frac{E_x}{H_z},$$

где, разделяя импеданс на действительную и мнимую части, получим

$$Z_E = \frac{\sin \varphi_i (H_0^i)^2 - \sin \varphi_0 (H_0)^2 + (\sin \varphi_i - \sin \varphi_0) H_0 H_0^i \cos(\chi - \Psi_0)}{(H_0)^2 + 2H_0 H_0^i \cos(\chi - \Psi_0) + (H_0^i)^2} + i \frac{(\sin \varphi_i + \sin \varphi_0) H_0 H_0^i \sin(\chi - \Psi_0)}{(H_0)^2 + 2H_0 H_0^i \cos(\chi - \Psi_0) + (H_0^i)^2}. \quad (13)$$

Как видим, при произвольном соотношении между углами падения и отражения, реальная часть импеданса будет знакопеременной функцией. Для соотношения $H_0 = H_0^i$ формула (13) преобразуется к виду:

$$Z_E = \frac{\sin \varphi_i - \sin \varphi_0}{2} + i \frac{\sin \varphi_i + \sin \varphi_0}{2} \tan \frac{\chi - \Psi_0}{2}. \quad (14)$$

условия реализации реактансной структуры (14) выполняется только для обратного отражения ($\varphi_0 = \varphi_i$):

$$Z_E = i \frac{\sin \varphi_i + \sin \varphi_0}{2} \tan \frac{\chi - \Psi_0}{2}; \quad (15)$$

и для зеркального ($\varphi_0 = \pi - \varphi_i$, $\chi = 0$), для которого реактанс становится константой:

$$Z_E = i \frac{\sin \varphi_i + \sin \varphi_0}{2} \tan \frac{\Psi_0}{2}. \quad (16)$$

3. При произвольно заданных соотношениях между параметрами E_0 , H_0 , Φ_0 , Ψ_0 волна должна отражаться в зеркальном направлении ($\varphi_0 = \pi - \varphi_i$, $\chi = 0$). Уравнение (9) принимает вид:

$$\sqrt{(E_0)^2 + (H_0)^2} = H_0^i. \quad (17)$$

В этом случае $\alpha \in [-\pi/4, \pi/4]$ постоянная величина

$$\tan 2\alpha = 2 \sin \varphi_i E_0 / \{(1 + \sin^2 \varphi_i) H_0 \cos(\Psi_0 - \Phi_0) + H_0^i \cos^2 \varphi_i \cos \Phi_0\}, \quad (18)$$

обусловленная поляризацией (параметрами E_0 , H_0 , Φ_0 , Ψ_0 и углом падения (отражения) φ_i) отраженной волны.

4. Волны должна отражаться в обратном направлении ($\varphi_0 = \varphi_i$). В этом случае амплитуды ортогональных составляющих отраженной волны подчиняются равенству (17).

В этом случае ориентация полос $\alpha(x)$ (как и поверхностный реактанс $X_E(x)$, $X_M(x)$) оказываются функциями координаты x :

$$\tan 2\alpha = \frac{2 \sin \varphi_i E_0}{\cos^2 \varphi_i H_0^i \cos(\chi - \Phi_0) + (1 + \sin^2 \varphi_i) H_0 \cos(\Psi_0 - \Phi_0)}. \quad (19)$$

И только при нормальном падении волны ($\varphi_0 = \varphi_i = \pi/2$) становится константой, равной

$$\tan 2\alpha = E_0/H_0 \cos(\Psi_0 - \Phi_0). \quad (20)$$

Если задана линейная поляризация отраженной волны, например, $\Phi_0 - \Psi_0 = 0$ или π , ориентация полос α оказывается постоянной, зависящей от угла γ наклона плоскости поляризации $\tan \gamma = E_0/H_0$

$$\tan 2\alpha = \pm \tan \gamma. \quad (21)$$

В случае сдвига фаз $\Phi_0 - \Psi_0 = \pm\pi/2$ (круговая поляризация при равенстве амплитуд ортогональных составляющих $E_0 = H_0 = H_0^i/\sqrt{2}$ (см.ф.(17))) в соответствии с (11) $\alpha = \pi/4$.

Таким образом, перевод падающей волны на произвольно заданную поляризация отраженной в требуемом направлении в общем случае с помощью чисто реактивной структуры невозможно. На ее поверхности дополнительно придется размещать на отдельных участках поглощающий материал, где ($R\Re Z_E > 0$; $R\Re Z_M > 0$), или дополнительные источники ЭМП ($R\Re Z_E < 0$; $R\Re Z_M < 0$)

Следовательно, пассивная импедансная структура, построенная на основе частой решетки реактансных полос фиксированной ориентации, в общем случае не может переотразить падающую волну только в требуемом направлении с заданной поляризацией. В этом случае не исключено появление переотражений и в других направлениях.

Условие реализации реактансной структуры

Чтобы обеспечить условие реализации реактансной структуры заданных рассеивающих свойств, предположим появление в рассеянном поле кроме заданного (4), (5) дополнительного луча. Так, пусть, дополнительно с заданным (4), (5), на согласной поляризации в отраженном поле существует зеркальный луч $\varphi = \pi - \varphi_i$ с векторами E^Z, H^Z с неизвестной пока амплитудой H_0^Z :

$$H^Z = H_0^Z \bar{e}^{ikx \cos \varphi_i}; \quad E_x^Z = -\sin \varphi_i H_0^Z \bar{e}^{ikx \cos \varphi_i} \quad (22)$$

H_0^Z найдем из равенства (8), которое в этом случае примет вид:

$$\begin{aligned} & \sin \varphi_i \left[(H_0^i)^2 - (H_0^Z)^2 \right] - \sin \varphi_0 \left[(H_0)^2 + (E_0)^2 \right] + \\ & + H_0 \left[H_0^i (\sin \varphi_i - \sin \varphi_0) - H_0^Z (\sin \varphi_i + \sin \varphi_0) \right] \cos \chi = 0. \end{aligned} \quad (23)$$

Очевидно, что баланс энергии между падающей и рассеянной волнами в общем случае (в присутствии обеих ортогональных составляющих E_0 и H_0 и для любого соотношения углов φ_i, φ_0) возможен только при выполнении условий:

$$H_0^Z = H_0^i \frac{\sin \varphi_i - \sin \varphi_0}{\sin \varphi_0 + \sin \varphi_i}; \quad \sqrt{(H_0)^2 + (E_0)^2} = \frac{2 \sin \varphi_i}{\sin \varphi_0 + \sin \varphi_i} H_0^i \quad (24)$$

Таким образом, чисто реактивная структура может обеспечить переотражение падающей плоской линейно поляризованной волны в любом направлении с требуемой поляризацией. При этом, для лучей, отличных от обратного ($\varphi_0 = \varphi_i$) или зеркального ($\varphi_0 = \pi - \varphi_i$), в отраженном поле неизбежно появление дополнительного (помимо заданного ($\varphi_0 \neq \varphi_i$)) луча на согласной поляризации в зеркальном направлении ($\varphi = \pi - \varphi_i$) с амплитудой H_0^Z , зависящей только от соотношения между падающим φ_i и заданным φ_0 углами (см.ф.(17)). Ориентация реактансных полос (см.рис.1,б) при этом оказывается переменной вдоль координаты x :

$$\tan 2\alpha = 2 \sin \varphi_0 E_0 / \left\{ (1 + \sin^2 \varphi_0) H_0 \cos(\Phi_0 - \Psi_0) + \sqrt{(H_0)^2 + (E_0)^2} \cos^2 \varphi_0 \cos(\chi - \Phi_0) \right\}. \quad (25)$$

Лишь при $\varphi_0 = 90^\circ$ угол α оказывается постоянной величиной, равной:

$$\tan 2\alpha = E_0/H_0 \cos(\Phi_0 - \Psi_0), \quad (26)$$

при любом соотношении между амплитудами E_0, H_0 ортогональных составляющих и разностью фаз $\Phi_0 - \Psi_0$ между ними. Более того для разности фаз $\Phi_0 - \Psi_0 = \pm 90^\circ$ имеем $\alpha = \pm 45^\circ$. Для линейной поляризации ориентация полос определяется формулой (21).

Рассмотрим перевод отраженного поля на кроссполаризацию ($H_0 = 0$) в присутствии зеркально отраженной волны на согласованной поляризации (22).

Требуемый угол ориентации реактансных полос будет определяться равенством:

$$\tan 2\alpha = 2 \sin \varphi_0 E_0 / \left[H_0^i (1 - \sin \varphi_i \sin \varphi_0) + (1 + \sin \varphi_i \sin \varphi_0) H_0^Z \right] \cos(\chi - \Phi_0). \quad (27)$$

Если амплитуду зеркального луча H_0^Z определить из условия обращения знаменателя в (27) в ноль ($\tan 2\alpha = \infty$), то угол ориентации системы α окажется постоянным, равным $\pi/4$. Амплитуда H_0^Z будет определяться выражением:

$$H_0^z = -H_0^i(1 - \sin \varphi_i \sin \varphi_0)/(1 + \sin \varphi_i \sin \varphi_0). \quad (28)$$

Таким образом, реактансная структура (7) с фиксированной ориентацией полос $\alpha = 45^\circ$ кроме заданного отраженного луча на крессовой поляризации в требуемом направлении создаст зеркальный луч на согласной поляризации амплитудой (28). Амплитуда E_0 заданного на крессполяризации луча при этом будет определяться из формулы (23):

$$E_0 = H_0^i 2 \sin \varphi_i / (1 + \sin \varphi_i \sin \varphi_0). \quad (29)$$

Заключение

Таким образом, в данной работе решена задача синтеза анизотропной реактансной структуры, переотражающей падающую линейно поляризованную волну в заданном направлении на требуемой поляризации. В явном виде получены выражения для тензора анизотропного импеданса. Найден класс реализуемых с помощью реактансной структуры диаграмм рассеяния. Показано, что, пассивная импедансная структура, построенная на основе частой решетки реактансных полос фиксированной ориентации, в общем случае не может переотразить падающую волну только в требуемом направлении с заданной поляризацией. В этом случае кроме заданного отраженного луча в требуемом направлении такая структура создаст зеркальный луч на согласной поляризации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Скиндлер Дж., Мак Р., Блексмит П. Управление рассеянием электромагнитной энергии путем подключения комплексной нагрузки // ТИИЭР, 1965. Т. 53. № 8. С. 1137-1149.
2. Миллер М.А., Таланов В.И. Использование понятия поверхностного импеданса в теории поверхностных электромагнитных волн (обзор) // Изв. ВУЗов. Радиопизика, 1961. Т. 4. № 5. С. 795-830.
3. Yukhanov Yu.V. Analysis and Synthesis of Impedance Plane/An 1998 International conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory. ММЕТ*98/ Conference Proceedings. Kharkov, Ukraine, June 2-5, 1998. V.1. С.118-120.
4. Юханов Ю.В. Анализ и синтез импедансной плоскости// Радиотехника и электроника. 2000. Т.45. №4. С.404–409.
5. Петров Б.М., Юханов Ю.В. Синтез двумерного реактивного рефлектора// Изв. вузов Радиопизика. 1980. Т.23. №9. С.59-63.
6. Yukhanov Yu.V., Yukhanov A.Y., Privalova T.Y. Synthesis of Arbitrarily Shaped Impedance Reflectors. DOI: 10.1109/ICATT.2011.6170711, p. 40 – 45/
7. Yu.V.Yukhanov , A. Y. Yukhanov, T.Y. Privalova, M.V. Orda-Zhigulina, Reflection Factors of Nonhomogeneous Impedance Plane. DOI: 10.1109/GSMM.2012.6314005, p. 53 – 58.
8. Юханов Ю.В., Привалова Т.Ю., Юханов А.Ю. Synthesis of isotropic and anisotropic impedance reflectors of an arbitrary shape. DOI: 10.1109/ICEAA.2013.6632178, p. 14 – 17.
9. Юханов Ю.В., Privalova, T.Y. Synthesis of impedance of axisymmetric body . DOI: 10.1109/APMC.2013.6694871, p. 582 – 584.
10. Cornbleet S Microwave Optics. The Optics of Microwave Antenna Design.. Academic Press. 1976
11. Gimeno B., Cruz J. L., Navarro E. A., Such V. A Polarizer Rotator System for Three-Dimensional Oblique Incidence // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-42, № 7, July 1994, pp. 912-919.
12. Amitay N and Saleh A M Broad-band wide-angle quasi-optical polarization rotators // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, , Vol: AP-31, No: 1, pp: 73 – 76, Jan. 1983/
13. Torres R. P., Catedra M. F. Analysis and Design of a Two-Octave Polarization Rotator for Microwave Frequency // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-41, No2, pp. 208-213, Feb. 1993.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН НА ОСНОВЕ ВОЛНОВОЙ ТЕОРИИ КАТАСТРОФ И КАНОНИЧЕСКОГО ОПЕРАТОРА МАСЛОВА

Лукин Д.С.¹, Палкин Е.А.¹, Ипатов Е.Б.¹, Крюковский А.С.¹, Растягаев Д.В.¹

¹ АНО ВО «Российский новый университет»
kryukovsky56@yandex.ru, rdv@rosnou.ru

В настоящей работе обобщены результаты научных исследований, посвященных изучению распространения и фокусировки радиоволн в ионосфере Земли, выполненных методами волновой теории катастроф и канонического оператора Маслова на основе применения расширенной бихарактеристической системы в фазовом пространстве.

Основным инструментом для описания распространения коротких радиоволн в ионосфере Земли является лучевая теория, основанная на применении гамильтонова формализма для лучевых траекторий [1]. В рамках данного формализма точное решение уравнения эйконала сводится к интегрированию системы обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка – канонической системе Гамильтона, где обобщенным импульсам соответствуют волновые вектора, а самому гамильтониану – круговая частота волны. Метод основан на численном интегрировании системы обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка (бихарактеристической системы), которая описывает траектории лучей в неоднородной магнитоактивной среде и был впервые предложен Д.С. Лукиным. С помощью бихарактеристической системы при известной модели ионосферы и магнитного поля Земли определяются максимальные и минимальные применимые частоты, зоны радиосвязи и радиомолчания, рассчитываются ионограммы вертикального и наклонного зондирования и групповые задержки. Метод бихарактеристик активно применялся при решении задач возврата наклонного зондирования, для исследования ионосферного и магнитосферного распространения волн ОНЧ-диапазона, связи со спутниками и другими космическими объектами. Моделирование методом бихарактеристик доплеровского сдвига частоты позволило исследовать волнообразные возмущения ионосферной плазмы и особенности экспериментов по радиопросвечиванию атмосфер планет. В последнее время был выполнен ряд исследований [2, 3], в которых алгоритмы метода бихарактеристик реализованы на основе современного программного обеспечения и исследованы особенности лучевого распространения в магнитоактивной многослойной ионосферной плазме с учетом отражений от поверхности Земли при наличии искусственных неоднородностей и спорадических слоев.

Помимо расчета лучевых траекторий и волновых векторов, метод бихарактеристической системы послужил основой для определения напряженностей волновых полей. Для решения данной задачи была построена расширенная бихарактеристическая система [4], содержащая дополнительно к 6 уравнениям ещё 12 уравнений относительно производных по параметрам лучевого семейства, что позволило разработать алгоритмы расчета расходимости лучевого потока [4, 5]. Кроме того, расчет лучевых траекторий позволяет рассчитать фазу, учесть поглощение вдоль траекторий и вращение вектора поляризации [6].

Важной проблемой, решенной методом расширенной бихарактеристической системы, явилось определение напряженности поля на каустиках. Каустики – это огибающие лучевых семейств. На каустиках, якобиан расходимости обращается в нуль, лучевая трубка схлопывается, а, следовательно, интенсивность поля формально (в лучевом приближении) обращается в бесконечность. Однако, реальная интенсивность поля на каустике конечна, но существенно возрастает. В некоторых работах не учитывалось это обстоятельство, что приводило не только к неправильному объяснению экспериментальных результатов, но и к открытию несуществующих эффектов. В условиях распространения радиоволн в сложных неоднородных и магнитоактивных средах на основе расширенной бихарактеристической системы Д.С. Лукиным и Ю.Г. Спиридоновым разработан метод расчета поля на каустике и в её окрестности [4]. В основе метода лежит следующее обстоятельство. В силу теоремы Коши-Ковалевской траектории в фазовом пространстве не пересекаются, в отличие от координатного пространства. При наличии каустик любого порядка в координатном пространстве,

бихарактеристическая система позволяет переходить в координатно-импульсное пространство и рассчитывать дифракционную (каустическую) структуру волнового поля, используя специальные функции волновых катастроф (СВК) или канонический оператор Маслова (КОМ).

Волновая теория катастроф (ВТК) [6-8] является развитием теории распространения коротковолнового излучения в неоднородных средах с частотной дисперсией и обобщением геометрической теории дифракции (ГТД). С её помощью удалось построить наглядную геометрическую (лучевую и каустическую) интерпретацию особых фокальных пространственных (или пространственно-временных) дифракционных структур электромагнитных полей. В рамках концепции ВТК при решении задачи построения лучевого семейства, всякая особенность дифференцируемых отображений (катастрофа), возникающая при проектировании из координатно-импульсного (фазового) пространства в координатное (конфигурационное) лагранжевых многообразий, построенных на бихарактеристических решениях систем уравнений Гамильтона, соответствует эталонной амплитудно-фазовой структуре волнового поля. Такими эталонными структурами в задачах распространения волн являются области фокусировки различных порядков. Простейшей эталонной структурой является гладкая каустика (гладкая огибающая лучевого семейства) – каустическая структура A_2 в терминах ВТК, а наиболее сложной – идеальный фокус. Возможны и, как правило, реально наблюдаются промежуточные случаи, то есть фокусировки, соответствующие сложным каустическим структурам: «каустическое остриё» (A_3), «ласточкин хвост» (A_4), «бабочка» (A_5), «омбилики» (D_N , E_6 , E_7 , E_8) и многие другие трёхмерные, двумерные, одномерные как «простые» (нульмодальные), так и модальные особенности. Применение теории катастроф для построения равномерных асимптотических решений задач рассеяния, дифракции и распространения волн различной физической природы (электромагнитных, акустических, гравитационных волн и др.) и анализа особенностей этих решений является перспективным и актуальным направлением современной волновой физики. Активное приложение теории катастроф к исследованию структурно-устойчивых фокусировок волновых полей началось в конце 70-ых годов прошлого века. Основателями данного направления являются три независимых научных коллектива (Д.С. Лукин и Е.А. Палкин; М.В. Вегу; J.N.L. Connor), применившим методы теории катастроф к различным областям волновой физики: распространению радиоволн, оптике и квантовой механике. Благодаря применению канонического оператора В.П. Маслова [9] и теории катастроф Р. Тома и В.И. Арнольда были получены новые результаты, позволившие обобщить некоторые известные ранее равномерные асимптотические решения волновых уравнений Ю.А. Кравцова и Д. Людвига, которые давали возможность математически построить описание полей в окрестности особых каустик только каспоидного типа, то есть в областях одномерных фокусировок, где, как известно, неприменимы обычные лучевые асимптотики. Опираясь на результаты теории катастроф, удалось впервые исследовать амплитудно-фазовые структуры волновых полей в окрестности фокусировок с корангом более высокого порядка, в частности, в случае структурно-устойчивые двумерные фокусировки омбилического типа [6, 10]. На основе теории катастроф была выполнена классификация эталонных фокальных областей, составлены атласы особых каустик и разработаны методы их вычисления [6, 7]. Особое внимание было уделено каустикам в метаматериалах [11]. В соответствии с классификацией волновое поле является суперпозицией эталонных структур, каждая из которых описывается своей СВК. При этом возникают две проблемы, на решение которых были направлены значительные усилия: эффективный расчет СВК и их производных, образующих базис при построении равномерных асимптотических решений, и определение коэффициентов подобия – аргументов СВК и коэффициентов асимптотических разложений.

Изучению СВК посвящены уже первые работы по ВТК [12]. Были построены представления СВК в виде степенных рядов, найдены асимптотики, системы канонических уравнений [6, 13]. Все эти результаты легли в основу различных методов расчета СВК, таких как прямое численное интегрирование вдоль вещественной оси, метод суммирования рядов Тейлора с учетом асимптотических разложений, численное решение системы канонических уравнений, метод рекуррентных соотношений для коэффициентов рядов Тейлора, метод реперных точек и др. [6, 13]. Наиболее перспективными оказались два подхода. Это контурный метод, основанный на численном интегрировании вдоль контура в комплексной плоскости. Такой подход особо полезен в случае представления СВК в виде однократного интеграла (каспоидная серии A_N , а также краевые серий B_{N+1} и C_{N+1}). Второй подход – метод обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) – основан на

сведении системы канонических уравнений к системе ОДУ не только для самой СВК, но и для её первых производных [14, 15]. Этот метод может успешно применяться к СКВ, представлениями которых являются как однократные, так и многократные интегралы. В последнее время в ряде публикаций именно этот подход применяется для разработки алгоритмов расчета СВК эффективных как по скорости счета, так и по диапазону аргументов.

Существуют два основных метода определения параметров подобия (аргументов СВК и коэффициентов асимптотических разложений): метод седловых точек (метод глобальной асимптотики), развитый нами в работах [7, 14, 15] и локальный (метод локальной асимптотики), созданный нами в [7, 14-17]. В методе глобальной асимптотики коэффициенты подобия определяются через значения амплитуд и фаз лучей (то есть в седловых точках). В методе локальной асимптотики коэффициенты подобия вычисляются относительно центра особенности (катастрофы). Необходимо отметить, что работа, содержащая правильную теорию локальных асимптотик (причем только для основных каспидных катастроф), была опубликована за рубежом (F.J. Wright, G. Dangelmayer, 1985) значительно позже наших работ (А.С. Крюковский, Д.С. Лукин, 1981-1982), причем в наших первых публикациях метод локальной асимптотики уже был разработан в общем случае. Значительным шагом в развитии теории построения коэффициентов подобия явился метод интерполяционной локальной асимптотики, позволивший по данным из малой области рассчитывать волновое поле в широкой окрестности особенности (катастрофы) [18]. Для применения метода локальной асимптотики необходимо знание положений центров волновых катастроф – особых точек. Для их вычислений получены [15] необходимые и достаточные условия в дифференциальной форме. Были проведены сопоставления методов ВТК с традиционными подходами [19], такими как метод физической оптики и физической теории дифракции, метод интерференционного интеграла, метод параболического уравнения и его обобщение – метод суммирования гауссовых пучков, показавшими эффективность разработанных нами алгоритмов построения равномерных асимптотических решений.

Важным шагом в развитии ВТК, тесно связанным с задачами распространения радиоволн, явилось её применение к решению проблем неравномерной ГТД. ГТД развивается с середины 50-х годов прошлого века благодаря основополагающим работам Дж. Келлера, а также Б.Е. Кинбера и В.А. Боровикова. Отличием задач, решаемых методами ГТД, от классических задач распространения волн является наличие совместных фокусировок первичных (геометрооптических) и вторичных (дифракционных) лучевых семейств, образующих единые сложно организованные структуры, включающие границы «свет-тень» лучевых семейств, особые каустики (оггибающие) первичных лучевых семейств и особые каустики вторичных лучевых семейств. В результате образуются единые топологические структуры, классификация которых приводит к выявлению типов эталонных дифракционных полей. Перечисленные выше проблемы возникают при решении задач дифракции волн на проводящих или диэлектрических телах с криволинейными кромками, а также при изучении распространения радио и видеоимпульсов в диспергирующих средах (например, ионосфере Земли). Наличие изломов на границах тел (угловых точек), а также разрывов в среде распространения значительно усложняют процесс построения решений задач и требуют дополнительных исследований. При этом сама среда распространения может быть плавно неоднородной, анизотропной, нестационарной и нелинейной, что приводит как к фокусировке, так и дефокусировке излучения. Поскольку стандартные результаты теории катастроф (основные катастрофы) описывают фокусировку только одного лучевого семейства, они неприменимы для решения задач дифракции и рассеяния. Поэтому при решении нового класса задач нами была использована классификация краевых катастроф, а также разработанная собственная классификация угловых и обобщенных краевых катастроф [14, 15, 20]. Асимптотические решения, построенные нами [42], обобщили ранее известные результаты, полученные в частных случаях, когда возникали фокусировки либо только первичных (геометрооптических), либо только вторичных (краевых) лучей и позволили создать теорию обобщенных краевых катастроф [8, 15, 20].

При построении равномерной асимптотической теории, описывающей процессы распространения, дифракции и фокусировки нестационарных электромагнитных волн (например, видео и радиоимпульсов) в неоднородных анизотропных средах с частотной дисперсией в коротковолновом приближении, традиционными методами являются пространственно-временная геометрическая оптика и пространственно-временная ГТД. При этом имеют место проблемы, аналогичные тем, что возникают

в задачах стационарной дифракции, и приводящие к катастрофам высокой коразмерности и кратности, поскольку начало или конец импульса можно рассматривать, по аналогии с дифракцией, как источник вторичных лучей. В работах Л.Б. Фелсена, Ю.И. Орлова и А.П. Анютинина рассматривались некоторые простейшие временные фокусировки нестационарного излучения. Однако для построения равномерных асимптотических решений, описывающих пространственно-временные фокусировки, применение волновой теории катастроф, является необходимым, поскольку ВТК позволяет классифицировать особые области, обусловленные образованием общих фокальных структур [21]. Особый интерес представляет сочетание двумерных пространственных фокусировок и одномерных временных фокусировок частотно-модулированных радиоимпульсов, а также пространственных фокусировок видеоимпульсов. ВТК в сочетании с пространственно-временной геометрической оптикой и пространственно-временной ГТД позволила построить равномерное асимптотическое описание амплитудно-фазовых эталонных структур электромагнитных полей в таких областях [22-25].

Одним из наиболее эффективных методов численного анализа тонкой структуры электромагнитных полей в плазме является прямое вычисление канонического оператора Маслова [9], базирующегося также на концепции бихарактеристик. Этой проблеме посвящены работы [26]. Численное решение расширенной бихарактеристической системы уравнений позволяет в процессе вычислений одновременно определять положения особенностей, переходить из конфигурационного в смешанное координатно-импульсное пространство и получать решения как в регулярных, так и сингулярных областях, суммируя вклады лучей и не решая задачи пристрелки.

В последнее время основные исследования в данном направлении концентрируются на разработке программных комплексов, позволяющих применять бихарактеристические методы решения задач распространения радиоволн для глобальных моделей ионосферы Земли типа IRI-2012, моделей, полученных методом радиотомографии, а также моделей неоднородного магнитного поля Земли [26]. Для успешного применения ВТК в задачах радиофизики, акустики и квантовой механики создана информационная система «wavecatt.rosnou.ru», содержащая достаточно полную информацию об основных, краевых, угловых и обобщенных краевых катастрофах, их СКВ, схемах подчинений, атласах каустик, универсальных деформациях и равномерных асимптотических решениях [27].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 15-02-04206-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Казанцев А.Н., Лукин Д.С., Спиридонов Ю.Г. Метод исследования распространения радиоволн в неоднородной магнитоактивной ионосфере. // Космические исследования. 1967. Т. 5. Вып. 4. С.593 – 600.
2. Крюковский А.С., Кирьянова К.С. Динамическое моделирование распространения радиоволн в окрестности экваториальной аномалии на основе метода бихарактеристик. // Электромагнитные волны и электронные системы, 2011, № 8, стр. 21-25.
3. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Растягаев Д.В. Математическое моделирование распространения радиоволн в анизотропной неоднородной ионосфере. // Вестник Российского нового университета. / М.: РосНОУ, 2009. Выпуск 2. С. 7-14.
4. Лукин Д.С., Спиридонов Ю.Г. Применение метода характеристик для численного решения задач распространения радиоволн в неоднородной и нелинейной среде. // РЭ. 1969. Т. 14. №. 9. С.1673 – 1677.
5. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Кирьянова К.С. Метод расширенной бихарактеристической системы при моделировании распространения радиоволн в ионосферной плазме. // РЭ, М.: Наука. 2012. Т.57. №9. С. 1028-1034.
6. Лукин Д.С., Палкин Е.А. Численный канонический метод в задачах дифракции и распространения электромагнитных волн в неоднородных средах. М.: МФТИ, 1982. 159 с.
7. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Палкин Е.А. Равномерные асимптотики интегралов от быстроосциллирующих функций с вырожденными седловыми точками: Препринт /ИРЭ АН СССР. М., 1984. № 41 (413). 75 с.
8. Крюковский А.С., Лукин Д.С. Построение равномерной геометрической теории дифракции методами краевых и угловых катастроф. // РЭ. 1998. Т. 43. № 9. С. 1044-1060.
9. Маслов В.П. Теория возмущений и асимптотические методы. М.: МГУ, 1965. 553 с.

10. Kryukovskii A.S., Lukin D.S., Rastyagaev D.V. Construction of uniform asymptotic solutions of wave-type differential equations by methods of catastrophe theory // Russian journal of mathematical physics, 2009. V.16. No 2. PP. 232-245.
11. Крюковский А.С., Орлов А.В. Каустические особенности при распространении электромагнитных волн в неоднородных метаматериалах. // РЭ, 2010. Т.55. №3. С. 292-299.
12. Дронов И.Ф., Ипатов Е.Б., Лукин Д.С., Палкин Е.А. Табулирование дифракционных интегралов // Распространение радиоволн в ионосфере / М.: ИЗМИР АН СССР, 1978. С. 57 – 63.
13. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Палкин Е.А. Специальные функции волновых катастроф: Препринт /ИРЭ АН СССР. М., 1984. № 43 (415). 75 с.
14. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Палкин Е.А. Краевые и угловые катастрофы в задачах дифракции и распространения волн. Казань: Каз. авиационный ин-т, 1988. 199 с.
15. Крюковский А.С. Равномерная асимптотическая теория краевых и угловых волновых катастроф. Монография. М.: РосНОУ, 2013.–368 с.
16. Крюковский А.С. Локальные равномерные асимптотики волновых полей в окрестности основных и краевых каспидных каустик. // РЭ. 1996. Т.41. № 1. С. 59-65.
17. Крюковский А.С., Лукин Д.С. Локальная асимптотика быстроосциллирующих интегралов, описывающих волновое поле в областях фокусировки // Дифракция и распространение электромагнитных волн. / МФТИ. М., 1984. С. 39 - 53.
18. Карепов С.Л., Крюковский А.С. Расчет волнового поля методом интерполяционной локальной асимптотики. //РЭ. 2001. Т. 46. № 1. С. 40 - 46.
19. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Палкин Е.А. Численное сравнение двух асимптотических методов решения задач дифракции волн в плавнонеоднородных средах //Изв. ВУЗов (Радиофизика). 1986. Т.29. № 1. С. 79 – 88.
20. Крюковский А.С., Растягаев Д.В. Классификация унимодальных и бимодальных угловых катастроф // Функциональный анализ и его приложения. 1992. Т.26. Вып.3. С.77–79.
21. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Растягаев Д.В. Классификация и равномерное асимптотическое описание пространственно-временных трехмерных краевых фокусировок волновых полей. // РЭ, 2005. Т.50. №10. С. 1221-1230.
22. Аллин И.В., Крюковский А.С. Особенности распространения видеоимпульсов в плазме в окрестности светового конуса.// Электромагнитные волны и электронные системы. 2007. Т.12. № 8. С.26-40.
23. Крюковский А.С., Зайчиков И.В. Особенности распространения радиоимпульсов в средах с дисперсией.// Электромагнитные волны и электронные системы. 2008. Т.13. № 8. С.36-41.
24. Крюковский А.С., Скворцова Ю.И. Применение теории катастроф для описания пространственно-временной структуры частотно-модулированного сигнала в плазме. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2013. Т. 18. № 8. С. 18-23.
25. Крюковский А.С., Лукин Д.С. Краевые и угловые катастрофы в равномерной геометрической теории дифракции. М.: МФТИ, 1999. 134 с.
26. Ипатов Е.Б., Крюковский А.С., Лукин Д.С., Палкин Е.А., Растягаев Д.В. Методы моделирования распространения электромагнитных волн в ионосфере с учетом распределений электронной концентрации и магнитного поля Земли // РЭ. 2014. Т. 59. № 12. С. 1180-1187.
27. Дорохина Т.В., Крюковский А.С., Лукин Д.С. Информационная система «Волновые катастрофы в радиофизике, акустике и квантовой механике». // Электромагнитные волны и электронные системы. 2007. Т.12. № 8. С.71-75.

СИНТЕЗ И ОПТИМИЗАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЛИНЗ И ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВЫХ СИСТЕМ ДЛЯ МНОГОЛУЧЕВЫХ АНТЕНН

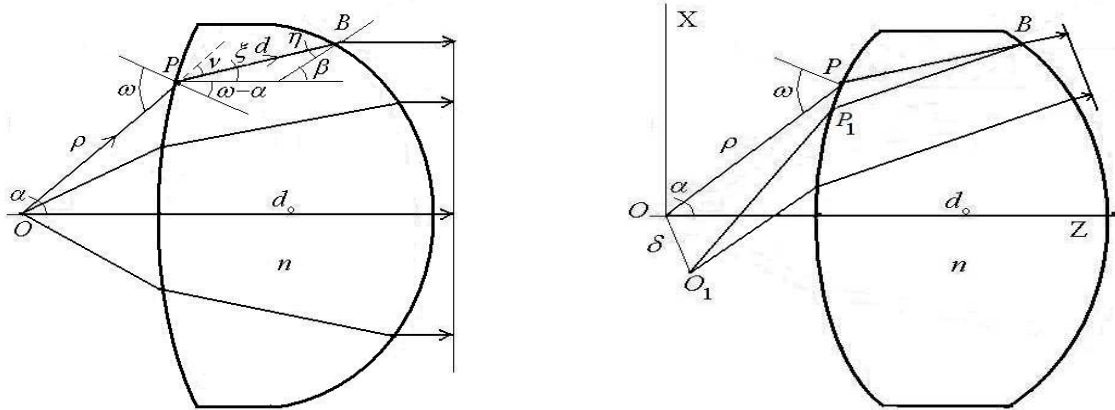
Венецкий А.С., Калошин В.А.

Институт радиотехники и электроники им.В.А.Котельникова РАН

Avenetsky@yandex.ru, vak@cplire.ru

Приведена формула для распределения эйконала на поверхности осесимметричной диэлектрической линзовой и зеркально-линзовой антенны с погрешностью порядка величины смещения источника из фокуса в четвертой степени. С использованием этой формулы и ее разложений по величине смещения источника найдены уравнение фокальной кривой и условие отсутствия астигматизма, а также проведена оптимизация параметров апланатов-анастигматов, обеспечивающая минимальную величину среднеквадратической аберрации в многолучевых линзовых и зеркально-линзовых антеннах.

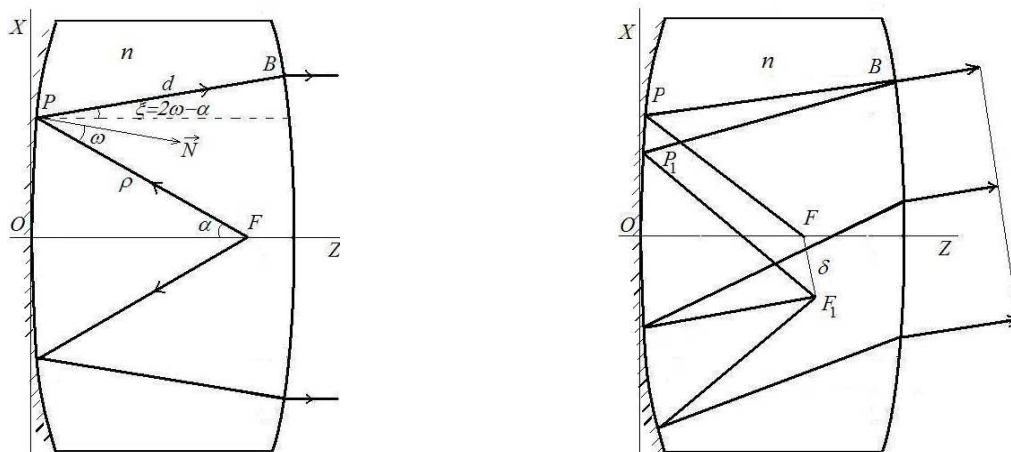
Для анализа и оптимизации оптических систем широко используется классическая теория аберраций (отклонение выходного фронта от идеального), основанная на разложении эйконала по степеням углов зрения и апертуры [1, 2]. Соответствующий двумерный ряд можно эффективно использовать при анализе параксиальных лучей, однако для широкоугольных фокусирующих систем многолучевых антенн возникает необходимость учета аберраций высоких порядков, что приводит к сложности соответствующих формул и, как следствие, необходимости использования численных методов в задачах оптимизации.



а) с несмещенным источником

б) со смещенным источником

Рис.1. Линзовая антенна



а) с несмещенным источником

б) со смещенным источником

Рис.2. Зеркально-линзовая антенна

В работе [3] для осесимметричной диэлектрической линзовой антенны (система 1, рис.1) получена формула для эйконала и три члена его разложения по величине смещения источника из фокуса. В данной работе получены аналогичные формулы для зеркально-линзовой системы (система 2, рис.2). Используя найденные формулы, для обеих систем получены условия отсутствия астигматизма и уравнение фокальной кривой, а также проведена оптимизация параметров, обеспечивающая минимальную величину среднеквадратической аберрации.

Формулы для эйконала на поверхности линзы имеют вид:

$$\Phi(R, \varphi) = p\sqrt{(x_1 + \delta_R)^2 + y_1^2 + (z_1 + \delta_Z)^2} + n\sqrt{(R \cos \varphi - x_1)^2 + (R \sin \varphi - y_1)^2 + (F(R) - z_1)^2} \quad (1)$$

где $x_1 = x_p + \Delta x \cos \varphi - \Delta y \sin \varphi$, $y_1 = y_p + \Delta x \sin \varphi + \Delta y \cos \varphi$, $z_1 = f(\sqrt{x_1^2 + y_1^2})$, $p=1$ для системы 1 и $p=n$ для системы 2, $R = \sqrt{X_B^2 + Y_B^2} = R(\alpha)$, $\alpha = \alpha(R)$ – заданный закон отображения.

$\Delta x, \Delta y$ - для системы 1 имеют вид:

$$\Delta x = -\frac{\cos \alpha \cos(\omega - \alpha)}{\cos \omega} \frac{d}{GWR'(\alpha)} \delta_R \cos \varphi + \frac{\sin \alpha \cos(\omega - \alpha)}{\cos \omega} \frac{d}{GWR'(\alpha)} \delta_Z, \quad \Delta y = \frac{d \sin \alpha}{nR} \delta_R \sin \varphi, \quad (2)$$

$\Delta x, \Delta y$ - для системы 2 имеют вид:

$$\Delta x = -\frac{\cos \alpha \cos(\omega - \alpha)}{\cos \omega} \frac{d}{R'(\alpha)} \delta_R \cos \varphi + \frac{\sin \alpha \cos(\omega - \alpha)}{\cos \omega} \frac{d}{R'(\alpha)} \delta_Z, \quad \Delta y = \frac{d \sin \alpha}{R} \delta_R \sin \varphi, \quad (2')$$

Если величины δ_R, δ_Z находятся на фокальной поверхности $\delta_Z = A\delta_R^2 + B\delta_R^4 + \dots$, имеем:

$$\Delta x = -\frac{\cos \alpha \cos(\omega - \alpha)}{\cos \omega} \frac{d}{GWR'(\alpha)} \delta_R \cos \varphi, \quad \Delta x = -\frac{\cos \alpha \cos(\omega - \alpha)}{\cos \omega} \frac{d}{R'(\alpha)} \delta_R \cos \varphi$$

При этом погрешность формулы (1) $|\Phi(R, \varphi) - \Phi_0(R, \varphi)| < (k\delta_R)^4$, где $\Phi_0(R, \varphi)$ - точное значение эйконала в данной точке, k - константа.

Для системы 1 разложение формулы (1) для эйконала, включая члены второго порядка по δ :

$$\Phi(R, \varphi) = \rho + nd + \delta_R \cos \varphi \sin \alpha + \delta_Z \cos \alpha + \frac{\delta_R^2}{2} \left(\frac{\cos^2 \varphi}{L_1} \cos^2 \alpha + \frac{\sin^2 \varphi}{L_2} \right) - \frac{\delta_R \delta_Z}{2L_1} \cos \varphi \sin 2\alpha + \frac{\delta_Z^2}{2L_1} \sin^2 \alpha + \quad (3)$$

где $\frac{1}{L_1} = \frac{1}{\rho} \left(1 - \frac{d}{GW} \frac{d\alpha}{dR} \right)$, $\frac{1}{L_2} = \frac{1}{\rho} \left(1 - \frac{d \sin \alpha}{nR} \right)$, $W = (n - \cos \xi) / (n \cos \xi - 1)$, $\nu = \alpha - \xi$,

$G = \sqrt{n^2 - \sin^2 \omega} / \cos \omega = n(n - \cos \nu) / (n \cos \nu - 1)$, угол α выражается через R из закона отображения,

$$\nu = \alpha + \arccos(A / \sqrt{A^2 + B^2}) - \arcsin(Bn / \sqrt{A^2 + B^2}), \quad \xi = \alpha - \nu,$$

$$A = (n - 1)d_0 - \rho(\alpha)(1 - \cos \alpha), \quad B = R(\alpha) - \rho(\alpha) \sin \alpha.$$

Для системы 2 разложения формулы для эйконала (1), включая члены второго порядка по δ :

$$\Phi(R, \varphi) = n(\rho + d) + n\delta_R \cos \varphi \sin \alpha - n\delta_Z \cos \alpha + \frac{n\delta_R^2}{2} \left(\frac{\cos^2 \varphi}{L_1} \cos^2 \alpha + \frac{\sin^2 \varphi}{L_2} \right) + \quad (3')$$

$$+ \frac{n\delta_R\delta_Z}{2L_1} \cos\varphi \sin 2\alpha + \frac{n\delta_Z^2}{2L_1} \sin^2 \alpha + \dots$$

$$\text{где } \frac{1}{L_1} = \frac{1}{\rho} \left(1 - d \frac{d\alpha}{dR} \right), \quad \frac{1}{L_2} = \frac{1}{\rho} \left(1 - \frac{d \sin \alpha}{R} \right)$$

Погрешность формулы (3) и (3') - порядка δ^3 . Используя найденные формулы, выведем уравнение кривой, которому удовлетворяют поперечные δ_R и продольные δ_Z смещения, при которых достигаются минимальные искажения плоского фронта. При смещении облучателя вдоль оси X на величину δ_R выходящий из линзы плоский фронт повернется в первом приближении в плоскости XOZ на угол

$$\theta = \arcsin \frac{\delta_R}{f_e} \text{ в системе 1,} \quad \theta = \arcsin \frac{n\delta_R}{f_e} \text{ в системе 2,} \quad (4)$$

где f_e – эквивалентный фокус линзы. Проведем справа от линзы плоскость, ортогональную этому наклонному фронту. Ее уравнение имеет вид: $Z \cos \theta + X \sin \theta - Z_0 \cos \theta = 0$, где Z_0 - координата точки пересечения плоскости с осью Z и выбрана так, что $Z_0 > \rho_0 + d_0$. Найдем расстояние от произвольной точки B на поверхности линзы до этой плоскости. Пусть точка B имеет координаты $(R \cos \varphi, R \sin \varphi, F(R))$. Тогда расстояние от точки B до плоскости равно:

$$\Delta = Z_0 \cos \theta - R \cos \varphi \sin \theta - F(R) \cos \theta, \quad (5)$$

где $Z=F(R)$ –уравнение выходной поверхности линзы. Из закона отображения можно получить разложение:

$$\sin \alpha = R / f_e + pR^3 + \dots \quad (6)$$

Прибавляя к значению эйконала в точке B , найденному по формулам (3,3'), величину Δ по формуле (5), заменяя $\sin \alpha$ разложением (6) и учитывая, что и $\rho + nd + Z_0 - F(R) = C$, где C – константа, можно получить:

$$\begin{aligned} \Phi(R, \varphi) + \Delta = C + (F(R) - Z_0)(1 - \cos \theta) - n\delta_Z \cos \alpha + n\delta_R pR^3 \cos \varphi + \\ + \frac{n\delta_R^2}{2} \left(\frac{\cos^2 \varphi}{L_1} \cos^2 \alpha + \frac{\sin^2 \varphi}{L_2} \right) + \frac{n\delta_R\delta_Z}{2L_1} \sin 2\alpha \cos \varphi + \frac{n\delta_Z^2}{2L_1} \sin^2 \alpha \end{aligned} \quad (7)$$

Аналогичное равенство получается для линзы, полагая в (7) $n = 1$, $\delta_z = -\delta_z$

Выражения (7) представим в виде суммы: $\Phi + \Delta = \Phi_1 + \Phi_2$, где

$$\Phi_1 = n\delta_R pR^3 \cos \varphi + \frac{n\delta_R\delta_Z}{2L_1} \sin 2\alpha \cos \varphi,$$

$$\Phi_2 = C + (F(R) - Z_0)(1 - \cos \theta) - n\delta_Z \cos \alpha + \frac{n\delta_R^2}{2} \left(\frac{\cos^2 \varphi}{L_1} \cos^2 \alpha + \frac{\sin^2 \varphi}{L_2} \right) + \frac{n\delta_Z^2}{2L_1} \sin^2 \alpha$$

Разность значений члена с δ_R^2 при $\varphi=0$ и при $\varphi=\pi/2$ на краю апертуры характеризует величину астигматизма линзы. Влияние этой aberrации на усиление антенны можно минимизировать, выбирая δ_Z из условия $\Phi_2(0) = \Phi_2(\alpha_{\max})$, только вместо коэффициента при δ_R^2 берется полусумма его значений при $\varphi=0$ и $\varphi=\pi/2$, а $\cos \theta$ заменяется с учетом (4) выражением:

$$\cos \theta = \sqrt{1 - \delta_R^2 / f_e^2} = 1 - \delta_R^2 / (2f_e^2) \text{ или } \cos \theta = \sqrt{1 - n^2 \delta_R^2 / f_e^2} = 1 - n^2 \delta_R^2 / (2f_e^2)$$

В результате получаем уравнение фокальной кривой:

(8)

$$\delta_Z (1 - \cos \alpha_{\max}) - \frac{\delta_Z^2}{2L_1(\alpha_{\max})} \sin^2 \alpha_{\max} = \frac{\delta_R^2}{4} \left(\frac{\cos^2 \alpha_{\max}}{L_1(\alpha_{\max})} + \frac{1}{L_2(\alpha_{\max})} - \frac{1}{L_1(0)} - \frac{1}{L_2(0)} - \frac{2p}{f_e^2} (F(0) - F(R_{\max})) \right)$$

где $p=1$ для системы 1 и $p=n$ для системы 2.

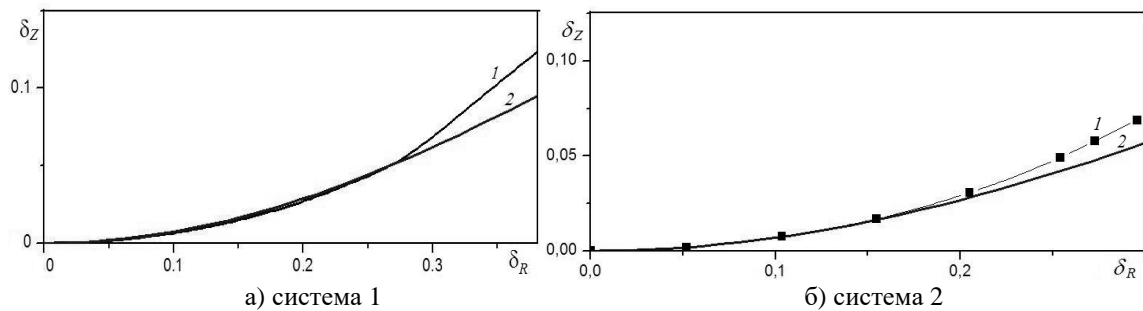


Рис. 3. Фокальные линии

На рис.3а, 3б, соответственно, для системы 1,2 приведены фокальные кривые, рассчитанные формуле (8), и в результате минимизации среднеквадратического отклонения методом трассировки лучей (соответственно, кривые 2 и 1).

Из формул (3) и (3') следует хорошо известное [1,2] условие апланатизма $R(\alpha) = f_e \sin \alpha$, при выполнении которого член $\delta_R \sin \alpha \cos \varphi$ описывает линейный фронт, т.е. нет искажений эйконала, пропорциональных первой степени δ_R . Величина астигматизма в формулах (3) и (3') определяется членом, содержащим δ_R^2 . Из формул (3) и (3') следует, что при выполнении условия

$$\frac{\cos^2 \alpha}{L_1(\alpha)} = \frac{1}{L_2(\alpha)} \tag{9}$$

величина этого члена для заданного α не зависит от φ и может быть скомпенсирована членами, содержащими δ_Z и δ_Z^2 с использованием продольного смещения источника. Подставляя в (9) выражения для L_1 и L_2 , получаем уравнения:

$$d \left(\frac{\sin \alpha}{nR} - \frac{\cos^2 \alpha}{GWR'(\alpha)} \right) = \sin^2 \alpha, \quad d \left(\frac{\sin \alpha}{R} - \frac{\cos^2 \alpha}{R'(\alpha)} \right) = \sin^2 \alpha \tag{10}$$

где d – расстояние между поверхностями по данному лучу, R – радиус точки выхода луча. Из полученного условия, в частности, следует, что выбором параметров можно подавить астигматизм только для фиксированных значений α , в частности, для крайнего луча, однако в системах с острыми кромками ($d=0$) это невозможно, что было показано ранее в работе [6].

Для апланатических систем условия (14) можно привести к виду:

$$d \left(\frac{1}{n} - \frac{\cos \alpha}{GW} \right) = R \sin \alpha, \quad d = 2f_e \cos^2(\alpha/2) \tag{11}$$

Переходя в (11) к пределу при $\alpha \rightarrow 0$, получаем условие отсутствия параксиального астигматизма в апланатических системах:

$$d_0 \left(\frac{1}{2} + \frac{(n+1)}{2(n-1)} (2p^2 - 2p + 1) \right) = n f_e, \quad d_0 = 2f_e \tag{12}$$

где $p = (f_e - \rho_0) / d_0$. Первое из уравнений (12) является квадратным уравнением относительно любого из четырех входящих в него параметров, при условии, что остальные три – заданы.

Если зафиксировать продольный размер обеих систем: $\rho_0 + d_0 = const$, $d_0 = const$, коэффициент преломления n и $\alpha_1 = \arcsin(R_1 / f_e)$, уравнения (11) определяют зависимость $f_e = f_e(\rho_0)$, которая может быть быстро найдена с использованием приближенного решения для поверхности системы в виде отрезка ряда $\rho(\alpha) = \rho_0 + \rho_2 \alpha^2 + \rho_4 \alpha^4$, коэффициенты которого определяются из дифференциальных уравнений, к которым сведены задачи синтеза обеих систем [5, 6].

Введем величину среднеквадратической aberrации (СКА) по формуле:

$$S_A(\theta) = \sqrt{\int_0^{1/2} \int_0^{2\pi} (\Phi(R, \varphi) - \Phi(0, 0) - X \sin \theta - Z \cos \theta)^2 R dR d\varphi}, \tag{13}$$

где X, Z – координаты точки на выходной поверхности системы, $\Phi(R, \varphi)$ – значение эйконала в этой точке, θ – угол наклона выходного фронта и будем ее минимизировать на кривых $f_e = f_e(\rho_0)$ для трех значений R_1 . После нахождения трех локальных оптимальных значений $f_e^{(\min)}(\rho_0^{(\min)})$ и соответствующих значений СКА, построим параболу, проходящие через эти точки и найдем оптимальные значения параметров во всей области их изменения. Таким способом были найдены оптимальные параметры для угла $\theta = 20$ градусов: $n=1.5$, $\rho_0=0.405$, $d_0=0.795$, $f_e=0.77$ для системы 1 и $n=1.1$, $\rho_0=0.542$, $d_0=1.2$, $f_e=0.655$ для системы 2.

На рис.4 приведены зависимости СКА от угла сканирования луча для оптимальной системы 1 (кривая 1) и 2 (кривая 2). На рис.5 кривая 1 показывает зависимость площади эффективной апертуры (ПЭА) от угла сканирования (с учетом геометрооптического недооблучения и угла наклона выходного фронта) системы 1, а кривая 2 – системы 2.

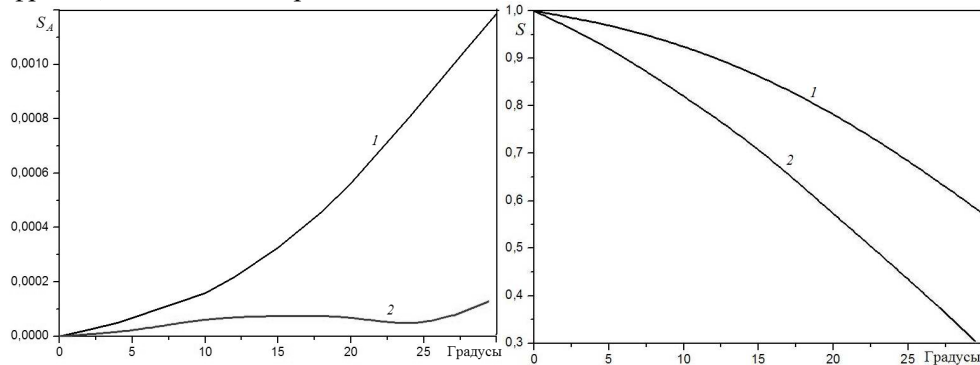
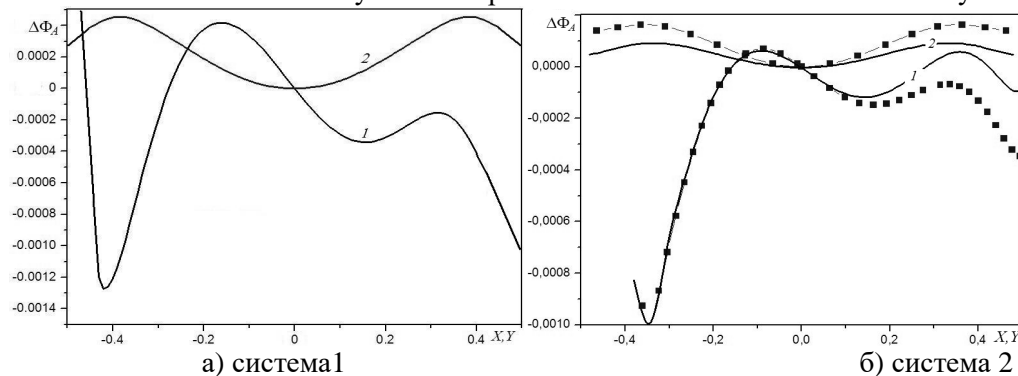


Рис.4. Зависимости СКА от угла сканирования Рис.5. Зависимости ПЭА от угла сканирования



а) система 1

б) система 2

Рис.6. Аберрации в меридиональной и сагиттальной плоскостях

На рис.6а, 6б для $\theta = 15$ градусов показаны результаты расчета аберраций в оптимизированных системах 1, 2, соответственно, сплошными линиями 1, 2, соответственно, в меридиональной и сагиттальной плоскостях, рассчитанные методом трассировки лучей, а точками – по формуле (1).

Несмотря на существенно меньшие аберрации у системы 2, говорить о ее превосходстве перед системой 1 преждевременно из-за меньшей величины ее эффективной апертуры, т.е. данный вопрос требует дальнейшего исследования.

Работа поддержана грантом РФФИ Проект №15-07-07797.

ЛИТЕРАТУРА

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
2. Русинов М.М. Техническая оптика, Л.: Машиностроение, 1979.
3. Венецкий А.С., Калошин В.А. Об аберрациях эйконала в линзовых антеннах // 3 Всероссийская Микроволновая конференция, Москва, 2015, Доклады, С.196-200.
4. Калошин В.А. Об аберрациях в апланатических линзовых антеннах // ЖРЭ, 2001, №3.
5. Head A.K. // Proc. Phys. Soc. 1959.V.LXXIV. №6.P. 731.
6. Калошин В.А., Фролова Е.В., Синтез и анализ зеркально-линзовых диаграммо-образующих систем для планарных многолучевых антенн, ЖРЭ, 2015, №12. <http://jre.cplire.ru/jre/dec15/19/text.html>

ИССЛЕДОВАНИЕ НАПРАВЛЕННЫХ СВОЙСТВ БИКОНИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ С ЗАПОЛНЕНИЕМ ПРОСТРАНСТВА РАСКРЫВА НЕОДНОРОДНЫМ ДИЭЛЕКТРИКОМ В ПРИБЛИЖЕНИИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

Бобришов А.М., Маркова Е.А, Усков Г.К.

ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный университет»

markova@phys.vsu.ru, uskov@phys.vsu.ru

Была предпринята попытка улучшить направленные свойства биконической антенны с коаксиальной линией питания посредством заполнения пространства между образующими конусами антенны материалом с переменной диэлектрической проницаемостью. Закон распределения диэлектрической проницаемости в материале заполнения был получен из соображений геометрической оптики. Для подтверждения работоспособности предложенного метода была построена численная электродинамическая модель и произведена симуляция излучения антенной сверхвысокочастотных гармонических сигналов. Полученные результаты свидетельствуют о значительном увеличении направленных свойств антенны и ослаблении боковых лепестков диаграммы направленности при использовании предложенного диэлектрического заполнения.

Введение

В связи с развитием областей применения сверхкоротких импульсных сигналов для решения задач радиосвязи, радиолокации, функционального подавления радиоэлектронных средств, а также исходя из требований к современной радиоизмерительной аппаратуре, актуальной задачей является исследование возможностей излучения в сверхширокой полосе частот. Для этого на практике часто используются рупорные, биконические и диско-конусные антенны, довольно подробно рассмотренные в литературе, а также их модификации [1, 2, 3]. Одной из актуальных задач при использовании подобных антенн является минимизация отражений на входе антенны и оптимизации формы диаграммы направленности на заданных частотах. Для достижения оптимальных параметров биконической антенны (рис. 1) варьируются её геометрические размеры, такие как высота образующих конусов и их радиус, что позволяет добиться минимального значения нижней граничной частоты. Однако характеристики излучения на верхних частотах рабочего диапазона при этом существенно ухудшаются.

В настоящей работе предлагается иной путь улучшения характеристик биконической антенны: заполнение пространства между образующими конусами средой, диэлектрическая проницаемость которой не постоянна и изменяется в зависимости от направления. Ранее изготовление подобного заполнения представляло собой большую технологическую проблему, которая в настоящее время может быть сегодня решена с использованием технологий трёхмерной печати.

Выбор закона распределения диэлектрической проницаемости в материале заполнения может производиться из самых разных соображений. В данной работе такое распределение подбиралось таким образом, чтобы обеспечить выравнивание формы волнового фронта, распространяющегося в пространстве между конусами в апертуре антенны. Закон распределения выводился из принципов геометрической оптики в предположении, что волновой фронт является сферическим. Несмотря на грубость допущений, подобного подхода оказалось достаточно для того, чтобы получить практически значимое улучшение направленных характеристик антенны в рабочем диапазоне.

Заметим, что вывод оптимального закона распределения диэлектрической проницаемости в материале заполнения не являлся целью данной работы. В работе ставилась задача продемонстрировать работоспособность метода улучшения направленных характеристик биконической антенны и обоснование необходимости дальнейших исследований.

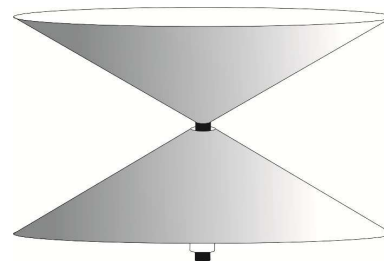


Рис. 1. Общий вид биконической антенны. Показаны образующие конусы и коаксиальная линия питания.

Процедура выравнивания волнового фронта

Идея процедуры выравнивания волнового фронта состоит в компенсации скорости распространения сигнала на прямом пути от гипотетического фазового центра (предположение о фазовом центре сделано из геометрических соображений). Распространение сигнала будем рассматривать как ход лучей из центра в точке O (рис. 2). В силу осевой симметрии задачи рисунок,

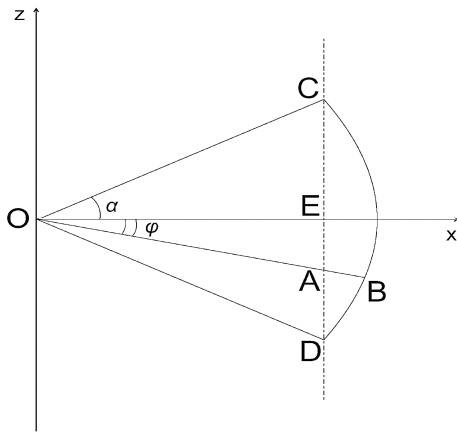


Рис. 2. Пояснение к процедуре выравнивания волнового фронта.

поясняющий дальнейшие рассуждения был значительно упрощён так как для ее решения необходимо рассмотреть лишь ход лучей, лежащий в одной из полуплоскостей, проходящих через направление главного излучения от предполагаемого фазового центра. Область распространения фронта ограничена углом между образующими конусами α , как показано на рис. 2. Направлением главного излучения выберем ось x , при этом ось z совпадает с осью симметрии образующих конусов. Расстояние $OE=R$ равно радиусу образующих конусов антенны. Из известных величин, характеризующих геометрию антенны мы имеем так же расстояние CD (расстояние между основаниями конусов) и угол α (угол между образующими конусами). Для компенсации неравномерности фазового фронта в раскрыве антенны необходимо свести к минимуму разность хода между лучами по всем направлениям распространения в апертуре антенны. Для этого необходимо внести такую задержку,

чтобы для любого произвольного угла φ время t_2 прохождения лучом расстояния OC было равно времени t_1 прохождения расстояния OA . Иначе говоря, необходимо, чтобы фронт волны достиг точек A , C одновременно. Для этого потребуем, чтобы проекции фазовых скоростей волнового фронта, распространяющегося под различными углами, на ось x были равны друг другу и фазовой скорости в направлении $\varphi = 0$. Запишем изложенные требования с учётом того, что скорость распространения луча в пространстве:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}, \quad (1)$$

где c – скорость света в вакууме, ε – диэлектрическая проницаемость среды, в которой распространяется электромагнитная волна. Получим:

$$v(\varphi)\cos(\varphi)=v(0), \quad (2)$$

с учётом (1):

$$\frac{c}{\sqrt{\varepsilon(\varphi)}}\cos(\varphi) = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon(0)}}. \quad (3)$$

Из (3) получим:

$$\varepsilon(\varphi) = \varepsilon_{\max}\cos^2(\varphi), \quad \varepsilon_{\max} = \varepsilon(0). \quad (4)$$

Здесь ε_{\max} — диэлектрическая проницаемость материала в главном направлении излучения. Поскольку волновой фронт в этом направлении необходимо скомпенсировать сильнее всего, наибольшей проницаемостью материал заполнения будет обладать в направлении $\varphi=0$.

Однако следует отметить, что использование формулы (4) может привести к ситуации, когда рассчитанное значение диэлектрической проницаемости будет меньше единицы ($\varepsilon < 1$). Подобная ситуация отражена на рис. 3. Чтобы избежать подобной ситуации, необходимо ограничить область изменений значений параметра φ и выбрать значение $\varepsilon(0)$, исключая такую ситуацию. То есть должно выполняться условие $\varepsilon(\varphi) \geq 0$.

Чтобы избежать подобной ошибки при построении модели можно исходить не из максимального значения диэлектрической проницаемости, а из соображения о том, что минимальным является значение диэлектрической проницаемости в направлении $\varphi=\alpha$, поскольку время распространения луча именно в этом направлении максимально. Тогда за минимальную скорость распространения луча можно принять скорость распространения света в вакууме. Таким образом, считая $v(\alpha)=c$, получим условие: $\varepsilon(\alpha)=1$. Исходя из равенности t_1 и t_2 , можно записать:

$$\frac{|OC|}{v(\alpha)} = \frac{|OA|}{v(\varphi)}, \quad (5)$$

отсюда с учётом (1) получаем:

$$\varepsilon(\varphi) = \left(\frac{|OC|}{|OA|} \right)^2. \quad (6)$$

Полученное по (6) распределение диэлектрической проницаемости приведено на рис. 4. Отметим, что полученное выражение для $\varepsilon(\varphi)$ не зависит ни от радиуса образующего конуса R , ни от угла раскрыва α , ни от рассматриваемого момента времени, но обладает при этом симметрией относительно знака φ , что на практике означает сферическую симметрию распределения материала относительно предполагаемого фазового центра антенны.

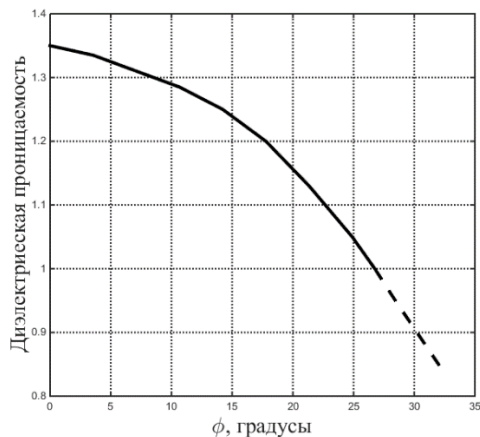


Рис. 3. Распределение диэлектрической проницаемости в материале заполнения. Пунктиром показан физически нереализуемый случай.

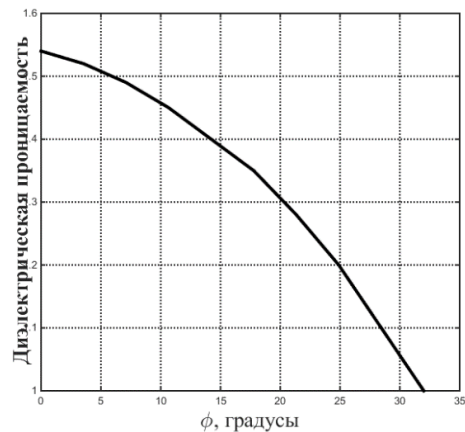


Рис. 4. Выбранное распределение диэлектрической проницаемости в материале заполнения.

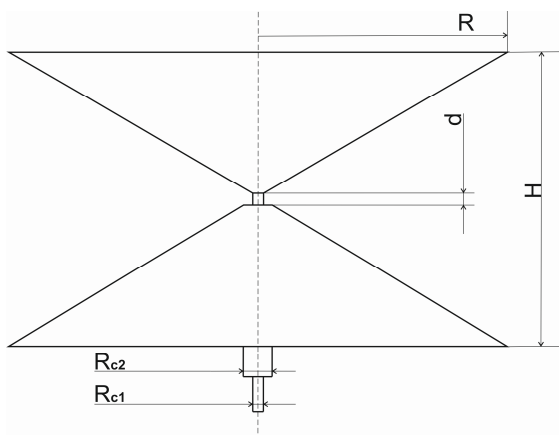


Рис. 5. Характерные размеры

Численная модель

Для проверки вышенаписанного были построены численные модели биконической антенны с введением диэлектрического заполнения и без него. Образующие конусы были аппроксимированы идеально проводящим материалом бесконечно малой толщины, а геометрические размеры рупора выбраны, следующими (в обозначениях рис. 5.):

$$\begin{aligned} R &= 40 \text{ мм}, & R_{c1} &= 0,6 \text{ мм}, \\ H &= 61 \text{ мм}, & R_{c2} &= 1,415 \text{ мм}, \\ d &= 1 \text{ мм}. \end{aligned}$$

Электродинамическая симуляция производилась при помощи метода конечных разностей во временной области (FDTD) в счётном объёме размером $150 \text{ мм} \times 150 \text{ мм} \times 136 \text{ мм}$, разбитом на 3,1 млн прямоугольных ячеек. Для симуляции пространства за пределами счётного объёма использовались граничные условия типа PML (4 слоя) [4,5].

Заполнение пространства между лепестками антенны производилось при помощи блоков, ограниченных двумя усечёнными конусами, имеющих одинаковые радиусы, но разные высоты, причём вершины всех блоков, мысленно продолженных до неусечённых конусов, сходятся к точке предполагаемого фазового центра (рис.6). Каждому блоку присваивался материал с проницаемостью, соответствующей зависимости на рис. 4. В качестве фазового центра была выбрана точка F , представляющая собой геометрический центр структуры (см. рис. 7).

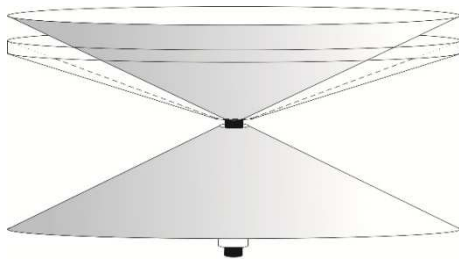


Рис. 6. Построение диэлектрического заполнения из усеченных конических элементов (показан один элемент).

На вход обеих исследуемых антенн (с заполнением и без) через линию питания подавался сверхширокополосный гауссовский импульс и производилось моделирование его излучения. По результатам моделирования рассчитывались коэффициент стоячей волны по напряжению (КСВН) и диаграммы направленности антенны.

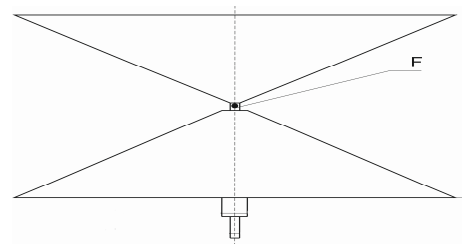
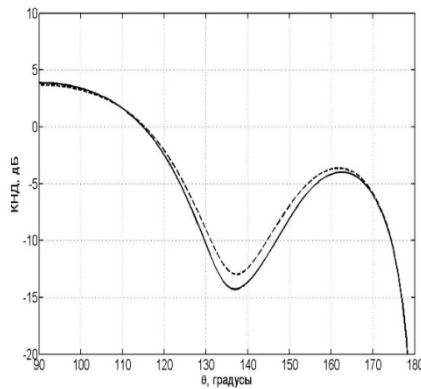
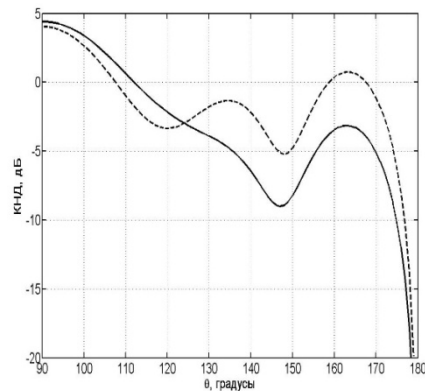


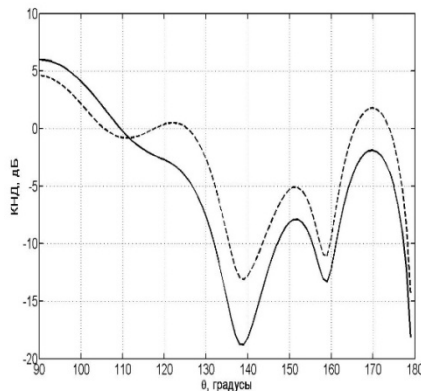
Рис. 7. Точка предполагаемого фазового центра биконической антенны.



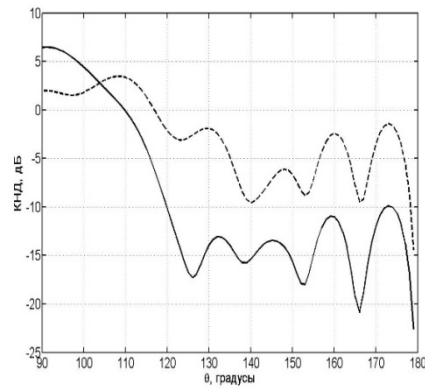
а) $f=6$ ГГц



б) $f=8$ ГГц



в) $f=12$ ГГц



г) $f=18$ ГГц

Рис. 8. Изменение формы диаграмм направленности биконической антенны в зависимости от частоты излучаемого гармонического сигнала. (сплошная линия – антенна с диэлектрическим заполнением, пунктир – антенна без заполнения).

Результаты моделирования

В результате электродинамического моделирования были рассчитаны КСВН антенны и диаграммы направленности, а также построена картина распределения фаз в раскрыве антенны для демонстрации выравнивания волнового фронта при использовании диэлектрического заполнения.

Насчитанные диаграммы направленности представлены на рис. 8. Из соображений симметрии показана диаграмма направленности на четверти плоскости сечения. Сравнение графиков показало, что

у антенны с диэлектрическим заполнением наблюдается улучшение направленных свойств, по сравнению с антенной без заполнения: на всех частотах она демонстрирует более высокий коэффициент усиления в главном направлении и меньший уровень боковых лепестков на величину до 5 дБ. Следует заметить, что наиболее значимые результаты наблюдаются на верхних частотах рабочего диапазона. Так, введение диэлектрического заполнения помогло предотвратить распад диаграммы направленности на частоте 18 ГГц.

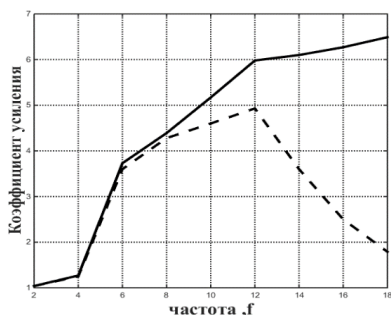


Рис. 9. Коэффициент усиления биконической антенны.

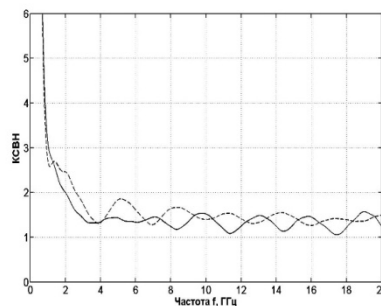


Рис. 10.

КСВН биконической антенны.

Для демонстрации влияния введённого диэлектрического заполнения на излучение в главном направлении на отдельном графике (рис. 8) представлена зависимость коэффициента усиления в зависимости от частоты. Из графика видно, что внесение диэлектрического заполнения увеличивает коэффициент усиления до 4,7 дБ на частоте 18 ГГц. Дополнительно был проведён анализ коэффициента стоячей волны по напряжению (рис. 10), показавший так же незначительное улучшение при введении диэлектрического заполнения: нижняя граничная частота, определяемая по уровню КСВН=2, уменьшилась на 450 МГц.

Заключение

Результаты предложенной работы были получены на основании предположения о существовании фазового центра антенны, а также о сферической форме волнового фронта в пространстве между образующими конусами. Кроме того, в приведённых рассуждениях использовались исключительно принципы геометрической оптики. Тем не менее, результаты, полученные на основе этого подхода, показали значительное улучшение направленных характеристик антенны, таких как коэффициент направленного действия и ослабление боковых лепестков, и характеристик согласования.

Работа выполнена в рамках гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых – докторов наук (МД-7902.2016.9).

ЛИТЕРАТУРА

1. Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г., Терёшин О.Н. Антенны УКВ. Часть 1 / Г.З. Айзенберг – М.: Связь, 1977.
2. Balanis Constantine A. Antenna theory : analysis and design / Constantine A. Balanis – 3-е изд. – USA : Wiley-Interscience, 2005.
3. Калошин В.А. Моделирование биконической антенны в широкой полосе частот / В.А. Калошин, Е.С. Мартынов, Е.А. Скородумова // Радиолокация и радиосвязь : III Всероссийская конференция. – М., 2009. – т. 1. – с. 97 – 101.
4. Taflove A. Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method / A. Taflove. Antennas and Propagation Library. — Artech House, 1995.
5. Курушин А.А. Школа проектирования СВЧ устройств в CST STUDIO SUITE / А.А. Курушин. – М. : One-Book, 2014. – 433 с.

СВЕРХШИРОКОПОЛОСНАЯ ВСЕНАПРАВЛЕННАЯ В МАГНИТНОЙ ПЛОСКОСТИ ЛИНЕЙНАЯ РЕШЕТКА ПЕЧАТНЫХ ДИПОЛЕЙ

Калошин В.А.^{1,2}, Нгуен К.З.²

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Московский физико-технический институт (государственный университет)

Email: vak@cplire.ru

Предложена и исследована линейная сверхширокополосная антенная решетка с антисимметричным расположением печатных элементов и линии питания, формирующая всенаправленную в магнитной плоскости диаграмму направленности. Антенная решетка содержит четное число печатных диполей, запитываемых через делитель мощности на основе симметричной двухпроводной полосковой линии в форме меандра. Методом конечных элементов проведено численное моделирование и оптимизация параметров двух- и четырехэлементной антенной решетки. В результате, у двухэлементной решетки в 70% полосе частот неравномерность диаграммы направленности в магнитной плоскости менее 1.5 дБ, коэффициент усиления 2.3 - 5 дБ, а у четырехэлементной - в 60% полосе частот неравномерность менее 1 дБ, а коэффициент усиления 5 – 8 дБ. Измерения экспериментального образца двухэлементной решетки подтвердили результаты численного моделирования.

Введение

К настоящему времени для формирования в сверхширокой полосе (СШП) частот всенаправленной в магнитной (Н) плоскости диаграммы направленности широко используются печатные диполи и монополи. В работах [1, 2] исследованы монополи, которые согласованы в полосе более 95%. Исследованный в 1 монополь имеет высокий коэффициент усиления на верхних частотах (до 5.85 дБ), но большую неравномерность диаграммы направленности в Н – плоскости (более 3 дБ). Монополь, исследованный в работе 2, имеет меньшую неравномерность, но его коэффициент усиления существенно ниже (1 – 3 дБ). Исследованный в работе 3 печатный диполь согласован в полосе частот 47%, имеет коэффициент усиления (1 – 2.2 дБ), и неравномерность диаграммы в Н – плоскости более 2.0 дБ. Печатный диполь в 4 имеет полосу рабочих частот более 95%, коэффициент усиления 2.2 – 3.8 дБ при большой неравномерности диаграммы направленности в Н плоскости (более 3 дБ). Печатный диполь с пассивными элементами в работе [5] имеет неравномерность диаграммы направленности в Н – плоскости менее 2.2 дБ, полосу согласования более 90% и коэффициент усиления 1.9 – 3.4 дБ.

Высокий коэффициент усиления (до 10 дБ) и небольшую неравномерность диаграммы в Н – плоскости (0.5 дБ) имеет линейная антенная решетка целевых излучателей с последовательным питанием [6], но в узкой полосе частот (4.6%). Решетки с параллельным питанием, исследованные в работах [7–9], согласованы в полосе частот 20%, имеют в этой полосе коэффициенты усиления 3.5 – 6.1 дБ и неравномерность диаграммы направленности в Н плоскости - 2 дБ.

Таким образом, чем больше полоса рабочих частот исследованных печатных антенн, тем, как правило, меньше коэффициент усиления и больше неравномерность диаграммы направленности в Н плоскости.

Целью данной работы является разработка печатной СШП антенны с высоким усилением и низким уровнем неравномерности диаграммы направленности в Н – плоскости.

Основная идея работы – использование линейной антенной решетки с антисимметричным расположением печатных элементов и линии питания (рис.1). На рис. 1а показан вариант решетки из двух печатных диполей, на рис.1б – экспериментальный образец этой решетки, а на рис.1в – вариант решетки из четырех печатных диполей. Диполи расположены на двух сторонах подложки из Arlon AD255 толщиной 2 мм, диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 2.55$ и тангенсом угла потерь $\tan\delta = 0.018$, толщина металлической фольги – 18 мкм. Входы диполей соединены с выходами делителя мощности на основе двухпроводной двухсторонней полосковой линии в форме меандра, вход которого расположен в центре решетки и соединен с 50-омной коаксиальной линией.

Моделирование и оптимизация параметров антенной решетки

С использованием метода конечных элементов была построена электродинамическая модель двух вариантов решеток печатных диполей (рис.1а,1в) и проведена оптимизация их параметров с целью обеспечения сверхширокополосного согласования и минимальной неравномерности диаграммы направленности в Н – плоскости.

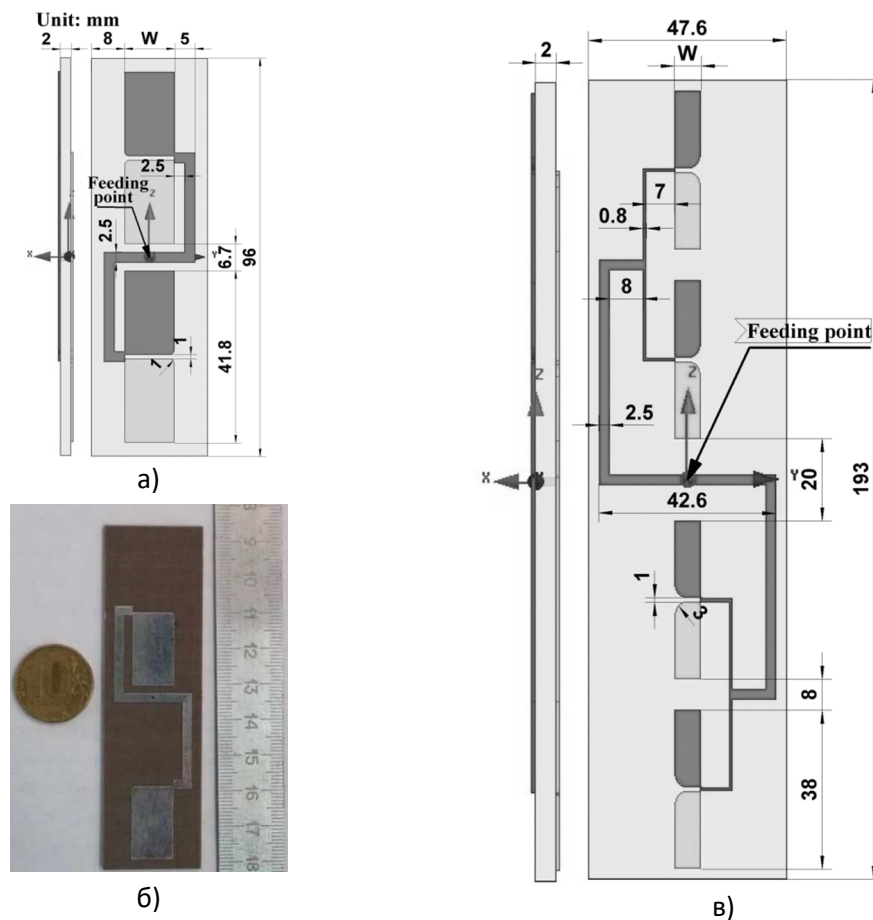
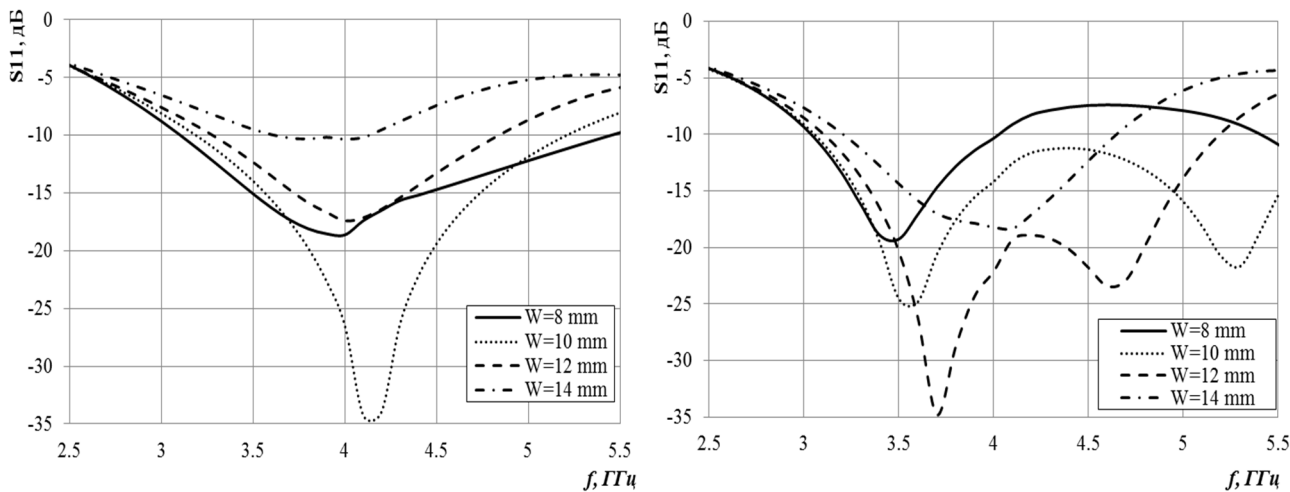


Рис.1. Двухэлементная решетка (а), ее фотография экспериментального образца (б) и четырёхэлементная решетка (в)

В первую очередь были проведена оптимизации параметров отдельного диполя. Результаты расчета коэффициентов отражения диполей с разной ширины W без линии питания и с линией питания показаны на рис. 2а и 2б, соответственно. Интересно отметить, что наибольшая полоса согласования по уровню -10 дБ у диполя без линии питания с шириной полоскового проводника $W = 8$ мм (2.2 ГГц), что меньше, чем у диполя шириной $W = 10$ мм с линией питания (2.6 ГГц). Увеличение полосы согласования можно объяснить появлением в частотной характеристике излучателя второго резонанса из-за электродинамической связи диполя и линии.

На рис. 3 показаны расчетные коэффициенты усиления диполя с линией питания шириной проводника 10 и 12 мм. Как и следовало ожидать, диполь с большей шириной проводника имеет как большее усиление, так и большую неравномерность диаграммы направленности в H – плоскости.

Далее были проведены исследование и оптимизация параметров антенных решеток. Полученные в результате оптимальные геометрические размеры решеток показаны на рис. 1 (в миллиметрах), а результаты численного моделирования зависимости коэффициента отражения от частоты приведены на рис. 4 сплошной линией для двухэлементной решетки и пунктирной - для четырехэлементной решетки. Штриховой линией на рисунке показан результат измерения коэффициента отражения экспериментального образца, фотография которого показана на рис. 1б. Видно, что двухэлементная решетка согласована в полосе частот 2.4 – 5.1 ГГц (72%), а четырехэлементная решетка - в полосе 2.8 – 5.3 ГГц (62%).



а) б)
Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения диполя от частоты

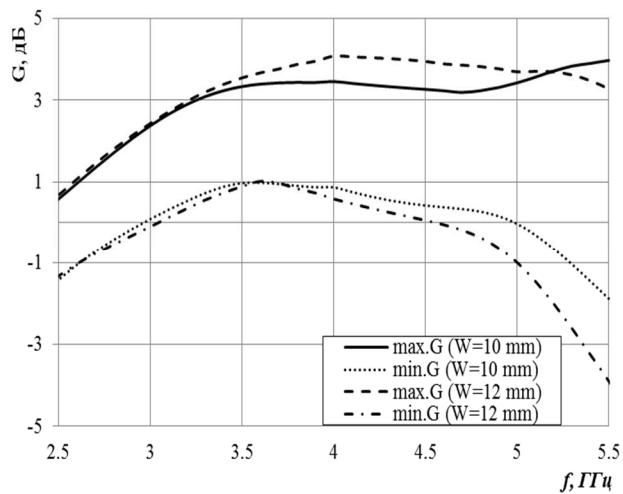


Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления диполя от частоты

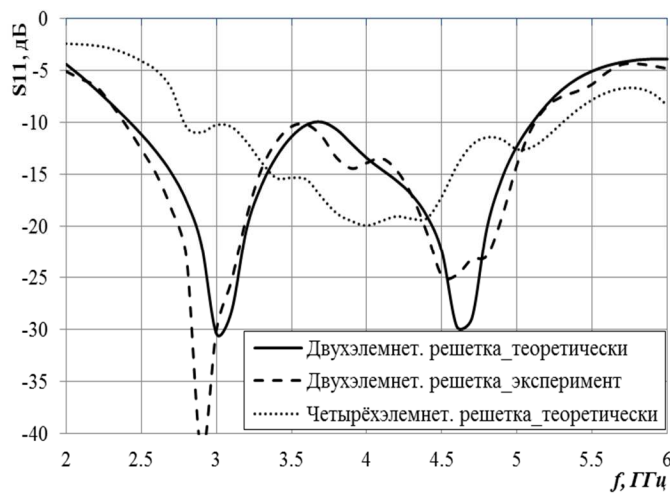


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения решетки от частоты



Рис. 5. Зависимости коэффициентов усиления антенных решеток от частоты

На рис. 5 сплошной и пунктирной линиями показаны расчетные частотные зависимости, соответственно, максимального и минимального в H – плоскости коэффициента усиления двухэлементной решетки; штриховой и штрих - пунктирной – результаты измерений соответствующих характеристик экспериментального образца, длиной штриховой и длиной штрих - пунктирной - расчетные частотные зависимости, соответственно, максимального и минимального в H – плоскости коэффициента усиления четырехэлементной решетки. Видно, что в полосе согласования (2.45 – 5.1 ГГц) двухэлементная решетка имеет коэффициент усиления 2.3 - 5 дБ и неравномерность диаграммы направленности в H – плоскости менее 1.5 дБ, а четырехэлементная решетка в полосе частот 2.85 - 5.2 ГГц имеет коэффициент усиления 5 – 8 дБ, а неравномерность диаграммы направленности в H – плоскости - менее 1 дБ.

Следует отметить, что, как в случае двух элементов, так и четырех элементов, неравномерность диаграммы направленности решетки существенно меньше, чем отдельного элемента, т.е. за счет антисимметричного расположения элементов и питающей линии неравномерность усиления элементов решетки в значительной степени компенсируется.

Заключение

Таким образом, результаты исследования СШП линейных антенных решеток из двух и четырех двухслойных печатных диполей подтверждают возможность уменьшения неравномерности диаграммы направленности в H – плоскости при использовании антисимметричного расположения элементов решетки и линии питания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Reza Zaker, A. Abdipour, “A very compact ultrawideband printed omnidirectional monopole antenna”, *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.*, vol. 9, pp. 471 - 473, May 2010.
2. F. Fereidoony, S. Chamaani, S.A. Mirtaheri, “Systematic design of UWB monopole antennas with stable omnidirectional radiation pattern”, *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.*, vol. 11, pp. 752 - 755, Jun. 2012.
3. W. S. Yeoh, K. L. Wong, “Wideband miniaturized half bowtie printed dipole antenna with integrated balun for wireless applications”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 59, no 1, pp. 339 - 342, Nov. 2010.
4. E. Gueguen, F. Thudor; P. Chambelin, “A low cost UWB printed dipole antenna with high performance”, in *2005 IEEE International Conference on Ultra-Wideband*, 5-8 Sept. 2005, pp. 89 - 92.
5. Z. Y. Zhang, X. Yang, S. L. Zuo, G. Fu. “Wideband omnidirectional printed dipole antenna with dumbbell-shaped open sleeve for wireless communication applications”, *IET Microw. Antennas Propag.*, vol. 8, no. 15, pp.1299 - 1304, Sept. 2014.
6. Xing Chen, Kama Huang, Xiao-Bang Xu, “A novel planar slot array antenna with omnidirectional pattern”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 59, no. 12, pp. 4853 - 4857, Aug. 2011.
7. K. L. Wong, F. R. Hsiao, T. W. Chiou, “Omnidirectional planar dipole array antenna”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 52, no. 2, pp. 624 - 628, Feb. 2004.
8. Fu-Ren Hsiao, Kin-Lu Wong, “Omnidirectional planar folded dipole antenna”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 52, no. 7, pp. 1898 - 1902, July 2004.
9. K. Wei, Z. Zhang, W. Chen, Z. Feng, and M. F. Iskander, “A triband shunt-fed omnidirectional planar dipole array”, *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.*, vol. 9, pp. 850 - 853, Aug. 2010.

СИНТЕЗ И АНАЛИЗ ПОЛИФОКАЛЬНЫХ ЛИНЗ С ПРИНУДИТЕЛЬНЫМ ПРЕЛОМЛЕНИЕМ

Калошин В.А.^{1,2}, Нгием Х.Д.²

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
vak@cplire.ru

²Московский физико-технический институт (государственный университет)

Рассмотрены задачи синтеза и анализа полифокальных линз с принудительным преломлением с одной или двумя плоскостями симметрии. Решение задачи синтеза линзы с одной плоскостью симметрии в общем случае сведено к трем трансцендентным уравнениям. Показано, что такая линза может иметь до пяти фокальных точек с каждой стороны линзы. В случае формирования плоских фронтов получено аналитическое решение задачи. Решение задачи синтеза линзы с двумя плоскостями симметрии в общем случае сведено к двум трансцендентным уравнениям. В последнем случае найдено решение задачи с четырьмя фокусами с каждой стороны линзы, расположенных в плоскости ее симметрии и с одновременным выполнением условий синусов Аббе (аплатизма) в ортогональной плоскости. Исследованы зависимости нормированной среднеквадратической aberrации (СКА) эйконала и показано, что существует оптимальное соотношение фокальных расстояний, обеспечивающее минимум СКА.

Полифокальные линзовые антенны с принудительным преломлением и двумя плоскостями симметрии были рассмотрены в работах [1-5]. Полифокальные линзы с симметричными фокальными кривыми были синтезированы и исследованы в работе [6]. Эти линзы имеют три плоскости симметрии. В данной работе рассматриваются задачи синтеза полифокальных линз с принудительным преломлением с одной и двумя плоскостями симметрии в общем случае расположения фокусов. Такая

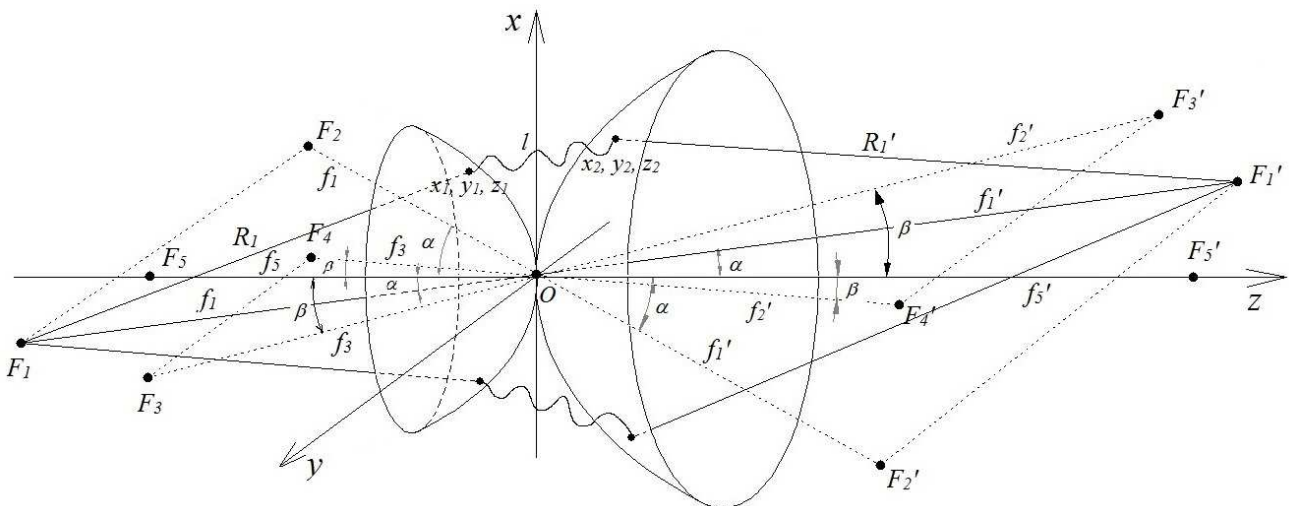


Рис. 1. Линза с пятью фокусами.

линза обладает пятью степенями свободы – двумя функциями, описывающими две ее поверхности, зависимостью длины линий от входных (x_1, y_1, z_1) и выходных (x_2, y_2, z_2) координат и двумя функциями отображения $x_2(x_1, y_1)$ и $y_2(x_1, y_1)$, описывающими связь этих координат (рис. 1). Линза может иметь до пяти фокусов с каждой стороны, при расположении в одном из которых источника расходящейся сферической волны, линза преобразует его поле в поле сходящейся сферической волны с центром в симметрично расположенным относительно плоскости ZX фокусе.

Рассмотрим вначале линзы с одной плоскостью симметрии ZX. Для обеспечения идеальной фокусировки потребуем равенство эйконалов всех лучей, выходящих из фокуса F_i и после прохождения линзы попадающих в точку F_i' ($i=1,2,\dots,5$). В результате получаем систему уравнений:

$$R_i + R_i' + l = f_i + f_i'; \quad (1)$$

где $i=1, 2, 3, 4, 5$; $f_2 = f_1$; $f_4 = f_3$; $R_i = \sqrt{(f_i \sin \theta_i \sin \gamma_i - x_1)^2 + (f_i \sin \theta_i \cos \gamma_i - y_1)^2 + (f_i \cos \theta_i + z_1)^2}$;

$f_2' = f_1'$; $f_4' = f_3'$; $R_i' = \sqrt{(f_i' \sin \theta_i \sin \gamma_i + x_2)^2 + (f_i' \sin \theta_i \cos \gamma_i + y_2)^2 + (f_i' \cos \theta_i - z_2)^2}$; $\theta_1 = \alpha$; $\theta_2 = \alpha$;

$\theta_3 = \beta$; $\theta_4 = \beta$; $\theta_5 = 0$; $\theta_1 = \alpha$; $\theta_2 = \alpha$; $\theta_3 = \beta$; $\theta_4 = \beta$; $\theta_5 = 0$; $\gamma_1 = \varphi$; $\gamma_2 = \pi - \varphi$; $\gamma_3 = \xi$; $\gamma_4 = \pi - \xi$; $\gamma_5 = 0$; α и β - углы между лучами F_1O , F_3O и осью Oz соответственно (O – начало системы координат); φ и ξ - углы между лучами $F_1''O$, $F_3''O$ и осью Oy соответственно (F_1'' и F_3'' - проекции F_1 и F_3 на плоскости XY соответственно).

Систему уравнений (1) можно преобразовать к виду:

$$f_i^2 + x_1^2 + y_1^2 + z_1^2 - 2x_1 f_i \sin \theta_i \sin \gamma_i + 2z_1 f_i \cos \theta_i = U_i; \quad (2)$$

где $U_i = (f_i + f_i' - l)^2 y_1^2 f_i^2 / (y_1 f_i + y_2 f_i')^2 + \sin^2 \theta_i \cos^2 \gamma_i (y_1 f_i + y_2 f_i')^2 / (f_i + f_i' - l)^2$;

Из системы (2) нетрудно получить:

$$z_1 = [f_3^2 - f_1^2 + 2x_1 (f_1 \sin \alpha \sin \varphi - f_3 \sin \beta \sin \xi) + U_1 - U_3] / 2(f_1 \cos \alpha - f_3 \cos \beta) = V_1; \quad (3)$$

Аналогично, получаем:

$$z_2 = [f_3'^2 - f_1'^2 + 2x_1 (f_3' \sin \beta \sin \xi - f_1' \sin \alpha \sin \varphi) + U_1' - U_3'] / 2(f_3' \cos \beta - f_1' \cos \alpha) = V_2; \quad (4)$$

где $U_i' = (f_i + f_i' - l)^2 y_2^2 f_i'^2 / (y_1 f_i + y_2 f_i')^2 + \sin^2 \theta_i \cos^2 \gamma_i (y_1 f_i + y_2 f_i')^2 / (f_i + f_i' - l)^2$;

Подставляя (3) и (4) в (1) с $i=1, 3, 5$ соответственно, получаем систему трех уравнений:

$$\begin{aligned} & \sqrt{(f_k \sin \theta_k \sin \gamma_k - x_1)^2 + (f_k \sin \theta_k \cos \gamma_k - y_1)^2 + (f_k \cos \theta_k + V_1)^2} + \\ & + \sqrt{(f_k' \sin \theta_k \sin \gamma_k + x_2)^2 + (f_k' \sin \theta_k \cos \gamma_k + y_2)^2 + (f_k' \cos \theta_k - V_2)^2} + l = f_k + f_k'; \end{aligned} \quad (5)$$

где $k = 1, 3, 5$.

В общем случае, задавая x_1 , y_1 и используя известные численные методы из системы (5) можно найти неизвестные x_2 , y_2 и l . Затем определяем z_1 и z_2 из уравнений (3) и (4).

Если f_1' и $f_3' \rightarrow \infty$, т.е. линза формирует плоские волновые фронты, то уравнения (2) переходят в уравнения:

$$f_i^2 + x_1^2 + y_1^2 + z_1^2 - 2x_1 f_i \sin \theta_i \sin \gamma_i + 2z_1 f_i \cos \theta_i = y_1^2 f_i^2 / y_2^2 + y_2^2 \sin^2 \theta_i \cos^2 \gamma_i; \quad (6)$$

Решение системы уравнений (6) имеет вид:

$$z_1 = -M/2 + \sqrt{M^2 - 4N}/2; \quad (7)$$

$$y_1 = y_2 \sqrt{1 + A \cdot x_1 + B \cdot z_1 + C \cdot y_2^2}; \quad (8)$$

$$x_2 = (P - Q - H \cdot y_2) / G; \quad (9)$$

$$z_2 = (f_1 - f_3) [1 - y_1 / y_2 + x_2 (\sin \alpha \sin \varphi - \sin \beta \sin \xi) / (f_1 - f_3)] / (\cos \beta - \cos \alpha); \quad (10)$$

$$l = [x_2 (f_1 \sin \beta \sin \xi - f_3 \sin \alpha \sin \varphi) + z_2 (f_1 \cos \beta - f_3 \cos \alpha)] / (f_1 - f_3); \quad (11)$$

где $A = -2(f_1 \sin \alpha \sin \varphi - f_3 \sin \beta \sin \xi) / (f_1^2 - f_3^2)$; $B = 2(f_1 \cos \alpha - f_3 \cos \beta) / (f_1^2 - f_3^2)$;

$C = -2(\sin^2 \alpha \cos^2 \varphi - \sin^2 \beta \cos^2 \xi) / (f_1^2 - f_3^2)$; $M = 2f_1 \cos \alpha + B(y_2^2 - f_1^2)$;

$N = f_1^2 + x_1^2 - 2x_1 f_1 \sin \alpha \sin \varphi - y_2^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \varphi + (y_2^2 - f_1^2)(1 + Ax_1 + Cy_2^2)$;

$P = (R_1 - R_2)(\cos \alpha - 1) - (R_1 - R_3)(\cos \alpha - \cos \beta)$; $Q = (f_1 - f_3)(\cos \alpha - 1) - (f_1 - f_5)(\cos \alpha - \cos \beta)$;

$H = (\sin \alpha \cos \varphi - \sin \beta \cos \xi)(\cos \alpha - 1) - \sin \alpha \cos \varphi (\cos \alpha - \cos \beta)$;

$G = (\sin \alpha \sin \varphi - \sin \beta \sin \xi)(\cos \alpha - 1) - \sin \alpha \sin \varphi (\cos \alpha - \cos \beta)$.

Задавая x_1 и y_2 , определяем z_1 из (7); затем определяем y_1 , x_2 , z_2 и l по формулам (8), (9), (10) и (11), соответственно. Исследование уравнений показало, что при $f_1 = f_3$, $\alpha = \beta$ и $\varphi = -\xi$, система уравнений (5) не имеет решения, иными словами невозможно синтезировать линзу с двумя плоскостями симметрии и четырьмя фокусами в вершинах прямоугольника, независимо имеется пятый фокус или

нет. В то же время система уравнений (5) имеет решение для широкого класса фокальных линий. В качестве примера была синтезирована линза с одной плоскостью симметрии, формирующей пять идеальных плоских фронтов с фокусами в вершинах буквы W. Для численного анализа aberrаций эйконала на выходе линзы вычислялась нормированная среднеквадратическая aberrация (СКА, [6]), т.е. величина апертуры $D=1$. На рис. 2а показана зависимость СКА в логарифмическом масштабе от положения источника для линзы, формирующей пять идеальных плоских фронтов с фокусами в вершинах буквы W.

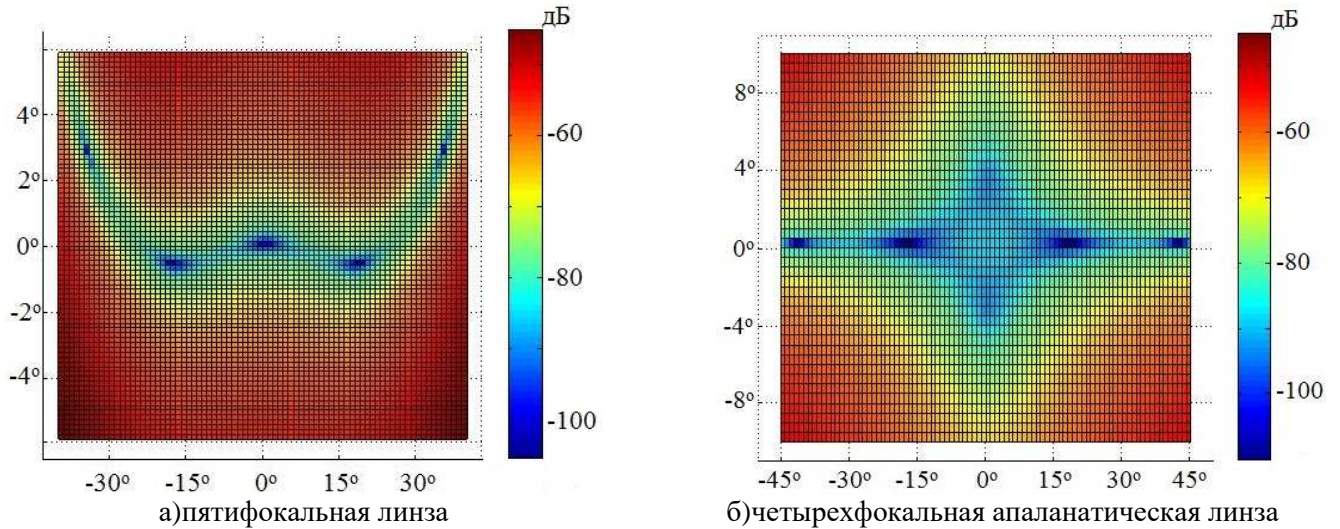


Рис. 2. Зависимости СКА от угла зрения

Рассмотрим случай, когда линза имеет две плоскости симметрии (вертикальную ZX и горизонтальную YZ). В этом случае она имеет только четыре фокуса, расположенных в одной из двух плоскостей симметрии линзы (для определенности YZ) и симметрично относительно второй (ZX), а система трех уравнений (5) переходит в систему двух уравнений:

$$\sqrt{x_1^2 + (f_t \sin \theta_t - y_1)^2 + (f_t \cos \theta_t + V_1)^2} + \sqrt{x_2^2 + (f_t' \sin \theta_t + y_2)^2 + (f_t' \cos \theta_t - V_2)^2} + l = f_t + f_t'; \quad (12)$$

где $t=1, 3$. Если $x_2=x_1$, а f_1' и $f_3' \rightarrow \infty$, система (12) имеет аналитическое решение [4]. Также аналитическое решение она имеет в случае трех плоскостей симметрии [6].

Линза с двумя плоскостями симметрии также имеет 5 степеней свободы. В качестве примера реализации этих степеней рассмотрим задачу синтеза четырехфокальной апланатической (с выполнением условия синусов Аббе в вертикальной плоскости) линзы с оптимальным положением фокусов для угла зрения 90 градусов в горизонтальной плоскости. Чтобы выполнялось условие синусов Аббе в вертикальной плоскости, функция отображения x_2 должна иметь вид:

$$x_2 = f_0 x_1 / \sqrt{x_1^2 + y_1^2 + (f_0 + z_1)^2}; \quad (13)$$

где f_0 – расстояние от центра фокальной кривой до центра линзы.

На рис. 2б показана зависимость СКА в логарифмическом масштабе от угла зрения для такой линзы. На рисунке видно, что для угла зрения в горизонтальной плоскости 90 градусов уровень СКА порядка 10^{-4} , а в вертикальной плоскости такой же уровень СКА соответствует углу зрения 20 градусов, что существенно меньше, чем в горизонтальной но существенно больше, чем в вертикальной плоскости у линзы, не удовлетворяющей условиям синусов Аббе [6].

В заключение исследуем, как влияют фокусные расстояния на величину СКА. Рассмотрим два случая, ограничиваясь двумерной задачей и фокальными кривыми в виде окружностей. В первом случае левые фокальные расстояния $f_l = 1.2$, во втором - $f_l = 3$. Исследуем зависимость СКА от правого фокального

расстояния f_i' . При этом для каждого значения правых фокусных расстояний линзы f_i' , выберем значения f_3 , f_3' , α и β так, чтобы величина СКА в заданном угле зрения была наименьшей. Для определенности будем минимизировать СКА для угла зрения 90 градусов.

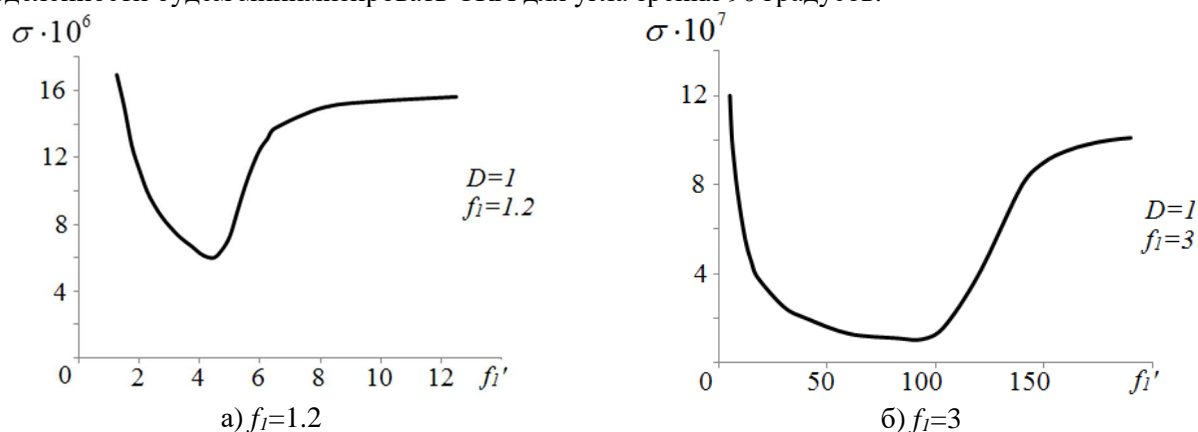


Рис. 3. Зависимости СКА двухмерных четырехфокальных линз от фокального расстояния.

На рис. 3а и 3б показаны зависимости нормированной СКА от значения правого фокального расстояния f_i' соответственно для $f_i=1.2$ и $f_i=3$. На рисунках видно, что для $f_i=1.2$ значение $f_i'=4.5$ обеспечивает минимальное значение СКА, равное $6.02 \cdot 10^{-6}$, а для $f_i=3$ оптимальное значение f_i' увеличивается до величины $f_i'=93.8$; при этом минимальное значение СКА равно $1.05 \cdot 10^{-7}$. Таким образом, для каждого фокусного расстояний существует оптимальное фокусное расстояние до соответствующего фокуса с другой стороны линзы, которое обеспечивает минимальную величину СКА. При этом с увеличением фокусного расстояния, соответствующее оптимальное фокусное расстояние резко возрастает, а величина СКА - падает.

Наличие минимумов СКА на рис.3 объясняется борьбой двух зависимостей: увеличением СКА при отклонении от условия апланатизма в линзе (одинаковых фокусных расстояний [6]) и и общей тенденцией уменьшения СКА с увеличением фокусных расстояний.

Работа поддержана грантом РФФИ проект № [015-07-07797](#).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Ruse. Wide-angle metal-plate optics // Proc. IRE, 1950. V. 38. № 1. P. 53.
2. W. Rotman and R. F. Turner. Wide-angle microwave lens for line source applications // IEEE Trans. on Anten. and Prop. 1963. V. AP-11. No 6. P. 623.
3. J. B. L. Rao. Multifocal three-dimensional bootlace lenses // IEEE Trans. on Anten. and Prop. 1982. V. AP-30. pp. 1050-1056.
4. Rappaport C. and Zaghoul A. Optimized Three Dimensional Lenses for Wide-Angle Two-Dimensional Scanning // IEEE Trans. on Anten. and Prop. 1985. V. AP-33. No 11. pp.1227-1236.
5. Rappaport C. and Mason J. A five focal point three-dimensional bootlace lens with scanning in two planes // IEEE Ant. Prop., URSI Sym. Digest, July 1992, pp. 1340-1343.
6. Калошин В.А., Нгием Х.Д. Синтез и анализ полифокальных линз с принудительным преломлением и симметричными фокальными кривыми // III Всероссийская Микроволновая конференция, Доклады, С.201-206. Москва: ИРЭ РАН, 2015.

К ТЕОРИИ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК ИЗ ТЕМ РУПОРОВ

Банков С.Е.¹, Калошин В.А.^{1,2} Нгуен К.З.²

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

²Московский физико-технический институт (государственный университет)

Email: yak@cplire.ru

Построена численная и численно-аналитическая модели излучения бесконечной синфазной антенной решетки из ТЕМ рупоров, в том числе с металлизацией пространства между соседними в E - плоскости рупорами. Численная модель построена на основе метода конечных элементов, а численно-аналитическая - на основе методов интегрального уравнения, Галеркина, матриц рассеяния и связанных волн. Численно-аналитическая модель описывает электромагнитные процессы в решетке как взаимодействие собственных волн системы связанных полосковых или реберных линий передачи. В результате электродинамического моделирования показано, что в такой решетке наблюдается эффект аномально высокого заднего излучения. Показано, что предложенная численно-аналитическая модель позволяет не только качественно, но и количественно описать этот эффект.

ТЕМ рупоры относятся к числу излучателей, являющихся одними из наиболее широко используемых в качестве сверхширокополосных (СШП) антенн. Это объясняется с одной стороны простотой конструкции ТЕМ рупора, а с другой – возможностью его согласования с питающей линией в очень широкой полосе частот. Последнее обстоятельство объясняется тем, что классический ТЕМ рупор представляет собой линейно расширяющуюся полосковую линию передачи (рис.1), волновое сопротивление которой по длине практически не меняется. В составе решетки на характеристики ТЕМ рупора оказывает влияние взаимодействие, в первую очередь с соседними рупорами, однако характеристики согласования при этом меняются незначительно [1]. Характеристики излучения решеток из ТЕМ рупоров мало исследованы [2]. В работе [2], в частности, показано, что у таких решеток наблюдается эффект аномально высокого заднего излучения. Целью данной работы является, в первую очередь, исследование указанного эффекта для двух типов элементов решетки – классического ТЕМ рупора (рис.1) и ТЕМ рупора с металлизацией части пространства между соседними рупорами (рис.2). Будем называть соответствующие решетки решетка 1 и решетка 2. На первом этапе эффект изучается путем численного электродинамического моделирования на основе метода конечных элементов. На втором этапе на основе методов интегральных уравнений, Галеркина, матриц рассеяния и связанных волн строится приближенная теория. На третьем - полученные результаты сопоставляются и интерпретируются.

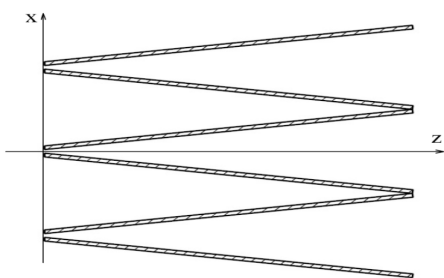


Рис. 1. Классический ТЕМ рупор

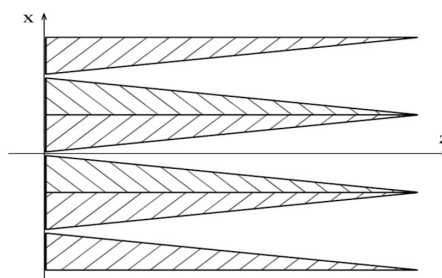


Рис. 2. ТЕМ рупор с металлизацией

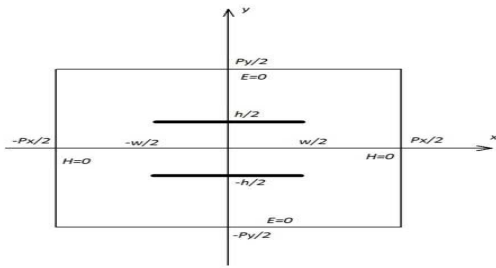


Рис. 3. Канал Флоке решетки 1

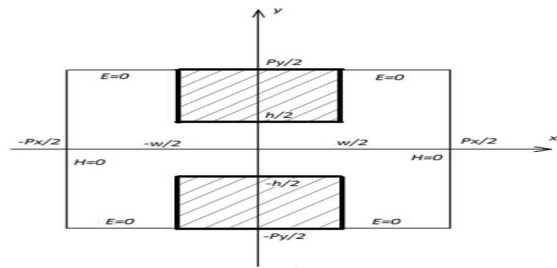


Рис. 4. Канал Флоке решетки 2

Бесконечные синфазные решетки ТЕМ - рупоров будем рассматривать как волноведущие структуры с медленно изменяющимися вдоль оси Oz параметрами. В каждом сечении $z = const$ им можно поставить в соответствие однородную структуру, поле в которой представляется в виде совокупности собственных волн. При этом анализ ее сводится к анализу одного периода (канала Флоке), на границах которого установлены электрические и магнитные стенки [3], как показано на рис.3,4. Канал 3 содержит три изолированных проводника, канал 4 – два, а их основными модами являются ТЕМ - волны. В первом случае - их две, во втором - одна. Отметим, что поле ТЕМ моды пустого канала находится тривиально, а второй моды - связано с решением граничной задачи. Для ее решения воспользуемся функцией Грина структуры, которая удовлетворяет граничным условиям при $x=0, P_x/2, y=0, P_y/2$. Вывод функции Грина мы опускаем и приводим окончательное выражение для компоненты электрического поля E_x при $y = h/2$.

$$E_x = -\frac{2W_0}{P_x} \int_0^{w/2} \sum_{n=1}^{\infty} I_z^e(x') \sin \kappa_n x \cos \kappa_n x' dx' Q_n, \quad (1)$$

$$\kappa_n = \frac{2\pi n}{P_x} \quad Q_n = \text{sh} \kappa_n h \left(\text{ch} \kappa_n h - \text{sh} \kappa_n h \text{th} \kappa_n P_y / 2 \right).$$

В формуле (1) экспоненциальный множитель $\exp(-ikz)$ опущен. Отметим, что это поле удовлетворяет граничным условиям при $x=0, P_x/2, y=0, P_y/2$. Таким образом, нам осталось выполнить граничное условие для компоненты E_x при $y = h/2, 0 \leq x \leq w/2$:

$$\int_0^{w/2} \sum_{n=1}^{\infty} I_z^e(x') \sin \kappa_n x \cos \kappa_n x' dx' Q_n = 0. \quad (2)$$

Соотношение (2) является интегральным уравнением (ИУ) относительно неизвестной функции плотности тока и относится к классу сингулярных ИУ. Стандартным подходом к решению ИУ является применение метода Галеркина. Он приводит к быстро сходящимся алгоритмам для ИУ с симметричным ядром. Нетрудно увидеть, что ядро ИУ (2) - несимметрично. Для устранения этого недостатка проинтегрируем его по координате x :

$$\int_0^{w/2} \sum_{n=1}^{\infty} I_z^e(x') \frac{\cos \kappa_n x \cos \kappa_n x'}{\kappa_n} dx' Q_n = C, \quad (3)$$

где C - постоянная. Представим неизвестную функцию в виде ряда по известным базисным функциям $f_m(x)$:

$$I_z^e(x) = \sum_{m=0}^M A_m f_m(x), \quad f_m(x) = \frac{\cos \alpha_m x}{\sqrt{\left(\frac{w}{2}\right)^2 - x^2}}, \quad \alpha_m = \frac{\pi m}{w} \quad (4)$$

Подставляя далее разложение (4) в ИУ (3) осуществим проекцию ИУ на систему базисных функций в (4). В результате мы получаем следующую систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно неизвестных коэффициентов A_m :

$$\sum_{m=0}^M A_m Z_{n,m} = C_n, Z_{n,m} = \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\xi_{n,p} \xi_{m,p}}{\kappa_p} Q_p, C_n = C J_{n,0} \quad (5)$$

где $\xi_{n,p} = \frac{\pi}{2} (J_0((\alpha_n + \kappa_p)w) + J_0((\alpha_n - \kappa_p)w))$, $J_0(x)$ - функция Бесселя нулевого порядка.

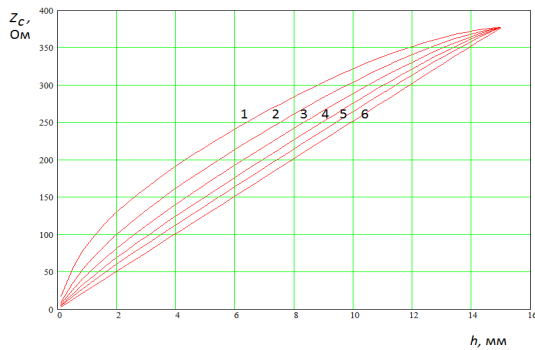


Рис. 5. Зависимость сопротивления от h

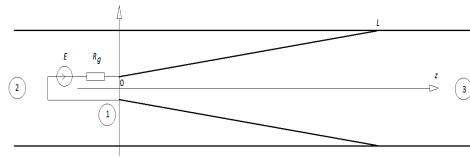


Рис. 6. Модель элемента

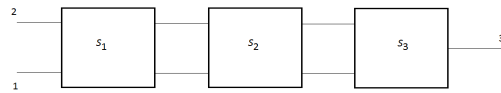


Рис. 7. Эквивалентная схема

В результате численного решения СЛАУ были найдены поля, токи в проводниках и напряжения между ними, что позволило вычислить характеристическое сопротивление Z_c . На рис. 5 показана зависимость сопротивления второй волны от параметра h . Кривые 1 - 4 получены для $P_x = P_y = 15$, $w=1,3,5,9$. Видно, что при $h \rightarrow 0$, $h \rightarrow P_y$ сопротивление стремится к нулю, поэтому использовать стандартный метод поперечных сечений [4] для анализа модели элемента с волновым переходом (рис. 6) нельзя. Поэтому мы воспользуемся методом матриц рассеяния для эквивалентной схемы из трех многополюсников S_{1-3} (рис. 7). Все многополюсники анализировались в приближении теории линий, а волноводный переход заменялся последовательностью сочленений волноводов с разными сечениями, которые соединяются отрезками регулярных волноводов. По найденным матрицам рассеяния сочленений мы находили матрицы передачи. Затем определялась матрица передачи всей структуры как произведение матриц передачи сочленений.

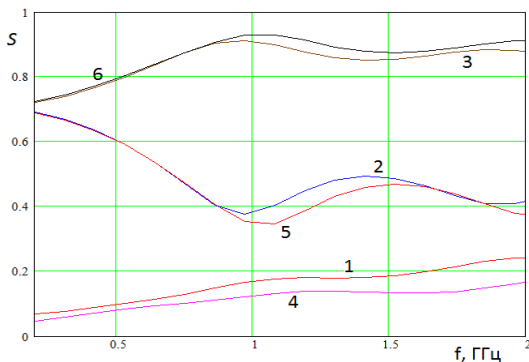


Рис. 8. Амплитуды волн в решетке 1

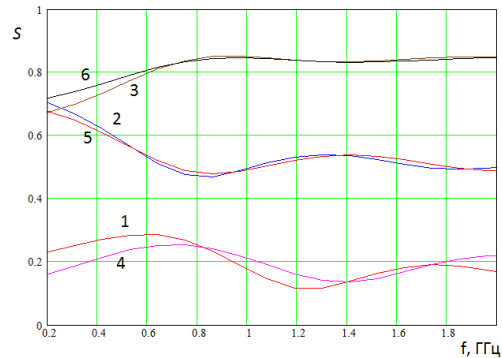


Рис. 9. Амплитуды волн в решетке 2

На рис. 8 кривыми 1, 2, 3, соответственно, показаны коэффициент отражения и амплитуды обратной и прямой в каналах Флоке в зависимости от частоты, рассчитанные с использованием численно-аналитической теории. Кривыми 4, 5, 6 показаны аналогичные зависимости, рассчитанные методом конечных элементов. Как видно на рисунке амплитуда обратной волны весьма велика, что объясняет anomalously большую величину обратного излучения решетки, отмеченную в [2]. Одной из причин, объясняющих большую амплитуду обратной волны, может быть связь рупорных волн, возбужденных в элементах решетки, с рупорными волнами в ТЕМ рупорах, образованных соседними элементами решетки. В связи с этим была исследована решетка 2 с металлизацией части пространства между соседними элементами (рис.2). Алгоритм расчета численно-аналитическим методом в этом случае проще, поскольку в канале Флоке (рис.4) распространяется только одна ТЕМ мода. Результаты расчетов методом конечных элементов и с использованием численно-аналитической теории коэффициента

отражения и амплитуд обратной и прямой волн канала Флоке решетки 2 в зависимости от частоты приведены на рис.9 в тех же обозначениях, как и на рис.8. Как видно на рис.9 амплитуда обратной волны в каналах Флоке решетки 2 мало отличается от соответствующей величины в решетке 1. Иными словами, металлизация межэлементного пространства не позволяет подавить возбуждение обратной волны и, соответственно, заднего излучения в решетке ТЕМ рупоров. Таким образом, данная проблема требует дальнейшего изучения.

Литература

1. Daniel T. McGrath, Carl E. Baum. Scanning and impedance properties of TEM horn arrays for transient radiation // IEEE Trans. on Antennas Propag. vol. 47, no. 3, pp.469 – 473, March 1999.
2. В. А. Калошин, К. З. Нгуен. Сверхдиапазонные рупорные излучатели и антенные решетки // 26-ая Международная Крымская конференция “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии”. Труды конф., Севастополь, 4-10 сентября 2016, С.84 – 95.
3. Амитей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток. М.: Мир. 1974.
4. Каценеленбаум Б.З. Теория волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: Изд-во АН СССР, 1961.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО РАССЕЯНИЯ НА РАДИАЛЬНО НЕОДНОРОДНЫХ СФЕРАХ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ И МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЯМИ

Габдуллина А. Р.¹, Смольникова О. Н.^{2,3}, Скобелев С. П.^{1,3}

¹Московский физико-технический институт

²Московский авиационный институт

³ПАО "Радиофизика, Москва, s.p.skobelev@mail.ru

В работе разработана модификация гибридного проекционного метода для анализа рассеяния электромагнитной плоской волны на радиально неоднородной сфере. Указанная модификация основана на проекционном сшивании полей на поверхности сферы, на проектировании уравнений Максвелла для полей внутри сферы на поперечные векторный сферические функции с получением обыкновенных дифференциальных уравнений для зависящих от радиальной координаты коэффициентов разложения поперечных составляющих полей, и на применении одномерного метода конечных элементов в проекционной формулировке для сведения указанных дифференциальных уравнений к системам линейных алгебраических уравнений с трех-диагональными матрицами. Обсуждаются преимущества предложенного подхода по сравнению с другими численными методами.

В работе приводятся и обсуждаются результаты проверки работы программ, разработанных согласно предложенной модификации. Результаты, характеризующие эффективность подхода, включают проверку сходимости поперечного сечения рассеяния при увеличении числа базисных функций, использованных в методе конечных элементов, сравнение полученных характеристик с соответствующими данными, имеющимися в литературе, и проверку точности выполнения оптической теоремы.

Приводятся и обсуждаются результаты применения разработанных программ к расчету бистатического и обратного рассеяния для линз Люнеберга и Итона-Липпмана в которых профили диэлектрической проницаемости и значения постоянной магнитной проницаемости заменены соответствующими отрицательными характеристиками. Результаты, полученные для указанных "отрицательных" линз сравниваются с результатами, также полученными для соответствующих обычных линз. Сравнения показывают, что указанные "отрицательные" линзы характеризуются более высоки уровнем рассеяния вперед, более равномерным угловым распределением рассеянного поля и заметным убыванием уровня обратного рассеяния при увеличении радиуса линзы.

INKJET PRINTED FLEXIBLE AND DISPOSABLE RF ELECTRONICS

Atif S.

With the advent of wearable sensors and internet of things (IoT), there is a new focus on electronics which can be bent so that they can be worn or mounted on non-planar objects. Moreover, there is a requirement that these electronics become extremely low cost, to the extent that they become disposable. The flexible and low cost aspects can be addressed by adapting additive manufacturing technologies such as inkjet printing on low cost plastic and paper substrates. This talk introduces inkjet printing as an emerging new technique to realize low cost, flexible and large area systems in the field of Radio Frequency (RF) electronics. The recent interest in inkjet printed RF electronics is due to the latest developments in nano-particles based conductive inks which can achieve conductivities close to that of bulk metals. In addition to the conductive inks, dielectric and semiconductor inks are also emerging. In this talk, a multilayer process will be presented where dielectrics are also printed in addition to the metallic parts, thus demonstrating fully printed devices. Many inkjet printed designs, primarily for wireless sensing applications, will be shown. In the later part, it will be shown how 3D inkjet printing of plastics can be combined with 2D printing of metals. The promising results of these designs indicate that the day when electronics can be printed like newspapers and magazines through roll-to-roll and reel-to-reel printing is not far away.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ПРОПУСКАНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ РОГОВИЦЫ И СКЛЕРЫ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ

Иомдина Е.Н. Гольцман Г.Н. Селиверстов С.В. Сианоян А.А. Теплякова К.О. Русова А.А.

seliverstovsv@mail.ru

Одним из основных факторов здоровья глаза является степень его гидратации. Это относится и к внешним оболочкам глаза: роговице и склере. Контроль гидратации этих оболочек очень важен для ранней диагностики различных заболеваний глаза, связанных с инвалидизирующими нарушениями рефракции. Системы ТГц сканирования в отраженных лучах станут эффективными инструментами для решения этой задачи из-за высокой чувствительности ТГц излучения к содержанию воды в тканях. В данной работе представлены результаты исследования спектров пропускания и отражения роговицы и склеры кролика и человека, а также глаза кролика в частотном диапазоне 0.13-0.32 ТГц. Также была определена зависимость коэффициента отражения этих тканей от процентного содержания воды по массе. Полученные результаты убедительно продемонстрировали возможность создания прибора для неинвазивного контроля степени гидратации роговицы и склеры с помощью ТГц излучения, обладающего потенциалом широкого применения в клинической офтальмологии.

РАДИОПОГЛОЩАЮЩИЕ ПОКРЫТИЯ МОДУЛЬНОГО ТИПА

Малый С.В.

maly@bsu.by

Рассматривается подход к созданию тонких радиомаскирующих покрытий на основе системы типовых модулей, размещаемых на проводящей поверхности. В общем случае модуль представляет собой низкопрофильный конструктивный метало-диэлектрический элемент в пленочном или полосковом исполнении. В зависимости от структуры и материального состава модулей и схемы их размещения на проводящей поверхности, маскировка осуществляется за счет одного или комбинации нескольких механизмов: поглощение, незеркальное и диффузное рассеяние, преобразование поляризации.

На базе метода минимальных автономных блоков разработаны эффективные вычислительные модели покрытий модульного типа. Приводятся результаты вычислительного эксперимента по исследованию электромагнитных свойств покрытий данного типа.

Предложены технологии нанесения модульных покрытий на поверхность маскируемых объектов. Рассмотрена возможность совместного использования модулей, предназначенных для различных частотных диапазонов.

СИНТЕЗ МЕТАМАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ МЕТОДА МАБ

Малый С.В.

maly@bsu.by

Рассматривается комплексный подход к разработке метаматериалов с новыми электромагнитными свойствами. Для описания электромагнитных характеристик структурно неоднородных материалов используются матрицы рассеяния многоканальных блоков, имеющих вид прямоугольников (двухмерная задача) и прямоугольных параллелепипедов (трехмерная задача). Используя технологии усреднения для блоков малых волновых размеров возможен переход к усредненным матрицам рассеяния, порядок которых совпадает с порядком матрицы рассеяния обычного минимального автономного блока с однородным заполнением.

Синтез новых метаматериалов включает следующие основные этапы:

- моделирование волновых полей в «виртуальных» средах, электромагнитные свойства которых описываются матрицами рассеяния с произвольно задаваемыми значениями элементов;*
- отбор вариантов матриц рассеяния, обеспечивающих потенциально полезные электромагнитные свойства метаматериалов;*
- синтез структуры и материального состава неоднородных блоков, которые описываются усредненными матрицами рассеяния, отобранными на предыдущем этапе.*

Приводятся примеры синтеза композитов и метаматериалов.

МОДЕЛИРОВАНИЕ БЕЗЭХОВЫХ КАМЕР НА ОСНОВЕ МЕТОДА МИНИМАЛЬНЫХ АВТОНОМНЫХ БЛОКОВ

Малый С.В.

maly@bsu.by

Рассматривается комплексная методика моделирования безэховых камер, базирующаяся на методе минимальных автономных блоков. Для повышения вычислительной эффективности модели в камере выделяется несколько подобластей: область излучающей антенны, область приемной антенны, область для размещения объектов рассеяния, область, занимаемая радиопоглощающим покрытием. Оставшаяся часть камеры описывается матрицей рассеяния по отношению к каналам, выходящим на внешние границы выделенных подобластей. Электромагнитные свойства радиопоглощающих покрытий также описываются с помощью матриц рассеяния, что позволяет корректно учитывать их взаимодействие с произвольным падающим полем. Расчет поля в подобластях осуществляется с использованием итерационного варианта метода МАБ. Для определения качества безэховой камеры сравниваются результаты расчета для заданного типа радиопоглощающего покрытия и для свободного пространства, моделируемого с использованием поглощающих граничных условий. Приводятся примеры практического использования предложенной методики.

СТАБИЛЬНОСТЬ ТЕРАГЕРЦОВОГО ГЕТЕРОДИННОГО НЕВ-ПРИЕМНИКА: УВЕЛИЧЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЭФФЕКТИВНОГО НАКОПЛЕНИЯ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА

Шураков А.С., Тонг Э., Бланделл Р., Гольцман Г.Н.

alexander@rplab.ru

Доклад будет посвящен исследованию стабильности выходного сигнала терагерцового гетеродинного приемника на базе смесителя на основе эффекта электронного разогрева в сверхпроводниковых пленках (НЕВ). В рамках доклада будут представлены результаты работы по изучению вклада нестабильностей составных узлов НЕВ-приемника в его системную стабильность, предложены способы улучшения флуктуационной чувствительности приемной системы.

В работе были использованы волноводные НЕВ-смесители из тонкой пленки NbN на подложке из кристаллического кварца, измерения проводились с привлечением гетеродина на основе диода Ганна и цепочки умножителей частоты с выходной частотой около 800 ГГц. Для компенсации вклада флуктуаций мощности гетеродина была использована линия обратной связи по току смещения НЕВ-смесителя, обеспечивающая его подкачку микроволновым излучением. Стабильность выходного сигнала приемника на промежуточной частоте была изучена как функция объема и формы чувствительного элемента НЕВ-смесителя.

СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЕ ТЕРАГЕРЦОВЫЕ NbN ДЕТЕКТОРЫ И СМЕСИТЕЛИ НА ЭФФЕКТЕ ЭЛЕКТРОННОГО РАЗОГРЕВА

Гольцман Г. Н.

goltsman10@mail.ru

Будут представлены последние достижения в разработке чувствительных и сверхбыстрых детекторов на основе тонких сверхпроводниковых плёнок: терагерцовых болометров и смесителей на эффекте электронного разогрева. Сверхпроводниковые смесители на основе ультратонких плёнок NbN демонстрируют лучшую чувствительность на частотах существенно выше 1 ТГц в сочетании с полосой преобразования 6-7 ГГц, что открывает возможность для их применения в разрабатываемых наиболее чувствительных инструментах для атмосферных и астрономических исследований в терагерцовом диапазоне. Прямые детекторы, изготовленные из плёнок NbN и MoRe, работают в диапазоне 0.3-3 ТГц и демонстрируют время отклика менее 50 пс и 1 нс, соответственно, а также эквивалентную мощность шума (NEP) 3×10^{-13} Вт Гц^{-1/2} (NbN) и 5×10^{-14} Вт Гц^{-1/2} (MoRe). В другой конфигурации данные детекторы обладают чувствительностью в широкой полосе 0.1-30 ТГц с тем же временем отклика, но большей NEP при значительно большем динамическом диапазоне.

ЭФФЕКТИВНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ НА ОСНОВЕ МЕТОДА МАБ

Орлов Е. Е., Малый С.В.

orlovraf@gmail.com

Предложен алгоритм, обеспечивающий повышение эффективности моделирования электродинамических систем в широком частотном диапазоне на основе метода минимальных автономных блоков. В качестве электродинамической модели системы или ее компонентов используются матрицы рассеяния, рассчитанные с помощью рекомпозиционного алгоритма. Анализ частотной зависимости элементов матрицы рассеяния в широком диапазоне показывает, что их амплитуда и фаза меняются достаточно монотонно. Это позволяет проводить расчет матриц рассеяния на грубой частотной сетке и восстанавливать матричные элементы на промежуточных частотах с использованием линейной или полиномиальной аппроксимации. Приводятся результаты применения алгоритма на примерах расчета частотно-селективных поверхностей.

МЕТОДЫ ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ПОДПОВЕРХНОСТНЫХ РАДИОЛОКАТОРОВ

Чиж М.А., Бугаев А.С., Ивашов С.И.

mchizh@rslab.ru

В докладе рассматривается метод обработки микроволновых голограмм, в котором радиолокационное изображение получается с использованием разложения на плоские волны и обратного распространения. В контексте этого метода рассматриваются способы уменьшения артефактов на восстановленных изображениях, среди которых: выбор шага дискретизации сигнала, дополнение исходной голограммы нулями по краям, нелинейная пространственная и частотные фильтрации. В качестве примера рассмотрены микроволновые голограммы, зарегистрированные с помощью экспериментального стенда, состоящего из векторного анализатора цепей и двухкоординатного электромеханического сканера.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА БИОРАДИОЛОКАЦИИ ДЛЯ БЕСКОНТАКТНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ СТРУКТУРЫ СНА ЧЕЛОВЕКА

Татараидзе А.Б., Бугаев А.С., Анищенко Л.Н., Ивашов С.И.

tataraidze@rslab.ru

Работа посвящена разработке метода бесконтактного определения структуры сна на основе биорадиолокационного (БРЛ) мониторинга. В работе использованы данные 32 испытуемых, направленных на полисомнографическое (ПСГ) исследование, которое проводилось параллельно с БРЛ мониторингом. Структура сна, определенная автоматически на основе анализа двигательной активности и паттерна дыхания, которые были зарегистрированы биорадаром, сравнивалась с результатами ПСГ. Среднее значение каппы Коэна – меры согласия методов – составило $0,50 \pm 0,12$. Полученные результаты свидетельствуют о возможности достаточно точного определения структуры сна по данным биорадиолокационного мониторинга и перспективности этой технологии для разработки устройств мониторинга сна.

ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО И УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭМИССИИ ТГц-ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ПЛАЗМЕННОГО СТОЛБА ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

А. В. Аржанников, А. В. Бурдаков, В. С. Бурмасов, И. А. Иванов, А. А. Касатов, С. А. Кузнецов, М. А. Макаров, К. И. Меклер, С. В. Полосаткин, В. В. Поступаев, А. Ф. Ровенских, С. Л. Синицкий, В. Ф. Скляр, В. Д. Степанов, И. В. Тимофеев

V.F.Sklyarov@inp.nsk.su

В работе описаны результаты экспериментальных исследований на установке ГОЛ-ПЭТ по эмиссии ТГц-излучения из области плазменного столба, где происходит интенсивное взаимодействие релятивистского электронного пучка с плазмой. Плазменный шнур с диаметром 6 см, длиной 2,5 м и плотностью электронов $(0,2 - 2) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ удерживается в многопробочном магнитном поле со средним по оси ловушки значением индукции 4 Тл. Инжектируемый релятивистский электронный пучок имеет следующие параметры: энергия электронов $E_b \sim 0,8 \text{ МэВ}$, ток $I_b \sim 30 \text{ кА}$, длительность $t_b \sim 10 \text{ нс}$ при плотности тока $J_b \sim 2 \text{ кА/см}^2$ для значения индукции 4 Тл.

Предыдущие исследования показали, что при движении электронного пучка в плазменном столбе осуществляется накачка мелкомасштабных плазменных колебаний на верхне-гибридной ветви, и эти колебания трансформируются в электромагнитные волны, эмитируемые из плазмы с частотами в окрестности верхней гибридной частоты. По нашим представлениям такая трансформация реализуется в тех пространственных областях плазмы, где имеются значительные градиенты её плотности. Наблюдаемая эмиссия электромагнитного излучения на частотах в окрестности удвоенного значения верхне-гибридной частоты интерпретируется нами как слияние двух указанных выше плазменных колебаний в одну электромагнитную волну в условиях высокого уровня этих плазменных колебаний, накопленных в локальной области пространства. В представляемом докладе особое внимание уделено направлению эмиссии электромагнитного излучения в интервале частот 0.25 - 0.5 ТГц при различных условиях пучково-плазменного эксперимента. Показано, что при плотности плазмы около 10^{15} см^{-3} поток электромагнитного излучения сосредоточен в направлении вдоль оси плазменного столба и его спектральная плотность мощности сильно зависит от распределения плотности плазмы по сечению столба.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ

Воспользуйтесь поиском по электронному документу(горячие клавиши Ctrl+F)