Национальный исследовательский

Томский государственный университет

Радиофизический факультет

9-я Международная научно-практическая конференция

Актуальные проблемы радиофизики

АПР-2021

Сборник трудов конференции

при поддержке:

НАУЧНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ
ГРУППА КОМПАНИЙ

KEYSIGHT TECHNOLOGIES

ROHDE&SCHWARZ
Make ideas real

20-22 октября 2021 года

г. Томск

УДК 537.86; 621.38.01:53; 621.396.67; 621.372.8;
621.3.029.6; 621.396.91/.96; 535.14;
535.33:621.373.8 А 43
А 43

А 43 **Актуальные проблемы радиофизики** : IX Международная научно-практическая конференция, г. Томск, 20-22 октября 2021 г. Сборник трудов. – Томск : Издательский дом ТГУ, 2021. – 315 с.

В сборнике представлены доклады участников IX Международной научно-практической конференции "Актуальные проблемы радиофизики 2021", проходившей в Томском государственном университете 20-22 октября 2021 г. на базе радиофизического факультета. Доклады отобраны Программным комитетом конференции.

Сборник представляет интерес для специалистов в области радиофизики, радиоэлектроники, оптики, твердотельной электроники и электромагнитной совместимости.

**УДК 537.86; 621.38.01:53; 621.396.67; 621.372.8;
621.3.029.6; 621.396.91/.96; 535.14;
535.33:621.373.8**

© Томский государственный университет, 2021

Организаторы конференции:

- Национальный исследовательский Томский государственный университет
- Радиофизический факультет ТГУ
- ЦКП «Центр радиофизических измерений, диагностики и исследования параметров природных и искусственных материалов» ТГУ
- ООО «Радиовидение»

Конференция проводится при поддержке:

- Rohde & Schwarz
- Keysight Technologies и группой компаний «Научное Оборудование»
- Российский квантовый центр

Основные научные направления конференции включают:

- Физика взаимодействия радиоволн с неоднородными средами и объектами.
- Радиотомография и сверхширокополосное зондирование.
- Метаматериалы, магнитные материалы и нанотехнологии в радиофизике и электронике.
- Наноэлектромагнетизм.
- Методы и средства измерения электромагнитных характеристик материалов в гигагерцовом и терагерцовом диапазонах.
- Материалы и приборы микро-, опто- и наноэлектроники.
- Полупроводниковые детекторы и сенсоры.
- Лазерные и оптико-электронные системы в исследовании материалов и сред.
- Компьютерная оптика, цифровая голография, обработка изображений.
- Квантовая электроника, фотоника и нелинейная оптика.
- Материалы и приборы нанофотоники и наноплазмоники.
- Нелинейная динамика, синергетика и фрактальная геометрия в радиофизике и оптике.
- Информационные технологии в исследовании сложных структур.
- Физика магнитосферы, ионосферы, верхней атмосферы Земли.
- Солнечно-земная физика и физическая экология.
- Современные технологии преподавания радиофизических и радиотехнических дисциплин.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Беличенко В. П., Шипилов С. Э.

Памяти Владимира Петровича Якубова 12

ФИЗИКА РАДИОВОЛН: ИЗЛУЧЕНИЕ, ПРИЕМ И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ..... 13

Бутуханов В. П., Ломухин Ю. Л., Атутов Е. Б.

Структура волн при радарном облучении однородных поглощающих сред 14

Чернов А. А.

Моделирование и расчёт волновых эффектов слабой нестационарности в плазмосфере Земли 20

Доржиев Б. Ч., Очиров О. Н.

Пространственно-временная структура электромагнитного поля в лесной среде при наносекундной локации 27

Фисанов В. В.

Рефракция в псевдопассивных средах 30

Бузов А. Л., Бузова М. А., Минкин М. А., Шляхов А. В.

Экспериментальные исследования коэффициента прохождения радиоволн через экран из метаматериала 34

Бардашов Д. С., Лосев Д. В.

Трехмерная томография неоднородной среды на основе борновского приближения 35

Махманазаров Р. М., Якубов В. П.

Использование некогерентного излучения для пассивного РСА 39

Волкова М. А., Кочеткова Т. Д.

Определение степени загрязнения почв тяжелыми металлами по электромагнитному отклику 43

Кануж М. М., Клоков А. В.

Анализ и реализация традиционной системы слежения за сигналами в GPS - приёмнике 45

Макаров Д. С., Сорокин А. В.

Динамическая рефракционная модель ледового покрова 48

Харламов Д. В., Сорокин А. В.

Амплитудно-временные зависимости сигналов навигационных спутников диапазона L1 после прохождения крон отдельных деревьев 50

Багреев Г. А., Беличенко В. П.

Пересмотренная оценка степени ослабления электромагнитного поля в условиях нарушенного полного внутреннего отражения 52

Беличенко В. П.

Электрически малые антенны: хронология, решенные задачи, новые проблемы и идеи 55

Васин В. В., Шипилов С. Э., Еремеев А. И., Завьялова К. В.

Радиоволновая томография фантома молочной железы 61

Терентьев А. К., Шипилов С. Э., Цепляев И. С., Федянин И. С., Сатаров Р. Н., Романов Д. Б., Смокотин П. В., Цепляева И. В.

Разработка широкозахватного ЛЧМ георадара для БПЛА 63

Подопригора В. Г., Реушев М. Ю., Сорокин А. В., Харламов Д. В., Макаров Д. С.

Рефлектометрия леса сигналами навигационных спутников диапазона L1 67

Дымов Г. А., Беличенко В. П.

Методика расчета спектра собственных колебаний железобетонных опор со стержневой напрягаемой арматурой 69

Юсупов И., Добрых Д., Михайловская А., Красиков С., Шакирова Д., Богданов А., Слобожанюк А., Филонов Д., Гинзбург П.

Компактные керамические RFID метки с высокой дальностью считывания 74

Кривальцевич С. В., Ященко А. С.

Направленные характеристики элементарного излучателя расположенного над поверхностью промерзающей почвы 77

Ященко А. С.

Влияние слоисто-неоднородной подстилающей поверхности на процесс распространения земной волны 79

Росляков С. Н., Суханов Д. Я.

Группировка частиц в широкополосном ультразвуковом поле 81

Кузовова А. Е., Суханов Д. Я.

Численное моделирование анизотропных свойств твердого тела методом динамики частиц 82

Кузнецова Е. А., Андреев Ю. А., Плиско В. В.

Численное моделирование АЧХ и ФЧХ комбинированных СШП антенн в приемо-передающем режиме 83

Крошка Е. С., Бобров П. П., Родионова О. В.

Влияние размеров и формы частиц влажных кварцевых порошков на процессы диэлектрической релаксации в диапазоне частот 10 кГц -20 ГГц 85

Чурикова Т. И., Балзовский Е. В., Буянов Ю. И.

Численное моделирование линейно поляризованной цилиндрической антенны с шестью лучами диаграммы направленности 87

Халил А., Суханов Д. Я.

Плоская сверхширокополосная антенна с оптимизированным заземлённым слоем 90

Исса М., Суханов Д. Я.

Повышение производительности в системах MIMO с помощью пассивных ретрансляторов 93

Пикалов М. В., Колмаков А. А., Колесник С. А.

Методическое обеспечение оценки долгопериодных трендов ионосферных параметров по данным вертикального радиозондирования в вопросах климатических исследований 94

РАДИОЭЛЕКТРОНИКА И ЭЛЕКТРОДИНАМИКА СВЧ, КВЧ И ГВЧ..... 96

Мещеряков В. А.

Сверхмедленные электромагнитные моды в цилиндрическом двухслойном волноводе с RHM и LHM слоями 97

Клюев Д. С., Коршунов С. А., Нещерет А. М.

Метод электродинамического анализа микрополосковых антенн с рамочными излучателями, расположенными на диэлектрических подложках 100

Бондарь П. И., Карлов А. В., Нарышкин М. И., Пестовский К. И.

Моделирование излучающих структур с учетом параметров подстилающей поверхности 101

Котков К. В., Моторко А. И., Нарышкин И. М., Пестовский И. Н.

Моделирование электромагнитных излучений в экранированных протяжённых тоннелях 102

Николаева С. А., Лысенко Е. Н.

Исследование электрических свойств многокомпонентного литиевого феррита 103

Новиков С. С., Костерова В. С.

Устойчивость синхронных режимов системы двух связанных автогенераторов 105

Ветлужский А. Ю.

Фокусировка оптического излучения системами на основе фотонных кристаллов 110

Ветлужский А. Ю.

Исследование отраженной волны в области угла Брюстера 112

Шульга А. А., Новиков С. С., Бородин А. С.

Корреляционный анализ признаков детерминизма динамического хаоса системы двух связанных СВЧ автогенераторов 116

Бадьин А. В., Бердюгин А. И., Москаленко В. Д., Симонова К. В., Гурский Р. П.

Двумерная ТГц рефлектометрия периодической структуры, полученной аддитивной технологией . 121

Южаков М. С., Берзин А. К., Фильченко Д. И., Бадьин А. В.

Программно-аппаратный комплекс по сбору параметров климата для науки 124

Дунаевский Г. Е., Антипов В. Б., Гаврилин Е. В., Дорофеев И. О., Нечаев А. Н., Первеев И. А., Смыгалина П. П.

СВЧ - отогрев глубоких отморожений: новые результаты и новые задачи 127

Лысых П. М., Балзовский Е. В.

Формирование биполярного СШП импульса путем совмещения монополярных импульсов отдельных генераторов 129

Трофимов Е. А., Кулешов Г. Е., Москаленко В. Д., Бадьин А. В., Дорожкин К. В.

Электромагнитные характеристики композиционных конструкций с пирамидальной и пористой структурами в терагерцовом диапазоне 133

Смыгалина П. П., Дунаевский Г. Е.

Качественная оценка температурного распределения в трехслойной среде, имитирующей биоткани человека, при тепловом воздействии СВЧ поля 136

Шаншо А., Дунаевский Г. Е., Дорофеев И. О., Бадьин А. В.

Стабилизация частоты лампы обратной волны для работы с высокодобротными резонаторами 139

Билинский К. В., Дорожкин К. В., Москаленко В. Д., Кулешов Г. Е., Бадьин А. В., Трофимов Е. А., Бердюгин А. И.

Широкополосная селекция КВЧ излучения метаматериальной поверхностью, полученной фотолитографией 141

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА, МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКА 143

Сергеев Д. М., Дуйсенова А. Г.

Моделирование электротранспортных свойств Li-интеркалированной графеновой пленки 144

Дуйсенова А. Г., Сергеев Д. М.

Модель одноэлектронного транзистора на основе эндоэдрального фуллерена (Sc_3N)@C_{80} 148

Карлова Г. Ф., Авдоченко Б. И., Белозёрова Е. А.

Активная система локации на датчиках Холла 152

Воеводин В. И., Саркисов С. Ю.

Влияние постростовых технологических обработок на диэлектрические параметры кристаллов ZnGeP2 в терагерцовом диапазоне частот 156

Алмаев Д. А., Кушнарев Б. О., Алмаев А. В.

Исследование электрических свойств пленок Ga_2O_3 и Cr_2O_3 со структурой корунда и гетероструктуры на их основе 159

Пидченко М. Б., Филимонов С. Н.

Влияние дисперсионных сил на поверхностную энергию полупроводниковых кристаллов. 162

Юрченко В. И., Зятьков Д. О., Черепанов В. Н.

Исследование особенностей формирования решетчатых структур в плёнках для различной конфигурации ориентирующего магнитного поля. 164

ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ: РАЗРАБОТКА, СОЗДАНИЕ, ПРИМЕНЕНИЕ 165

Филимонов П. А., Иванов С. Е. Городничев В. А., Белов М. Л., Федотов Ю. В.

Исследования характеристик аэрозольных неоднородностей в приземном слое атмосферы на длине волны 355 нм 166

Денисенко Е. П., Морозов О. Г., Иванов А. А., Денисенко П. Е., Лустина А. А., Андреев В. Д.

Радиофотонный локатор. Измеритель угла прихода на основе тандемной амплитудно-фазовой модуляции 171

Лустина А. А., Морозов О. Г., Иванов А. А., Денисенко П. Е., Денисенко Е. П., Андреев В. Д.

Радиофотонный локатор. Измеритель доплеровского изменения частоты на основе тандемной амплитудно-фазовой модуляции 172

Андреев В. Д., Морозов О. Г., Иванов А. А., Денисенко П. Е., Денисенко Е. П., Лустина А. А.

Радиофотонный ионозонд. Многоканальная приемная система на основе тандемной амплитудно-фазовой модуляции для измерения угла прихода 173

Ермаков С. А., Больбасова Л. А., Лукин В. П.

Оценка эффективности создания натриевых лазерных опорных звезд для обсерваторий РФ 174

Шалеев А. В., Гальцев И. И., Елизаров А. И.

Применение панорамно-оптических средств регистрации для исследования оптико-физического состояния атмосферы 175

Локтюшин О. Ю., Брюханов И. Д., Ни Е. В., Пустовалов К. Н., Самохвалов И. В.

Сравнение метеовеличин по данным аэрологических измерений и реанализа ERA5 для интерпретации данных лидарного зондирования..... 178

Познахарев Е. С., Белов В. В., Тарасенков М. В., Федосов А. В., Абрамочкин В. Н.

Оптическая связь на рассеянном излучении в дисперсной среде с высокой мутностью..... 183

Халхаров Д. Д., Бобровников С. М., Жарков В. И.

Оценка возможностей измерения концентрации атомарных компонентов мезосферы с помощью лидара..... 186

Брюханов И. Д., Ни Е.В., Животенюк И.В., Дорошкевич А.А., Стыкон А.П., Кириллов Н.С., Самохвалов И.В.

Оценка размеров зеркальных локальных областей облаков верхнего яруса по данным поляризационного лазерного зондирования..... 187

Вострецов Н. А.

Спектральная функция флуктуаций интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка (0.63 мкм) в приземной атмосфере в дожде, мороси и дымке..... 191

Стыкон А. П.

Активное «Стокс-фотографирование» кожи человека. Геометрическая интерпретация и конус Стокса 196

Бабушкин П. А., Матвиенко Г. Г., Ошлаков В. К.

Дистанционная идентификация и определение концентрации примеси в атмосфере методом фемтосекундного лазерно-индуцированного пробоя..... 200

Сафьянов А. Д., Бобровников С. М., Горлов Е. В., Жарков В. И., Мурашко С. Н.

Оценка эффективности обнаружения фосфорорганических соединений методом двухимпульсной лазерной фрагментации/лазерно-индуцированной флуоресценции 203

Останин Н.Д., Ни Е.В., Брюханова В.В.

Оценка погрешности поляризационных измерений..... 205

Пшеничных А.Ю., Ни Е.В., Брюханова В.В.

Оценка погрешностей поляризационного лазерного зондирования оптически плотных образований 206

Алкабакиби И., Дёмин В. В., Половцев И. Г., Зиновьев М. М., Подзывалов С. Н., Дорожкин К. В.

Моделирование континуального поглощения монокристаллического $ZnGeP_2$ 207

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И ФОТОНИКА..... 208

Трифонова А. В., Землянов А. А., Рямбов Р. В.

Характеристики вынужденного излучения в этанольном растворе красителя с наночастицами при облучении фемтосекундными лазерными импульсами 209

Сарычев В. Т.

Аннигиляция.....211

Калытка В. А., Мехтиев А. Д., Мади П. Ш., Баширов А. В.

Квантово-механическая модель диэлектрических потерь в нанометровых слоях твердых диэлектриков с водородными бонсдами при сверхнизких температурах 214

Ижнин И. И., Войцеховский А. В., Коротаев А. Г., Мынбаев К. Д., Варавин В. С., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н., Якушев М. В., Świątek Zbignew

Состав носителей в имплантированных бором МЛЭ пленках *p*-CdHgTe 220

Douhan Rahaf M.H.

Theoretical and experimental comparison of multilayer Ge/Si photodetectors with quantum dots.....223

Винарский В. П., Коханенко А. П., Лозовой К. А.

Моделирование эпитаксиального формирования двумерных материалов с учетом зависимости поверхностной энергии от толщины.....225

Липатов Е. И., Бураченко А. Г., Генин Д. Е., Колесник Е. А., Рипенко В. С., Саввин А. Д., Шулепов М. А.

Алмаз в квантовых информационных технологиях 226

Слюнько Е. С., Дёмин В.В., Юдин Н.Н., Зиновьев М.М., Подзывалов С.Н., Журавлёва Е.В., Пфайф А.А.

Порог лазерного разрушения нелинейных кристаллов GaSe и GaSe:In на длине волны 2091 нм.....228

Эрвье Ю. Ю.

О начальной стадии роста нитевидных нанокристаллов полупроводниковых соединений III-V 230

Кукенов О. И., Дирко В. В., Коханенко А. П., Лозовой К. А.

Анализ гомоэпитаксиального роста тонких пленок кремния на сверхструктурах 1x2 и 2x1 методом дифракции быстрых электронов 232

Тимофеев В. А., Машанов В. И., Никифоров А. И., Скворцов И. В., Гаврилова Т. А., Кожухов А. С., Коляда Д. В., Фирсов Д. Д., Комков О. С.

Тонкие пленки Sn при формировании фасетированной поверхности и росте наноструктур GeSn.....234

Дзядух С. М., Войцеховский А. В., Несмелов С. Н., Копылова Т. Н., Дегтяренко К. М.

Электрические свойства органо-неорганических систем на основе пентацена с двухслойным диэлектриком SiO_2-Al_2O_3 235

Хомякова К. И., Коханенко А. П., Лосев А. В.

Исследование параметров детектора одиночных фотонов для квантовых коммуникаций 237

Никифоров А. И., Тимофеев В. А., Машанов В. И., Скворцов И. В., Гуляев Д. В., Гаврилова Т. А.

Молекулярно-лучевая эпитаксия гетероструктур на основе материалов 4 группы.....238

Средин В.Г., Сахаров М.В., Конради Д.С., Кузнецов И.В.

Оценка влияния внеосевой засветки ИК матричного фотоприемника на его удельную обнаружительную способность.....239

Войцеховский А. В., Несмелов С. Н., Дзядух С. М., Горн Д. И., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н., Якушев М. В., Сидоров Г. Ю.

Электрофизические характеристики униполярных барьерных структур на основе МЛЭ HgCdTe для детектирования в спектральных диапазонах 3 – 5 и 8 – 12 мкм 240

Тарасенко В. Ф., Бакшт Е. Х.

Излучение Вавилова-Черенкова и импульсная катодолюминесценция, возбуждаемые пучком электронов в прозрачных образцах 242

Дирко В. В., Лозовой К. А., Коханенко А. П., Войцеховский А. В.

Анализ изменения поверхности при росте Ge, GeSi на Si(100) и Si(111) методом дифракции быстрых электронов 243

Есин М. Ю., Дерябин А. С., Тийс С. А., Колесников А. В., Никифоров А. И.

Исследование кинетики сдваивания ступеней поверхности Si(100) 244

Якименко Ф. А., Каширский Д. Е.

Мессенджер для квантовой сети топологии точка-точка 245

Торгаев С. Н., Каширский Д. Е.

Оценка предельных температур широкополосной засветки в высокоскоростных активных оптических системах 247

СОВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СРЕДСТВА И ТЕХНОЛОГИИ 249

Хмелев В. Л., Фоминых А. Ф.

Профилометрия на основе активной ИК локации 250

Криницкий А. Д., Доценко О. А.

Разработка системы контроля уровня и скорости потока природного сырья на предприятиях добывающих отраслей 251

Жуков А. А., Журавлев В. А., Атамасов В. В., Маленко Г. И.

Программно-аппаратный комплекс на платформе Agilent E4285A-LabVIEW для измерения диэлектрической проницаемости материалов конденсаторным методом 254

Мейнерт Е. К., Соловьев А. В.

Влияние тонального акустического шума с частотой 100 Гц на простые сенсомоторные реакции человека 257

Шаляпина Н. А., Громов М. Л., Торгаев С. Н., Матолыгин А. К.

Тензорный подход к реализации случайных блочных клеточных автоматов: реализация в рамках TensorFlow 260

Юрченко Е. А., Шульга И. Д.

Практическая реализация алгоритма поведения персонажей в системе моделирования процессов эвакуации при чрезвычайных ситуациях 262

Шульга И. Д., Юрченко Е. А., Тугаринов М. А.

Практическая реализация алгоритма изменения физического состояния персонажей в программе 3D моделирования процессов эвакуации 264

Дергунов Е. С., Берзин А. К.

Сравнение производительности инференсов сверточных нейронных сетей на GPU и FPGA 266

Ростокин И. Н., Федосеева Е. В., Щукин Г. Г., Ростокина Е. А.

Вопросы технической реализации калибровки микроволновой радиометрической системы наземного базирования 268

Ростокин И. Н., Жцков В. Ю., Щукин Г. Г.

Совершенствование всепогодного профилометра 271

Ланин Е. В., Дорожкин К. В., Бадьин А. В., Кулешов Г. Е., Казанин В. А., Южаков М. С.

Автоматизированная система для определения водородного показателя в водоеме с использованием квадрокоптера 274

Шапошников А. И.

Цифровое описание множества при компьютерной обработке 276

Соловьев А. В., Мейнерт Е. К.

Влияние городской застройки и зеленых насаждений на уровень акустического транспортного шума 277

Мягков А. С., Соловьев А. В., Фомин Д. А.

Особенности организации региональной цифровой сети агрометеорологических наблюдений на примере Томской области 281

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ И ТЕХНОЛОГИИ ПОДГОТОВКИ СПЕЦИАЛИСТОВ В ОБЛАСТИ РАДИОФИЗИКИ, РАДИОТЕХНИКИ И ОПТИКИ 285

Пойзнер Б. Н., Аникин В. М., Измайлов И. В.

Приобщение магистрантов и аспирантов к научному дискурсу при обучении методологии исследований 286

Долгов Г. А.

Информационное и методическое обеспечение курса по подготовке студентов к чемпионату WorldSkills по компетенции «Электроника» 292

Жуков А. А., Мещеряков В. А.

Использование дистанционных технологий при изучении радиотехнических дисциплин 295

Жуков А. А.

Опыт использования СДО Moodle в лабораторном практикуме по курсу "Основы компьютерного проектирования и моделирования радиоэлектронных средств" 298

Жуков А. А., Булахов Н. Г.

Удаленный доступ к измерительному оборудованию в лабораторном практикуме по курсу "Введение в специальность" 301

Новиков С. С., Ящук С. А.

Статические и динамические неустойчивости в нелинейном колебательном контуре 304

Булембаев Т. Д. Метрологическое сопровождение устройств диагностики глазных болезней применяемые мобильные технологии 305

Мажитова Д. С., Жексенбаев Е. К. Неинвазивные методы определения концентрации глюкозы 308

Цепляев И. С., Сатаров Р. Н. Радиотомография с использованием доплеровских датчиков 313

Памяти Владимира Петровича Якубова

Беличенко Виктор Петров, Шипилов Сергей Эдуардович

В. П. Якубов родился 8.02.1948 года в городе Чита. После окончания в 1965 году новосибирской средней физико-математической школы № 165 поступил на радиофизический факультет Томского государственного университета, который в 1970 году с отличием закончил по специальности "радиофизика и электроника". Прошел обучение в аспирантуре по кафедре радиофизики ТГУ (1970-1973 гг.). С 1973 по 1990 годы активно занимался научными исследованиями в стенах Сибирского физико-технического института им. академика В.Д. Кузнецова при ТГУ. В 1977 году защитил диссертацию на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. В этот период В.П. Якубов стал известен как крупный специалист в области исследований околоземного и космического пространства с использованием автоматических космических станций серии "Венера". При его активном участии был поставлен уникальный эксперимент по исследованию свойств межпланетной и околосолнечной плазмы в области формирования солнечного ветра, основываясь на данных сверхбольшебазовой узкополосной радиоинтерферометрии. Обобщив результаты проведенных исследований, Владимир Петрович в 1992 году защитил диссертацию на соискание учёной степени доктора физико-математических наук.

Далее он связывает свою образовательную и научную деятельность с кафедрой радиофизики радиофизического факультета ТГУ. В 1993 году получает звание профессора, а с 1994 года в течение более 25 лет занимает должность заведующего этой кафедрой. Ему удается успешно сочетать и преподавательскую и исследовательскую деятельности. Он являлся инициатором развития актуального научного направления - радиоволновая томография. Написанные В.П. Якубовым в этот период монографии и учебные пособия характеризуют ясность, краткость и логичность изложения материала. Под его руководством защищено 5 докторских и 15 кандидатских диссертаций. Много времени при этом он уделяет организации плодотворного научного сотрудничества с СФТИ, ИОА и ИСЭ СО РАН, является членом трех диссертационных советов, входит в редакционные коллегии нескольких научных журналов.

Используя опыт, накопленный при изучении Земли с помощью её искусственных спутников, В.П. Якубов разработал целый ряд эффективных методов дистанционного зондирования неоднородных сред и объектов. Чрезвычайно существенно то, что математические алгоритмы, созданные на базе регуляризационных схем, позволили значительно расширить область решаемых обратных задач, обеспечив при этом максимизацию количества извлекаемой информации из зашумлённых экспериментальных данных. Развитые подходы В.П. Якубов успешно использовал при проведении совместных научных исследований с зарубежными партнерами из городов: Магдебург, Саарбрюккен (Германия), Сендай (Япония), Беэр-Шева (Израиль).

В.П. Якубов являлся академиком Российской академии естественных наук, член-корреспондентом МАН ВШ и Метрологической академии РФ. Был удостоен целого ряда высоких наград и званий на государственном и областном уровнях. Носил почетное звание Заслуженный профессор Томского государственного университета.

Жизненный путь В.П. Якубова завершился 18 июля 2021 года. С уходом Владимира Петровича университет потерял талантливого исследователя и организатора, доброжелательного и всегда готового прийти на помощь руководителя кафедры, учителя и наставника с большой буквы для студентов и сотрудников радиофизического факультета.

После себя В.П. Якубов оставил большое наследие в виде реализованных крупных проектов и решенных научных задач, имеющих важное научное и практическое значение. Но самое главное, В.П. Якубов подготовил и оставил после себя профессиональный, дружный и сплоченный коллектив кафедры радиофизики.

Физика радиоволн: излучение, прием и использование

20-22 октября 2021, Томск

Структура волн при радарном облучении однородных поглощающих сред

Бутуханов Василий Петрович
Ломухин Юрий Лупонович, Атутов Евгений Борисович
Институт физического материаловедения СО РАН
E-mail:vbut1951@gmail.com

К настоящему времени хорошо известно и надежно установлено, что при падении плоской волны на плоскую границу раздела двух прозрачных сред в них возбуждаются преломленная и отраженная волны. Вместе с падающей, эта система мод удовлетворяет волновому уравнению и граничным условиям. При этом преломление и отражение данных волн подчиняется известным законам *[1,2]*. Однако, даже в такой простейшей модели граничащих сред обнаружена возможность возбуждения четвертой моды, направление которой подчиняется закону Снеллиуса – это мода с отрицательным углом преломления *[3]*. Дискуссии о физических механизмах происхождения необычного преломления и распространении последних двух волн то затихают, то возобновляются *[4,5,6,7]*. Не вдаваясь в анализ предлагаемых механизмов необычного преломления и распространения укажем на то, что в природе не существует прозрачных материальных сред, т.е. все материальные среды в той или иной мере обладают потерями. Это означает, что диэлектрическая и магнитная проницаемости в уравнениях Максвелла всегда должны быть комплексными. Поэтому, в частности, предположение о существовании сред с отрицательными проницаемостями вызывает некоторое сомнение.

В данной работе мы изначально полагаем среды поглощающими, изотропными и однородными. В работе *[8]* указывается на возможность возбуждения в граничащих средах более четырех выше упомянутых мод. В данной работе мы покажем, что это действительно так, выпишем и проанализируем возбуждаемые моды, и укажем принципиально важное значение некоторых из них в моделях обратного радиолокационного отражения, применяемых в методах зондирования природных и искусственных сред.

Рассмотрим возможность построения структуры волн в граничащих средах с учетом возбуждения встречных волн на примере облучения плоской волной границы раздела двух сред, одна из которых пустота, другая – изотропная поглощающая среда, *(рис.1)*. Отметим, что наличие встречных волн не противоречит уравнениям Максвелла. Физический механизм возбуждения встречных обратных волн описан в работе *[9, 14]*.

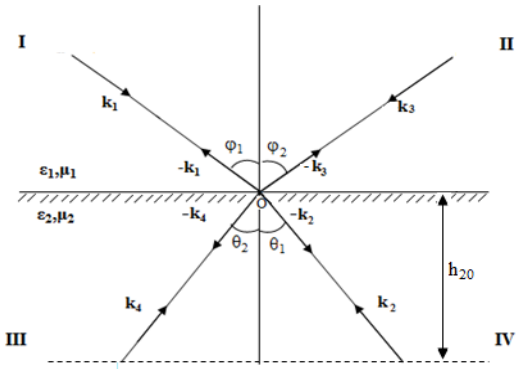


рис.1 Структура волн в граничащих средах

Пусть на границу раздела из первой среды падает плоская волна под углом φ_1, рис.1. Среды характеризуются параметрами $\varepsilon_1 = \varepsilon_1' - i\varepsilon_1''$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_2' - i\varepsilon_2''$, $\mu_1 = \mu_2 = 1$. При этом $\varepsilon_1'' << \varepsilon_1'$, $\varepsilon_1' = 1$. В соответствии с *[15]* можем искать структуру волн, состоящую из следующих мод.

1. Падающая волна:

$$\mathbf{E}_1^{p,s} = \mathbf{E}_0^{p,s} \exp\left[-i\mathbf{k}_1\mathbf{r}_1\right]. \tag{1}$$

2. Преломленная волна:

$$\mathbf{E}_2^{p,s} = \mathbf{E}_1^{p,s}\left(1 - V_{12}^{p,s}\left(\varphi_1\right)\right)\exp\left[-i\mathbf{k}_2\mathbf{r}_2\right] = \mathbf{E}_1^{p,s}T_{12}^{p,s}\left(\varphi_1\right)\exp\left[-i\mathbf{k}_2\mathbf{r}_2\right]. \tag{2}$$

3. Обратная волна:

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_4^{p,s} &= \mathbf{E}_1^{p,s}T_{12}^{p,s}\left(\varphi_1\right)\exp\left[-i\left(\mathbf{k}_2\mathbf{h}_3\right)\right]\exp\left[-i\left(\left(-\mathbf{k}_2\right)\left(-\mathbf{h}_3\right)\right)\right]\times \\ T_{21}^{p,s}\left(\theta_1\right)&\exp\left[-i\left(\left(-\mathbf{k}_1\right)\left(-\mathbf{r}\right)\right)\right] = \mathbf{E}_1^{p,s}\left[1 - V_{12}^{p,s}\left(\varphi_1\right)^2\right]\exp\left[-2i\left(\mathbf{k}_2\mathbf{h}_2\right)\right].\end{aligned} \tag{3}$$

5. Отраженная волна:

$$\mathbf{E}_5^{p,s} = \mathbf{E}_1^{p,s}\left[V_{12}^{p,s}\left(\varphi_1\right) + T_{12}^{p,s}\left(\varphi_1\right)\exp\left[-2i\left(\mathbf{k}_2\mathbf{h}_4\right)\right]V_{21}^{p,s}\left(\theta_1\right)\exp\left[-2i\left(\mathbf{k}_2\mathbf{h}_4^{p,s}\right)\right]T_{21}^{p,s}\left(\theta_2\right)\right]\times$$

$$\exp\left[-i\left(\mathbf{k}_3\mathbf{r}_3\right)\right] = \mathbf{E}_1^{p,s}V_{12}^{p,s}\left(\varphi_1\right)\left\{1+\left[1-V_{12}^{p,s}\left(\varphi_1\right)^2\right]\exp\left[-4i\left(\mathbf{k}_2\mathbf{h}_4\right)\right]\right\}\exp\left[-i\left(\mathbf{k}_3\mathbf{r}_3\right)\right]. \quad (4)$$

Здесь, $k_1 = k_3 = \dfrac{\omega}{c}$, $k_2 = k_4 = \dfrac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_2}$, $\varphi_1 = \varphi_2$, $\theta_1 = \theta_2$, $T_{12}^{p,s}\left(\varphi_{1,2}\right) = 1 - V_{12}^{p,s}\left(\varphi_{1,2}\right)$,

$T_{21}^{p,s}\left(\varphi_{1,2}\right) = 1 - V_{21}^{p,s}\left(\theta_{1,2}\right)$, $V_{21}^{p,s}\left(\theta_{1,2}\right) = -V_{12}^{p,s}\left(\varphi_{1,2}\right)$, $V_{12}^{p} = \dfrac{n_1\cos\theta_1 - n_2\cos\varphi_1}{n_1\cos\theta_1 + n_2\cos\varphi_1}$, $V_{12}^{s} = \dfrac{n_1\cos\varphi_1 - n_2\cos\theta_1}{n_1\cos\varphi_1 + n_2\cos\theta_1}$.

Значки *p* и *s* указывают на поляризацию волн, соответственно, когда вектор **E** параллелен плоскости падения и когда вектор **E** перпендикулярен плоскости падения.

Из (3) следует, что обратная волна – это результат преломления на границе раздела встречной волны с вектором $\mathbf{k}_2$, (*рис. 1)*. Из (3) следует, что преломленная волна с вектором $-\mathbf{k}_4$ – это результат отражения на границу раздела той же встречной волны. Второе слагаемое в фигурных скобках выражения (4) – это преломление встречного к преломленной волне с вектором $-\mathbf{k}_4$.

В формулы (3) – (4) входят неизвестные параметры $h_2^{p,s}$, $h_3^{p,s}$, $h_4^{p,s}$. Физический смысл данных параметров состоит в том, что глубина, на которую проходят волны во вторую среду до тех пор, пока они являются когерентными по поляризации падающей волне на границу раздела. Это явление имеет место по следующей причине.

Известно, что во второй среде из-за воздействия электромагнитного излучения возбуждаются преломленные волны. Как результат интерференции волн вторичных источников и падающего излучения, а также флуктуационные электромагнитные волны из-за взаимодействия заряженных частиц между собой *[10]*. Наряду с данными полями в любой среде существует собственное тепловое изотропное неполяризованное излучение.

Таким образом, по мере увеличения глубины погружения во вторую среду интенсивность преломленной волны уменьшается из-за потери энергии на работу по смещению зарядов, т.е. на тепло и радиационное излучение движущимися зарядами, в том числе, в направлении встречном преломленной волне. На определённой глубине интенсивность преломленной волны становится равной интенсивности собственного теплового излучения, и при этом преломленная волна полностью переходит во флуктуационное состояние.

Учитывая данный эффект, определим параметры $h_2^{p,s}$, $h_3^{p,s}$, $h_4^{p,s}$ соответствующие уравнениям (3), (4).

а) Обратное отражение

Пусть граница раздела ровная плоская поверхность. Согласно (3) интенсивность обратной волны (интенсивность излучения из второй среды) запишем в виде:

$$J_1^{p,s}\left(\varphi_1\right) = J_0^{p,s}\left[1 - V_{12}^{p,s}\left(\varphi_1\right)^2\right]^2\exp\left(-4\,\mathrm{Im}\left(k_2\right)\right)h_{30}^{p,s}. \quad (6)$$

Интенсивность, поглощаемую во второй среде можно представить, как

$$J_2^{p,s}\left(\varphi_2\right) = J_0^{p,s}\left[1 - V_{12}^{p,s}\left(\varphi_1\right)^2\right]. \quad (7)$$

Тогда по закону Кирхгофа имеем

$$J_1^{p,s}\left(\varphi_1\right) = \Theta\left(\omega,T\right)J_2^{p,s}\left(\varphi_1\right). \quad (8)$$

Здесь $\Theta\left(\omega,T\right)$- функция Планка.

Учитывая (6) и (8) запишем равенство

$$J_0^{p,s}\left[1 - V_{12}^{p,s}\left(\varphi_1\right)^2\right]^2\exp\left(-4\,\mathrm{Im}\left(k_2\right)\right)h_{30}^{p,s} = J_0^{p,s}\Theta_0\left(\omega,T\right)\left[1 - V_{12}^{p,s}\left(\varphi_1\right)^2\right]. \quad (9)$$

Отсюда
$$h_{30}^{p,s} \equiv h_{30}^{p,s}\left(\varphi_1\right) = -\frac{1}{4\,\mathrm{Im}}\ln\left|\frac{\Theta_0\left(\omega,T\right)}{\left[1 - V_{12}^{p,s}\left(\varphi_1\right)^2\right]}\right|. \quad (10)$$

Подставляя (10) в (6), запишем интенсивность обратного отражения при ровной границе в виде:

$$J_1^{p,s}\left(\varphi_1\right) = J_0^{p,s} A^{p,s} \Theta_0\left(\omega, T\right)\left[1 - V_{12}^{p,s}\left(\varphi_1\right)^2\right]. \tag{11}$$

Коэффициент $A^{p,s}$ определим из условий, что при $\varphi_1 = 0$ должно быть

$J_1^{p,s}\left(0\right) = J_0^{p,s}\left|V_{12}^{p,s}\left(0\right)\right|^2$, $J_2^{p,s}\left(0\right) = J_0^{p,s}\left|V_{12}^{p,s}\left(0\right)\right|^2$ откуда

$$A^{p,s} = \left|V_{12}^{p,s}\left(0\right)\right|^2 \Big/ \Theta_0\left(\omega, T\right)\left[1 - V_{12}^{p,s}\left(0\right)^2\right].$$

Таким образом, интенсивность обратного отражения при ровной границе раздела сред и плоской падающей волне есть

$$J^{p,s} = J_0^{p,s} \frac{\left|V_{12}^{p,s}\left(0\right)\right|^2}{\left[1 - V_{12}^{p,s}\left(0\right)^2\right]}\left[1 - V_{12}^{p,s}\left(\varphi_1\right)^2\right]. \tag{12}$$

Если граница раздела сред неровная, *рис. 2*

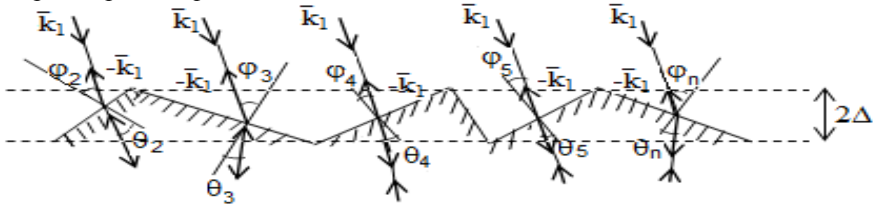


рис.2 Обратное отражение плоской волны от неровной границы раздела сред

В случае неровной границы раздела коэффициенты Френеля представим в виде *[11]*

$$V_{12}^{p,s}\left(\varphi_1\right) \to V_{12}^{p,s}\left(k_1\Delta, \varphi_1\right) = V_{12}^{p,s}\left(\varphi_1\right)\exp\left(-2\left(k_1\Delta\right)^2 \cos^2\varphi_1\right), \tag{13}$$

где $\exp\left(-2\left(k_1\Delta\right)^2 \cos^2\varphi_1\right)$ - фактор Релея, Δ - среднеквадратическое отклонение неровностей. Поскольку в данном случае обратное отражение при неровной границе разбивается на обратное отражение с отдельных случайно ориентированных участков, то введем функцию

$$\Phi\left(k_1\Delta, \varphi_1, \omega, T\right) = F\left(k_1\Delta, \varphi_1\right) + \Theta\left(\omega, T\right). \tag{14}$$

Здесь $F\left(k_1\Delta, \varphi_1\right)$ - функция, учитывающая случайно распределенное излучение среды в виде обратных волн, т.е. она в некоторой степени аналогична по смыслу функции Планка, описывающей дискретное излучение квантовых объектов среды. Исходя из закона Кирхгофа запишем уравнение, аналогичное (8).

$$J_1^{p,s}\left(k_1\Delta, \varphi_1\right) = \Phi\left(k_1\Delta, \varphi_1, \omega, T\right) J_2^{p,s}\left(k_1\Delta, \varphi_1\right), \tag{15}$$

где $J_1^{p,s}\left(k_1\Delta, \varphi_1\right) = J_0^{p,s}\left[1 - V_{12}^{p,s}\left(k_1\Delta, \varphi_1\right)^2\right]^2 \exp\left(-4\,\mathrm{Im}\left(k_2\right) h_3^{p,s}\left(k_1\Delta, \varphi_1\right)\right)$,

$J_2^{p,s}\left(k_1\Delta, \varphi_2\right) = J_0^{p,s}\left[1 - V_{12}^{p,s}\left(k_1\Delta, \varphi_1\right)^2\right]$.

В качестве $F\left(k_1\Delta, \varphi_1\right)$ выберем функцию

$$F\left(k_1\Delta, \varphi_1\right) = A\int_0^{\pi/2} G\left(\varphi_1 - \varphi_n\right)\left[1 - \exp\left(-2\left(k_1\Delta\right)^2 \cos\left(\varphi_n\right)\right)\right] d\varphi_n. \tag{16}$$

Здесь φ_n - случайная величина, рис.3, распределенная в интервале $0 \le \varphi_n \le \pi / 2$.

Положим в (16) $G\left(\varphi_1 - \varphi_n\right) = \delta\left(\varphi_n - \varphi_1\right)$, $\delta\left(\varphi_n - \varphi_1\right)$ - дельта функция. С учетом (16), уравнение (15) примет вид:

$$J_0^{p,s}\left[1 - V_{12}^{p,s}\left(k_1\Delta, \varphi_1\right)^2\right]^2 \exp\left(-4\,\mathrm{Im}\left(k_2\right) h_3^{p,s}\right) =$$

$$J_0^{p,s}\left[A^{p,s}\left[1 - \exp\left(-2\left(k_1\Delta\right)^2 \cos^2\varphi_1\right)\right] + \Theta\left(\omega, T\right)\right] \times \left[1 - V_{12}^{p,s}\left(k_1\Delta, \varphi_1\right)\right].$$

Отсюда

$$h_3^{p,s} = -\frac{1}{4\,\mathrm{Im}\left(k_2\right)} \ln \left| \frac{A\left[1-\exp\left(-2\left(k_1\Delta\right)^2\cos^2\varphi_1\right)\right]+\Theta\left(\omega,T\right)}{\left[1-V_{12}^{p,s}\left(k_1\Delta,\varphi_1\right)^2\right]} \right|. \qquad (17)$$

Тогда интенсивность обратного отражения запишется как

$$J_1^{p,s}\left(k_1\Delta,\varphi_1\right) = J_0^{p,s}\left[1-V_{12}^{p,s}\left(k_1\Delta,\varphi_1\right)^2\right]\left\{A^{p,s}\left[1-\exp\left(-2\left(k_1\Delta\right)^2\cos^2\varphi_1\right)\right]+\Theta\left(\omega,T\right)\right\}.$$

При $\varphi_1 = 0$, должно быть $J_1^{p,s}\left(k_1\Delta,0\right) = J_0\left|V_{12}^{p,s}\left(k_1\Delta,0\right)\right|^2$. Отсюда определяем параметр $A^{p,s}$:

$$A^{p,s} = \left[\frac{\left|V_{12}^{p,s}\left(k_1\Delta,0\right)\right|^2}{\left[1-V_{12}^{p,s}\left(k_1\Delta,0\right)^2\right]}-\Theta\left(\omega,T\right)\right]\frac{1}{1-\exp\left(-2\left(k_1\Delta\right)^2\right)}.$$

Таким образом, интенсивность обратного отражения при неровной границе имеет вид:

$$J_1^{p,s}\left(k_1\Delta,\varphi_1\right) = J_0^{p,s}\left[1-V_{12}^{p,s}\left(k_1\Delta,\varphi_1\right)^2\right]\times$$

$$\left[\left[\frac{\left|V_{12}^{p,s}\left(k_1\Delta,0\right)\right|^2}{\left[1-V_{12}^{p,s}\left(k_1\Delta,0\right)^2\right]}-\Theta\left(\omega,T\right)\right]\times\frac{1-\exp\left(-2\left(k_1\Delta\right)^2\cos^2\varphi_1\right)}{1-\exp\left(-2\left(k_1\Delta\right)^2\right)}+\Theta\left(\omega,T\right)\right]. \qquad (18)$$

Если $k_1\Delta = 0$, то (18) совпадает с (12).

Приведем и сравним расчетные и экспериментальные результаты выполненные, на важном для практики примере исследования угловой зависимости коэффициентов обратного отражения, при радиолокационном зондировании природных и искусственных сред.

Как известно, характерной особенностью радара является наличие узкой диаграммы направленности, при которой формируется узкий пучок (луч) излучения. Это излучение падает на ограниченный участок поверхности. Поэтому отраженный сигнал формируется из локальной области второй среды, *рис. 3.*

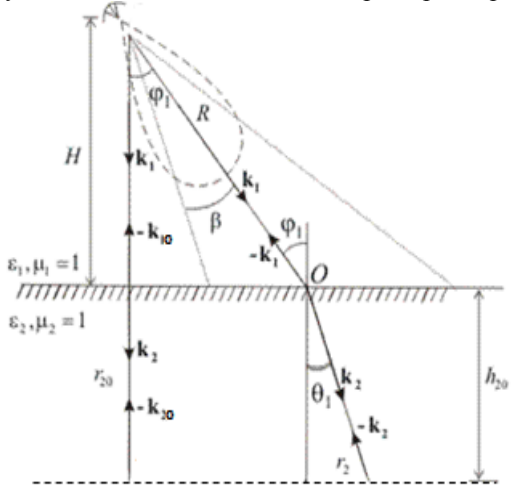


рис. 3 Схема радарного зондирования граничащих сред

Отражение от остальной части поверхности отсекается диаграммой направленности. Для расчета отраженного поля в случае радарного, вначале, представим поле точечного источника в виде разложения по плоским волнам (4):

$$\mathbf{E}^{p,s}\left(k_1\Delta,\varphi_1\right) = \mathbf{E}_0^{p,s}\frac{\exp\left(-2ikr\right)}{R^2} = -\frac{i}{2\pi}\mathbf{E}_0^{p,s}\iint_{\infty}\exp\left(-2i\left(\mathbf{k}_2\mathbf{r}_2\right)\right)W_{12}^{p,s}\left(k_1\Delta,\varphi_1\right)\frac{dk_{2x}dk_{2y}}{k_{2z}}. \qquad (19)$$

$$W_{12}^{p,s}\left(k_1\Delta,\varphi_1\right) = \left[1-V_{12}^{p,s}\left(k_1\Delta,\varphi_1\right)^2\right]\exp\left(-2i\left(\mathbf{k}_2\mathbf{h}_3^{p,s}\right)\right),\ \mathbf{k}_2 = \left\{k_{2x},k_{2y},k_{2z}\right\},\ \mathbf{r}_2 = \left\{x,y,z\right\},\ \mathbf{h}_3^{p,s} \parallel \mathbf{r}_2,$$

$h_3^{p,s}$ определяется выражением (17).

Вычислив выражение (19), например, методом скорейшего спуска и учтя направленность излучения точечного источника, получим, что интенсивность отраженного поля, поступающего в приемник радара, есть

$$J^{V,\mathrm{H}}\left(k_1\Delta,\varphi_1\right)=J_0^{V,H}\left(k_1\Delta,\varphi_1\right)\left\{\begin{array}{l}\left|V_{12}^{V,H}\left(k_1\Delta,0\right)\right|^2\exp-\left(\dfrac{\varphi_1}{\beta}\right)^2+\\ \left[\left[1-V_{12}^{V,H}\left(k_1\Delta,\varphi_1\right)^2\right]\left[\exp-\left(2\left(k_1\Delta\right)^2\cos^2\varphi_1\right)-1\right]\right]\cos\varphi_1\left(1-\exp-\left(\dfrac{\varphi_1}{\beta}\right)^2\right)\end{array}\right\},\qquad(20)$$

где β – ширина диаграммы направленности антенны, Δ - среднеквадратическое отклонение неровностей. Значками V и H обозначены компоненты вертикальной и горизонтальной поляризации отраженного поля.

Отсюда коэффициенты обратного отражения кополяризаций

$$\sigma_{VV}\left(k_1\Delta,\varphi_1\right)=\frac{J^V\left(k_1\Delta,\varphi_1\right)}{J_0^V},\quad\sigma_{HH}\left(k_1\Delta,\varphi_1\right)=\frac{J^H\left(k_1\Delta,\varphi_1\right)}{J_0^H}.\qquad(21)$$

Сравнение результатов коэффициентов обратного отражения по модели (21) хорошо согласуются с измеренными данными из *[12, 18]*. На *рис. 4* приведены оценки сравнения экспериментальных данных из *[18]* коэффициентов обратного отражения с расчетами (21) в зависимости от неровностей границы раздела сред.

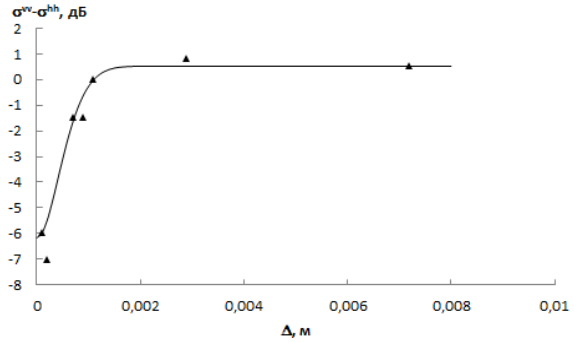


рис. 4 Зависимость поляризационной разности σ^{VV}-σ^{HH} от среднеквадратических отклонений Δ высот шероховатостей при частоте излучения f = 94 ГГц и угле падения $\varphi_1 = 70°$

Из рисунка видно, что на частоте излучения миллиметровых волн поляризационная разность коэффициентов обратного отражения сильно зависит от неровностей границы раздела сред. С увеличением шероховатости поляризационная разность заметно растет до какого-то предела, который определяется фактором Релея, т.е. при равенстве длины волны и размера неровности поляризационная разность стремится к 0, и в дальнейшем с увеличением шероховатости остается постоянной.

Таким образом, одним из основных механизмов в формировании структуры волн и обратного отражения в объеме сред является возбуждение встречных волн в поглощающих однородных средах, а формирование обратного отражения на поверхности сред сильно зависит от их неровностей, причем зависимость неоднозначна на различных поляризациях.

Список публикаций:

[1] Сивухин Д.В. Общий курс физики. М.: Наука, 1980. 752 с.
[2] Кизель В.А. Отражение света. М.: Наука, 1973. 351 с.
[3] Вольпян О.Д., Кузьмичев Л.М. Отрицательное преломление волн. М.: Изд-во Аверс, 2012. 359 с.
[4] Веселаго В.Г. Электродинамика вещества с отрицательными значениями ε и μ // УФН. 1967. Т. 92. Вып. 3.
[5] Мандельштамм Л.И. Полное собрание трудов. Л.: Изд-во АН СССР. 1947 – 1955. Т. 5. 468 с.
[6] Агранович В.М., Гартштейн Ю.Н. Пространственная дисперсия и отрицательное преломление света // УФН. 2006. Т. 106. № 10. С. 1051–1068.
[7] Силин Р.А. Электромагнитные волны в искусственных и периодических структурах // УФН. 2006. Т. 176. № 5. С. 562-565. DOI: UFNr.0176.200605j.0562.
[8] Раутиан С.Г. Об отражении и преломлении на границе среды с отрицательной групповой скоростью // УФН. 2008. Т. 128. № 10. С. 1017-1024.
[9] Yu. L. Lomukhin, E. B. Atutov, V. P. Butukhanov. Backward Reflection in the Fresnel Problem // IEEE Transaction on Antennas and Propagation. 2018. V. 66. No. 4. P. 1838-1845. DOI: 10.1109/TAP.2018.2800643.
[10] Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Часть 2: Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
[11] Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972. 191 с.

[12] D.A. DiGiovanni, A.J. Giles, T.M. Goyette, W.E. Nixon. Electromagnetic scattering from dielectric surfaces at millimeter wave and terahertz frequencies // Proc. SPIE. 2015. Vol. 94620H.
[13] Adib Nashashibi, Fawwaz T Ulaby, and K. Sarabandi. Measurements and Modeling of the Millimeter-wave Backscatter Response of Soils Surfaces// IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing. 1996. Vol. 34. № 2.
[14] Ломухин Ю.Л., Бутуханов В.П., Атутов Е.Б. Моделирование радиолокационного отражения и радиоизлучения граничащих земных сред методом вынужденных встречных волн // Электромагнитные волны и электронные системы. - 2014. - Т. 19. № 12. - С. 33 - 38.
[15] Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. М.: Мир, 1976. Т3. 495 с.

Моделирование и расчёт волновых эффектов слабой нестационарности в плазмосфере Земли

Чернов Александр Александрович

Алтайский государственный университет

E-mail: chernov_alex58@mail.ru

УДК 551.510.537+550.385+533.9+001.891.57

Аннотация. Слабая нестационарность плазмы может быть нерезонансным источником энергии волн. В рамках этой концепции (теории) проведено моделирование эффектов слабой нестационарности в условиях спокойной плазмосферы для МГД волн, вистлеров, легмюровских и высокочастотных электромагнитных волн. Сделаны расчёты частот и энергии волн в зависимости от дня в году, номера магнитной оболочки (параметра Мак–Илвэйна) и среднего количества солнечных пятен. Сделано ряд выводов. В частности, замечено, что в спокойной плазмосфере слабая нестационарность может увеличить (уменьшить) энергию волн примерно в два раза, причём в магнитосфере изменение суммарной энергии волн не превысит 10^{21} эрг, а мощность нерезонансного источника – 10^7 Вт. Частоты и энергия волн сильно зависят от параметра Мак–Илвэйна и относительно слабо от количества солнечных пятен, причём в течение года наблюдаются два максимума и два минимума с расстоянием примерно 90 дней.

Ключевые слова: моделирование, волны, плазма, магнитосфера, энергия.

Введение

Космическая плазма (в частности, в магнитосфере Земли) нестационарна [1 – 4]. Если характерное время изменения параметров плазмы много больше характерного времени (волнового) процесса, то такая плазма является слабонестационарной (по отношению к процессу) [5, 6].

Слабая нестационарность плазмы может служить источником энергии как для частиц [7, 8], так и для волн [5, 6]. Например, относительно хорошо изучено адиабатическое (нерезонансное) изменение энергии частиц [7, 8]. Менее изучено нерезонансное изменение энергии волн [5, 6]. И в этом суть проблемы.

Поэтому данная работа посвящена дальнейшему изучению слабой нестационарности плазмы как источника энергии волн. Проводится расчёт эффектов нерезонансного изменения энергии волн для некоторых мод в спокойной плазмосфере. Изучаются частоты и энергии волн в зависимости от дня в году, номера магнитной оболочки (параметра Мак–Илвэйна) и среднего количества солнечных пятен.

Слабая нестационарность как источник энергии в уравнении баланса энергии волн

Уравнение баланса энергии волн в слабонестационарной (и слабонеоднородной) плазме имеет вид [5, 6]

$$\frac{\partial W^w}{\partial t}+\frac{\partial \omega^w}{\partial \boldsymbol{k}}\cdot\frac{\partial W^w}{\partial \boldsymbol{r}}-\frac{\partial \omega^w}{\partial \boldsymbol{r}}\cdot\frac{\partial W^w}{\partial \boldsymbol{k}}=2\gamma^w W^w+\frac{\partial \ln \omega^w}{\partial t}W^w. \qquad (1)$$

В (1) $W^w(t, \boldsymbol{r}, \boldsymbol{k})$ – плотность энергии волн моды w в фазовом пространстве ($\boldsymbol{r}$, $\boldsymbol{k}$), а $\omega^w(t, \boldsymbol{r}, \boldsymbol{k})$ – их частота (t, $\boldsymbol{r}$, $\boldsymbol{k}$ – соответственно время, радиус-вектор и волновой вектор).

В левой части (1) второе и третье слагаемые описывают обычную рефракцию волн (т. е. перекачку энергии) в фазовом пространстве ($\boldsymbol{r}$, $\boldsymbol{k}$). В правой части (1) первое слагаемое является источником энергии волн, обусловленный резонансными процессами (γ^w – коэффициент резонансного усиления или ослабления волн).

Второе слагаемое в правой части (1) является нерезонансным источником энергии волн и обусловлен слабой нестационарностью плазмы [5, 6]. Этого источника нет в стационарной плазме [9], так как для такой плазмы частота ω^w не зависит от времени.

В уравнении (1) в левой части равенства второе и третье слагаемые не могут изменить энергию волн в объеме фазового пространства ($\boldsymbol{r}$, $\boldsymbol{k}$), занятого волнами. Поэтому, следуя [5, 6] пренебрежем ими и найдем решение (7). Оно будет иметь вид

$$W^w(t)=\frac{\omega^w(t)}{\omega^w(t_0)}W^w(t_0)\exp\{2\int_{t_0}^{t}dt'\gamma^w(t')\}, \qquad (2)$$

где t_0 – некоторый начальный момент времени.

Из (2) видно, что нерезонансный механизм усиливает действие резонансного механизма в $\omega^w(t)/\omega^w(t_0)$ раз. В отсутствии резонансного механизма, т. е. при $\gamma^w = 0$, из (2) следует, что

$$\frac{W^w(t)}{W^w(t_0)} = \frac{\omega^w(t)}{\omega^w(t_0)}. \tag{3}$$

Формула (3) означает, что в отсутствии резонансного механизма (т. е. излучения и поглощения) энергия волн изменяется пропорционально частоте – число волн (плазмонов – квантов поля в плазме) сохраняется, но из-за слабой нестационарности изменяется их частота (энергия).

Моделирование параметров волн и плазмы. Расчётные формулы

Основной расчётной формулой является (3). Моделируем эффекты слабой нестационарности для следующих волн (мод): МГД ($w = MHD$), вистлеров ($w = W$), легмюровских ($w = L$) и высокочастотных электромагнитных ($w = HFEM$). Дисперсионные соотношения для этих волн берём в следующем виде:

$$\omega^{MHD} = kv_a. \quad \omega^W = \frac{\omega_{Be}}{\omega_{pe}^2}k^2c^2, \quad \omega^L = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \frac{3}{2}k^2v_e^2}, \quad \omega^{HFEM} = \sqrt{\omega_{pe}^2 + k^2c^2}. \tag{4}$$

В формулах (4) k – волновое число, c – скорость света в вакууме;

$$v_a = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho_m}}, \quad \omega_{Be} = \frac{eB_0}{m_ec}, \quad \omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}}, \quad v_e = \sqrt{\frac{2T_e}{m_e}} \tag{5}$$

– соответственно альвеновская скорость, циклотронная и плазменная частоты электронов, тепловая скорость электронов. В формулах (5) e – элементарный электрический заряд, m_e – масса электрона, B_0 – индукция внешнего (не волн) магнитного поля (в нашем случае геомагнитного поля), n_e – концентрация электронов,

$$\rho_m \approx n_e m_p \tag{6}$$

– массовая плотность плазмы. В формуле (6) m_p – масса протона.

Концентрацию электронов в плазмосфере Земли моделируем формулой

$$n_e(d,L,R) = \exp_{10}\left\{-0{,}3145L + 3{,}9043 + 0{,}15\cos\left(\frac{2\pi(d+9)}{365}\right)\exp\left(-\frac{(L-2)}{1{,}5}\right) - \right.$$

$$\left. - 0{,}5\cos\left(\frac{4\pi(d+9)}{365}\right)\exp\left(-\frac{(L-2)}{1{,}5}\right) + (0{,}00127R - 0{,}0635)\exp\left(-\frac{(L-2)}{1{,}5}\right)\right\}. \tag{7}$$

В (7) d – порядковый номер дня в году ($d \equiv t$), R – среднее за 13 месяцев число солнечных пятен, L – номер магнитной оболочки (параметр Мак–Илвэйна). Формула (7) является аналитической и получена на основании анализа данных ISEE–1 и наблюдений вистлеров [10]. Описывает плотность плазмы вблизи геомагнитного экватора во время длительного геомагнитно–спокойного периода для местного времени 00–15 MLT. Взята из (обзорной по плазмосфере) статьи Котовой Г. А. [2].

Геомагнитное поле $\boldsymbol{B}_0$ моделируем двумя случаями. В первом оно не зависит от времени (т. е. дня в году d). Например, оно может быть дипольным, т. е.

$$B_0(L,\Phi) = B_E\frac{(1+3\sin^2\Phi)^{1/2}}{L^3\cos^6\Phi}. \tag{8}$$

В (8) $B_E \approx 0{,}31$ Гс – величина поля на поверхности Земли вблизи экватора, Ф – геомагнитная широта.

Во втором случае геомагнитное поле пропорционально плотности плазмы, т. е.

$$B_0 = K \cdot n_e. \tag{9}$$

В (9) n_e определяется формулой (7), а коэффициент пропорциональности K – из граничного условия при $L = 3$. Формула (9) соответствует вмороженности геомагнитного поля в плазму.

Формулы (4) – (9) позволяют рассчитать по формуле (3) энергию волн (её изменение во времени в спокойной плазмосфере) в безразмерных единицах. Для расчёта размерной энергии волн необходимо знать амплитуды волн. Самые мощные из рассматриваемых волн – это МГД волны. Их амплитуда не превышает сотой доли от индукции геомагнитного поля. Таким образом, энергия рассматриваемых волн ($\le 10^{21}$ эрг) не превышает одной десятитысячной от энергии геомагнитного поля ($\le 10^{25}$ эрг).

Результаты расчётов

Характерные частоты. Для МГД волн характерной частотой является циклотронная частота протонов ω_{Bp} (она меньше ω_{Be} в m_p/m_e раз), так как для этих волн

$$\omega^{MHD} < \omega_{Bp}\,. \tag{10}$$

Для вистлеров характерными частотами являются ω_{Bp} и ω_{Be} , так как для этих волн

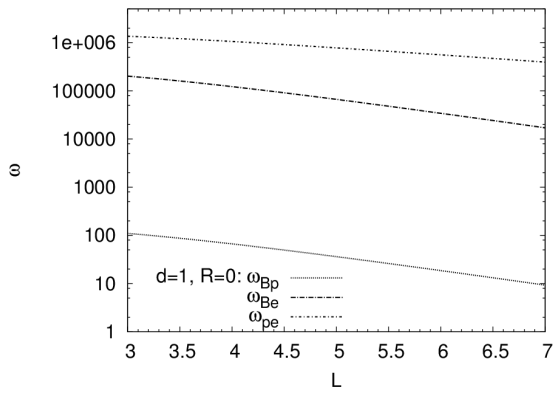
$$\omega_{Bp} < \omega^{W} < \omega_{Be}\,. \tag{11}$$

Для легмюровских и высокочастотных электромагнитных волн характерной частотой является плазменная частота ω_{pe} , так как для этих волн

$$\omega_{pe} < \omega^{L} < 2\,\omega_{pe}\,, \tag{12}$$

$$\omega_{pe} < \omega^{HFEM} < \infty\,. \tag{13}$$

На рис. 1 – 4 приводятся результаты расчёта характерных частот ω_{Bp}, ω_{Be} и ω_{pe} .



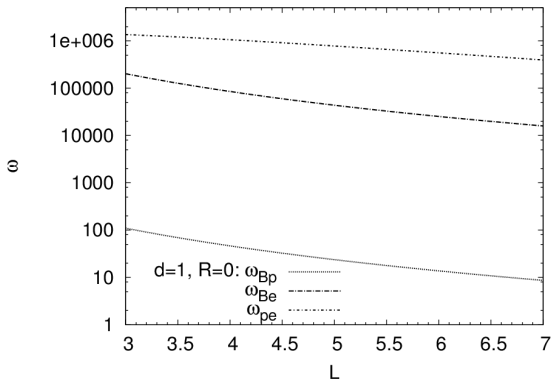
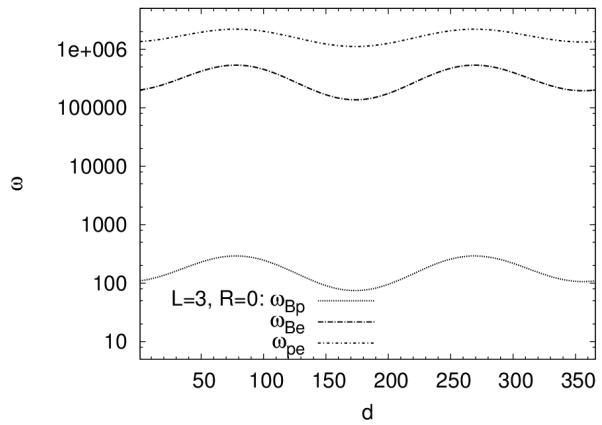


Рис. 1 и 2. Зависимость характерных частот ω от параметра Мак-Илвэйна L в первый день года (d=1) и при отсутствии солнечных пятен (R=0). Размерность [ω]=c^{-1}. На рис. 1 (левая панель) кривые построены для случая (9), а на рис. 2 (правая панель) – для (8) при Ф=0



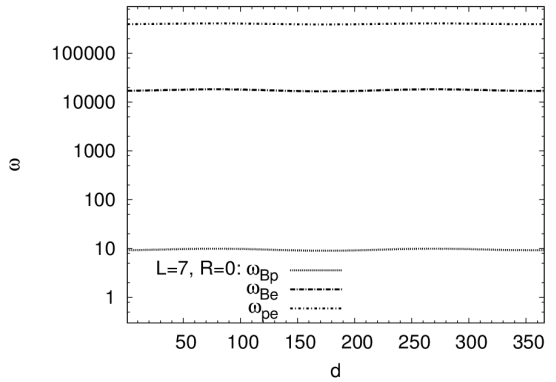


Рис. 3 и 4. Зависимость характерных частот ω от номера дня в году d при отсутствии солнечных пятен для магнитных оболочек L=3 (рис. 3, левая панель) и L=7 (рис. 4, правая панель). Все кривые построены для случая (9)

МГД волны. На рис. 5 – 8 приводятся результаты расчёта изменения безразмерной частоты (энергии в силу (3)) в течение года для МГД волн. Частота $\omega^{MHD}(d, L, R)$ нормирована на начальную частоту $\omega_o{}^{MHD}$, где $\omega_o{}^{MHD} = \omega^{MHD}(d = 1, L, R = 0)$.

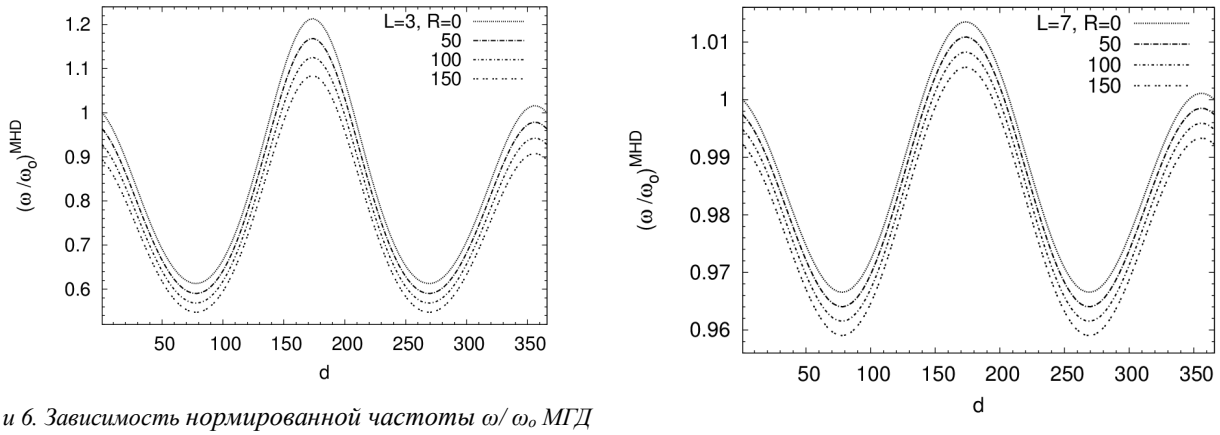


Рис. 5 и 6. Зависимость нормированной частоты ω/ω_o МГД волн от номера дня в году d и среднего количества солнечных пятен R. На рис. 5 (левая панель) кривые построены для магнитной оболочки L=3, а на рис. 6 (правая панель) – для L=7. Все кривые построены для случая (8)

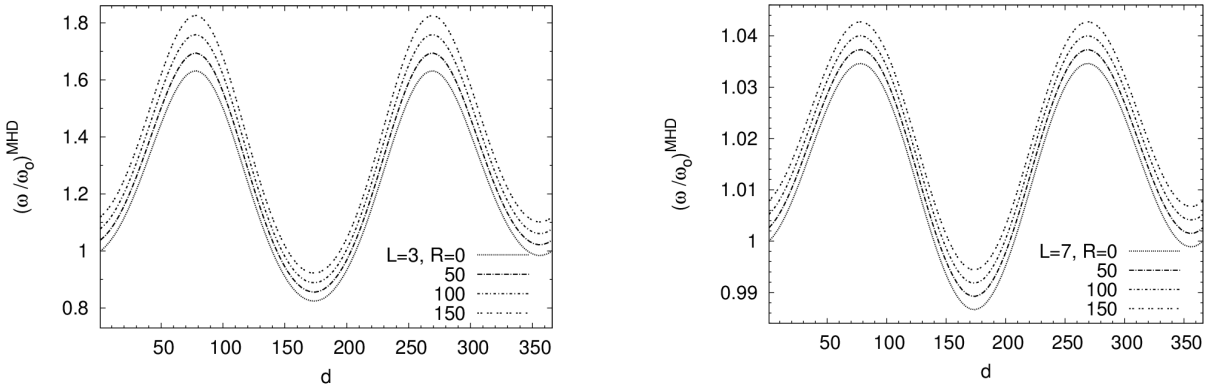


Рис. 7 и 8. То же, что на рис. 5 и 6, но все кривые построены для случая (9)

Вистлеры. На рис. 9 и 10 приводятся результаты расчёта изменения безразмерной частоты в течение года для вистлеров. Частота $\omega^W(d, L, R)$ нормирована на начальную частоту $\omega_o{}^W = \omega^W(d = 1, L, R = 0)$. Заметим, что для случая (9) нормированная частота равна единице.

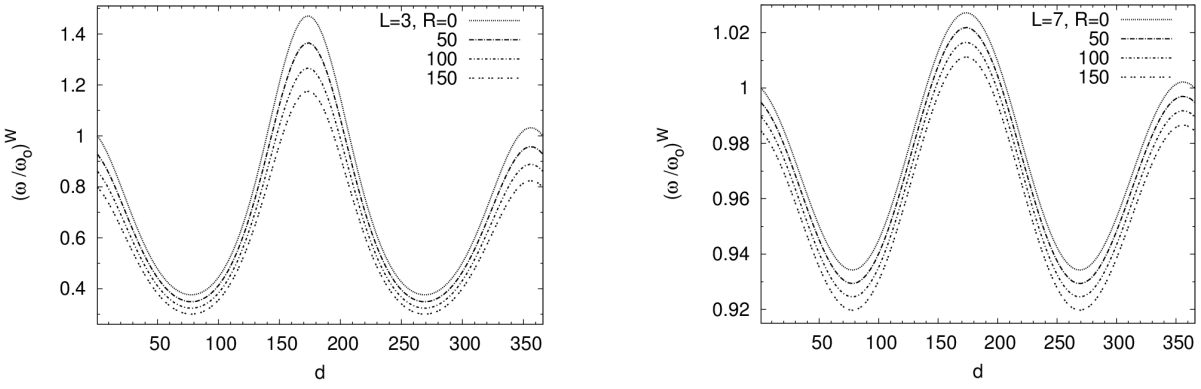


Рис. 9 и 10. То же, что на рис. 5 и 6, но все кривые построены для случая (9)

Легмюровские и высокочастотные электромагнитные волны. Рассмотрим короткие легмюровские и высокочастотные электромагнитные волны, т. е. волны для которых выполняются соответственно неравенства:

$$\omega_{pe}^2 << k^2 v_e^2 , \quad \omega_{pe}^2 << k^2 c^2 . \tag{14}$$

Тогда в силу (4)

$$(\omega / \omega_0)^{L,HFEM} \approx 1 . \tag{15}$$

Рассмотрим теперь длинные волны, т. е. волны для которых выполняются соответственно неравенства:

$$\omega_{pe}^2 >> k^2 v_e^2 , \quad \omega_{pe}^2 >> k^2 c^2 . \tag{16}$$

Тогда нормированная частота волн изменяется как нормированная частота для МГД волн для случая (9) (см. рис. 7 и 8):

$$(\omega / \omega_0)^{L,HFEM} \approx (\omega / \omega_0)^{MHD} . \tag{17}$$

Анализ результатов

Характерные частоты. Из формул (5) для частот ω_{Be} и ω_{pe} видно, что ω_{Be} (и ω_{Bp}) ~ (пропорциональны) B_0 , а $\omega_{pe} \sim (n_e)^{1/2}$. Так как в плазмосфере для концентрации электронов n_e используется модель (7), а для геомагнитного поля B_0 – модели (8) и (9), то кривые для ω_{Bp}, ω_{Be} и ω_{pe} ведут себя так, как показано на рис. 1 – 4.

Из рис. 1 – 4 видно, что значения плазменной частоты ω_{pe} изменяются в пределах, грубо определяемых неравенствами:

$$3 \cdot 10^5 c^{-1} < \omega_{pe} < 3 \cdot 10^6 c^{-1} . \tag{18}$$

С увеличением L происходит убывание ω_{pe}. Из рис. 3 и 4 видно, что в течение года есть два максимума при

$$d = d_1 , \quad d = d_3 \tag{19}$$

и два минимума при

$$d = d_2 , \quad d = d_4 , \tag{20}$$

где грубо

$$d_1 \cong 80 , \quad d_2 \cong 175 , \quad d_3 \cong 270 , \quad d_4 \cong 355 . \tag{19, 20}$$

Из рис. 1 – 4 видно, что значения гирочастоты электронов ω_{Be} и протонов ω_{Bp} изменяются в пределах, грубо определяемых неравенствами:

$$1 \cdot 10^4 c^{-1} < \omega_{Be} < 6 \cdot 10^5 c^{-1} , \quad 5 c^{-1} < \omega_{Bp} < 300 c^{-1} . \tag{21}$$

С увеличением L происходит убывание ω_{Be} и ω_{Bp} . Из рис. 3 и 4 видно, что в течение года наблюдаются два максимума при (19) и два минимума при (20).

Заметим, что количество солнечных пятен R относительно слабо влияет как на собственные частоты волн (см. рис. 5 – 10), так и на характерные.

МГД волны. Из первых формул в (4), (5) и формулы (6) следует, что $\omega^{MHD} \sim (n_e)^{-1/2}$ в модели (8), а в модели (9) $\omega^{MHD} \sim (n_e)^{1/2}$. Это отражают рис. 5 – 8. Видно, что для модели (8) максимумы $(\omega/\omega_o)^{MHD}$ приходятся на минимумы n_e, а минимумы – на максимумы. Для модели (9) максимумы и минимумы $(\omega/\omega_o)^{MHD}$ совпадают с максимумами и минимумами n_e, определяемые (19) и (20).

С увеличением L амплитуда колебаний $\Delta(\omega/\omega_o)^{MHD}$ быстро убывает. Действительно, при L = 3 она достигает 1 (рис.7), а при L = 7 – не превышает 0,06 (рис. 8). Таким образом, грубо

$$\max_{L,R} \left(\Delta(\omega / \omega_0)^{MHD} \right) \cong 1 . \tag{22}$$

Видно, что количество солнечных пятен R относительно слабо влияет на изменение амплитуды:

$$\max_{R} \left(\Delta\left(\Delta(\omega / \omega_0)^{MHD} \right) \right) \cong 0{,}2 . \tag{23}$$

Вистлеры. Из второй формулы в (4), второй и третьей формулы в (5) следует, что в модели (9) $\omega^W \sim (n_e)^0$, а в модели (8) $\omega^W \sim (n_e)^{-1}$ (см. рис. 9 и 10). Видно, для модели (8) максимумы $(\omega/\omega_o)^W$ приходятся на минимумы n_e, а минимумы – на максимумы.

С увеличением L амплитуда колебаний $\Delta(\omega/\omega_o)^W$ быстро убывает. Действительно, при L = 3 она достигает 1,1. При L = 7 – не превышает 0,11. Таким образом, учитывая (22),

$$\max_{L,R}\left(\Delta(\omega/\omega_0)^{W}\right)\cong\max_{L,R}\left(\Delta(\omega/\omega_0)^{MHD}\right). \quad (24)$$

Видно (рис. 9), учитывая (23), что

$$\max_{R}\left(\Delta\left(\Delta(\omega/\omega_0)^{W}\right)\right)\cong\max_{R}\left(\Delta\left(\Delta(\omega/\omega_0)^{MHD}\right)\right). \quad (25)$$

Легмюровские и высокочастотные электромагнитные волны. Для коротких волн (т. е. при выполнении неравенств (14)) справедливо равенство (15). Для длинных волн (т. е. при выполнении неравенств (16)) справедливо равенство (17).

Следовательно, результаты анализа для МГД волн в модели (9) сохраняют силу и для легмюровских и высокочастотных электромагнитных длинных волн, например:

$$\max_{L,R}\left(\Delta(\omega/\omega_0)^{L,HFEM}\right)\cong 1,\quad \max_{R}\left(\Delta\left(\Delta(\omega/\omega_0)^{L,HFEM}\right)\right)\cong 0{,}2\,. \quad (26)$$

Замечание с оценками. Исходя из замечания, сделанном в последнем абзаце раздела «Моделирование параметров волн и плазмы. Расчётные формулы», можно записать следующие формулы:

$$W_w \le 10^{-4}\cdot W_{GMF},\quad W_{GMF}\cong 10^{25}\,эрг,\quad W_w \le 10^{21}\,эрг\,. \quad (27)$$

В (27) W_w – суммарная энергия волн в магнитосфере Земли, W_{GMF} – энергия геомагнитного поля.

Оценим суммарную мощность волнового источника за счёт слабой нестационарности. Используем следующие результаты:

$$\Delta d_i \approx 90 дней \approx 7{,}8\cdot 10^6 c,\quad 0\le\Delta W_w\le W_w\,. \quad (28)$$

В (29) Δd_i – расстояние между соседними d_i (см. (19) и (20)), а ΔW_w – изменение энергии W_w за время Δd_i. Тогда мощность волнового нерезонансного источника (верхняя оценка):

$$\Delta W_w/\Delta d_i \le W_w/\Delta d_i \cong (10^{21}\,эрг)/(7{,}8\cdot 10^6 c)\approx 1{,}3\cdot 10^{14}\,эрг/c = 1{,}3\cdot 10^7\,Вт\,. \quad (29)$$

Заключение и выводы

В работе в рамках концепции (теории) слабой нестационарности плазмы как источника энергии волн (см. [5, 6] и раздел, следующий за разделом «Введение») проведено моделирование и расчёт эффектов слабой нестационарности (нерезонансных эффектов) в условиях спокойной плазмосферы Земли для МГД волн, вистлеров, легмюровских и высокочастотных электромагнитных волн (см. разделы «Моделирование параметров плазмы. Расчётные формулы» и «Результаты расчётов»). Цель моделирования и расчётов заключалась в изучении зависимости характерных частот и энергии волн от дня в году, номера магнитной оболочки (параметра Мак–Илвэйна) и среднего количества солнечных пятен.

Анализ результатов (см. одноимённый раздел) позволяет сделать следующие выводы, составляющие суть замеченных эффектов.

1. В спокойной плазмосфере характерные частоты и нормированная частота (энергия) волн сильно зависят от параметра Мак–Илвэйна и относительно слабо от количества солнечных пятен. Эти частоты в течение года имеют два максимума и два минимума. Расстояние между максимумом и минимумом составляет примерно 90 дней.

2. В спокойной плазмосфере в течение года из–за слабой нестационарности дважды происходит нерезонансная накачка волн и дважды – сброс энергии. Слабая нестационарность может увеличить (уменьшить) энергию волн примерно в два раза. Нерезонансное изменение суммарной энергии волн не превышает 10^{21} эрг, а суммарная мощность нерезонансного источника – 10^7 Вт.

Список публикаций:

[1] Акасофу С. И., Чепмен С. Солнечно-земная физика. Ч. 1 и 2. М.: Мир, 1974 и 1975. 384 и 512 с.
[2] Зеленый Л. М., Веселовский И. С., Котова Г. А. и др. Плазменная гелиогеофизика. Т. 1 и 2. М.: Физматлит, 2008. 672 и 560 с.
[3] Khazanov G. V. Kinetic Theory of the Inner Magnetospheric Plasma. N. Y.: Springer, 2011. 582 p.
[4] Harra L., et al. Space Science. London: Imperial College Press, 2004. 525 p.
[5] Чернов А. А. Новый источник турбулентной энергии волн в слабонестационарной плазме / препринт № 3. Барнаул: АлтГУ, 2006. 11 с.
[6] Чернов А. А. // Изв. вузов. Физика. 2013. Т. 56. № 10/3. С. 112.

[7] Альвен Г., Фельтхаммар К. Г. Космическая электродинамика. М.: Мир, 1967. 260 с.
[8] Антонова Е. Е. и др. Ускорительные механизмы в космосе. М.: МГУ, 1988. 107 с.
[9] Кадомцев Б. Б. // Вопросы теории плазмы. Вып. 4. М.: Атомиздат, 1964. С. 188.
[10] Carpenter D. L., Anderson R. R. // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. No. A2. P. 1097.

Modeling and Calculation of Wave Effects of Weak Nonstationarity in the Earth's Plasmasphere

Alexander Alexandrovich Chernov

Altai State University

E-mail: chernov_alex58@mail.ru

UDC 551.510.537+550.385+533.9+001.891.57

Abstract. The weak nonstationarity of the plasma can be a nonresonant source of wave energy. Within the framework of this concept (theory), the simulation of the effects of weak nonstationarity under conditions of a quiet plasmasphere for MHD waves, whistlers, Legmuir and high-frequency electromagnetic waves is carried out. Calculations of the frequencies and energy of waves are made depending on the day of the year, the number of the magnetic shell (McIlwain parameter) and the average number of sunspots. A number of conclusions have been made. In particular, it was noted that in a quiet plasmasphere, weak nonstationarity can increase (decrease) the wave energy by approximately two times, and in the magnetosphere the change in the total wave energy will not exceed 10^{21} erg, and the power of the nonresonant source – 10^{7} W. The frequencies and energy of the waves strongly depend on the McIlwain parameter and relatively weakly on the number of sunspots, and during the year there are two maxima and two minima with a distance of about 90 days.

Keywords: modeling, waves, plasma, magnetosphere, energy.

Персоналия на сайте Алтайского государственного университета – Чернов Александр Александрович: https://www.asu.ru/structure/faculties/fiztech_dep/departments/radio/persons/892/.

Пространственно-временная структура электромагнитного поля в лесной среде при наносекундной локации

Доржиев Баир Чимитович
Очиров Олег Николаевич
ИФМ СО РАН
E-mail: 1_2_z@mail.ru

Наряду с исследованиями механизмов распространения радиоволн в лесных средах, таких как рассеяние, дифракция и ослабление волн, несомненный интерес с практической точки зрения представляет определение пространственно-временной структуры электромагнитного поля в самой лесной среде. Ряд работ посвящен экспериментальным исследованиям отражения радиоволн от лесных массивов, включая рассеяние как на элементах лесной растительности, так и от стволов деревьев как функции азимутального угла. Для расчёта среднего поля в дискретной среде используется теория многократного рассеяния Тверского [1], которая имеет некоторые ограничения. Вкратце их можно сформулировать следующим образом. При небольшой плотности леса и малости поперечных размеров деревьев по сравнению со средним расстоянием между ними можно пренебречь поперечными размерами деревьев и полагать, что рассеяние обусловлено точечными рассеивателями. Тогда, поле в точке приёма определяется как суперпозиция полей прямой и рассеянной на деревьях составляющих поля. Достаточно детальный анализ данных задачи приведен в [2], где рассмотрены решения для случаев однократного и многократного рассеяния. При этом вводится допущение, что многократное взаимное рассеивание по уровню вклада меньше составляющей падающей волны. Таким образом, остаются открытыми два вопроса – время прихода точку приёма прямого и отраженного сигналов и соотношение их уровней. В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований по определению пространственного распределения поля в лесной среде в случае бистатической наносекундой локации.

Для проведения измерений выбран участок редкого соснового леса шириной 20м и длиной 40 м. Для определения основных таксационных параметров данный участок был разбит на квадраты (10х10 м.), определено местоположение деревьев на каждом квадрате и обмерены их диаметры. Средняя высота леса составляет порядка 12м, при этом крона деревьев занимает 1/3 от высоты леса. В случае горизонтальной локации леса наиболее существенным параметром является среднее расстояние между деревьями L, которое для данного участка леса составляет 4,5 м. Средний диаметр деревьев равен ~ 30,4 см. Методика проведения экспериментов заключалась в следующем. Передатчик радара установлен на расстоянии 30м от кромки леса на высоте 2м, а приемник расположен в определенных точках внутри леса. Блоки приемника и передатчика имеют параболические антенны с шириной диаграммы направленности 5° по уровню половинной мощности. Несущая частота 10 ГГц, длительность импульса 10 нс. Для определения диаграммы вторичного излучения на каждой точке производилась запись сигнала от 0° до 360° при вращении приемной антенны по азимуту через 30°. Начальное направление приемной антенны ориентировано на радар и перпендикулярно кромке леса. Высота антенны, установленной на стойке, составляла 2,15м. Таким образом при данной геометрии задачи рассеяние обусловлено в основном стволами деревьев.

Интенсивность результирующего поля в точке приема определяется элементарными отражателями, которые расположены внутри одного импульсного разрешаемого объёма пространства. Для определения пространственной картины поля точки приема были распределены равномерно внутри тестового участка. В общей сложности проведено 25 измерений на вертикальной поляризации и столько же на горизонтальной. При регистрации сигнала на осциллограмме отмечается как уровень прямого сигнала (при ориентации приемной антенны на передающую), так и переотраженные сигналы (при вращении антенны). Пример круговой диаграммы в одной из точек измерений приведен на рис.1, где по линии направления на источник отложены значения сигнала, В.

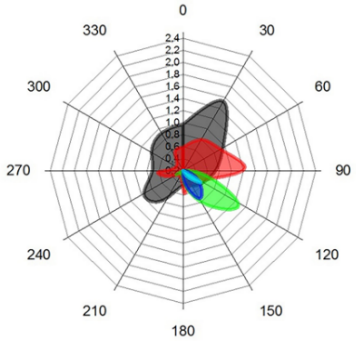


Рис.1 Круговая диаграмма прямого и рассеянных сигналов

Разные цветовые градации уровня сигнала на диаграмме означают уровни с различными временными задержками сигнала. Основной сигнал полученный без задержки времени показан серым цветом. Как видно из диаграммы уровень прямого сигнала значительно превышает уровень рассеянного сигнала во всех случаях.

Результаты всех измерений представлены в виде круговых диаграмм уровня принимаемого сигнала (рис. 2). Как видно из полной картины диаграмм рассеяния, направление максимума «вторичных» диаграмм рассеяния приходится на более удаленные стволы деревьев. Уровни вторичных сигналов значительно меньше уровня первого сигнала, а в основном они ориентированы на обратную область полупространства. На рисунке также показан план участка леса с указанием местоположения деревьев, размер точек соотносится с реальным диаметром деревьев. Диаграммы рассеяния расположены в точках проведения измерения.

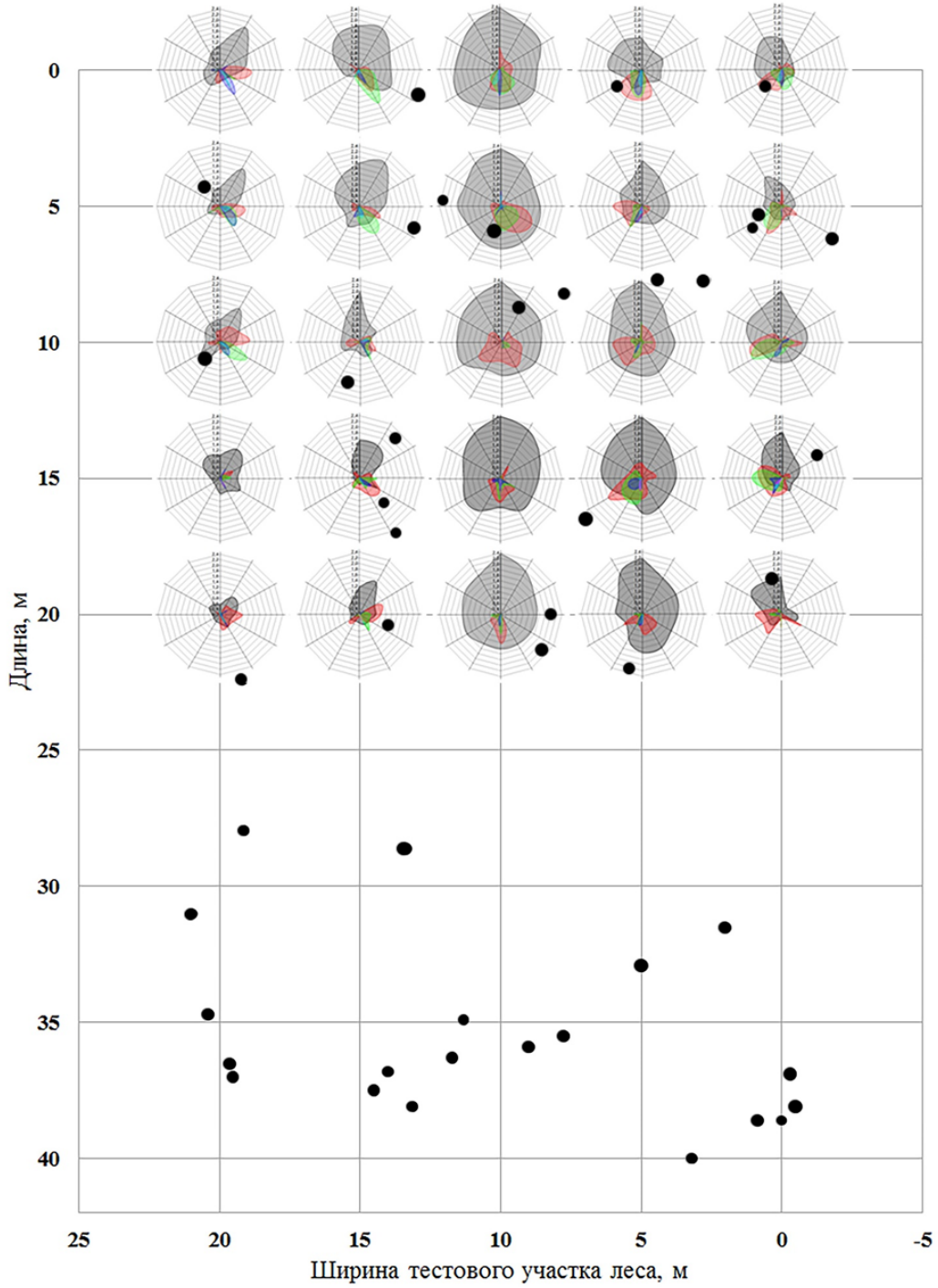


Рис.2 Пространственное распределение электромагнитного поля

На основании полученной картины можно сделать следующие выводы:

- максимальные уровни на круговых диаграммах обратного рассеяния ориентированы на источник излучения. Таким образом, несмотря на наличие случайно расположенных отражателей, основное направление распространения волн лежит в пределах диаграммы направленности антенны. В данном случае, наличие узкой диаграммы направленности антенны обуславливает практически «канальное» распространение волны;
- уровень сигнала на первых десятках метров остается практически постоянным, что говорит о малом затухании при распространении в лесной среде;
- сопоставление пространственного распределения поля с планом участка леса показывает, что максимальные уровни отраженных сигналов обусловлены стволами деревьев, находящихся в пределах диаграммы направленности антенны и стоящих вдоль линии визирования. Уровни «вторичных» сигналов обусловлены более удаленными деревьями.

В целом полученные диаграммы рисуют пространственную картину полной энергии обратного рассеяния. Результаты измерений на линейных поляризациях, представленных в виде круговых диаграмм, показывают, что в сантиметровом диапазоне волн модель многократного рассеяния может быть использована для расчета среднего поля на обеих поляризациях. Однако, при расчете среднего поля использование модели многократного рассеяния необходимо учесть, что отражённые/рассеянные сигналы приходят точку приема не одновременно.

Список публикаций:

[1] Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 1,2. М.: Мир, 1981
[2] Попов В.И. Распространение радиоволн в лесах. – М.: Горячая линия – Телеком, 2015. 392 С.

Рефракция в псевдопассивных средах

Фисанов Василий Васильевич
Томский государственный университет
E-mail: fisanov@mail.tsu.ru

Электромагнитные метаматериалы характеризуются почти ничем не ограниченными значениями эффективных материальных параметров, но их разнообразное практическое применение затрудняется большими сопутствующими потерями. В этой связи являются перспективными активные метаматериалы, в которых существует усиление (отрицательные потери), что позволяет в принципе уменьшить или даже полностью устранить нежелательное поглощение. В псевдопассивных изотропных средах показатель преломления n является вещественной величиной. Это достигается при условии, что эффективные комплексные диэлектрическая и магнитная проницаемости обладают равными по абсолютному значению, но противоположными по знаку фазами: $\mu=|\mu|\exp(\mathrm{i}\alpha)$, $\varepsilon=|\varepsilon|\exp(-\mathrm{i}\alpha)$ (здесь $\mathrm{i}=\sqrt{-1}$, $-\pi<\alpha\le\pi$). При равенстве модулей проницаемости оказываются комплексно-сопряжёнными величинами. В литературе уже изучалась рефракция волн для псевдопассивных структур в окружении прозрачного полубесконечного изорефрактивного диэлектрика [1] и вакуума [2]. В данной работе вопросы отражения и преломления плоской волны рассматриваются в более общей постановке для границы двух псевдопассивных сред с использованием не координатного, как в [1, 2], а векторного ковариантного подхода Ф.И. Фёдорова [3].

Бегущие плоские гармонические волны с круговой частотой ω в комплексном представлении характеризуются напряжённостями электромагнитного поля вида $\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_1+\mathrm{i}\boldsymbol{E}_2=\boldsymbol{E}_0\mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi}$, $\boldsymbol{H}=\boldsymbol{H}_1+\mathrm{i}\boldsymbol{H}_2=\boldsymbol{H}_0\mathrm{e}^{\mathrm{i}\varphi}$, где $\boldsymbol{E}_0=\boldsymbol{E}_0'+\mathrm{i}\boldsymbol{E}_0''$, $\boldsymbol{H}_0=\boldsymbol{H}_0'+\mathrm{i}\boldsymbol{H}_0''$ – комплексные векторные амплитуды, а фаза является функцией пространственных координат и времени и записывается как $\varphi=k_0\boldsymbol{m}\cdot\boldsymbol{r}-\omega t$ (здесь используются обозначения: $k_0=\omega/c$ – волновое число свободного пространства (вакуума), $\boldsymbol{r}$ – радиус-вектор и $\boldsymbol{m}=n\hat{\boldsymbol{n}}=\boldsymbol{k}/k_0$ – вектор рефракции, пропорциональный волновому вектору $\boldsymbol{k}$). Уравнения Максвелла применительно к плоским волнам сводятся к системе векторных алгебраических соотношений

$$\boldsymbol{D}=-\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{H},\ \boldsymbol{B}=\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{E},\ \boldsymbol{m}\cdot\boldsymbol{D}=0,\ \boldsymbol{m}\cdot\boldsymbol{B}=0. \tag{1}$$

Материальные уравнения $\boldsymbol{D}=\varepsilon\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}=\mu\boldsymbol{H}$ для псевдопассивных сред содержат комплексные проницаемости; для принятой здесь временно́й зависимости вида $\exp(-\mathrm{i}\omega t)$ и ε-активной среды следует взять $\varepsilon=\varepsilon'-\mathrm{i}\,\varepsilon''$, $\mu=\mu'+\mathrm{i}\,\mu''$ ($\varepsilon''>0$, $\mu''>0$). Исключая из уравнений Максвелла вектор $\boldsymbol{E}$ или $\boldsymbol{H}$, приходим к дисперсионному уравнению $\boldsymbol{m}^2=n^2=\varepsilon\mu$ с положительным показателем преломления $n=\sqrt{|\varepsilon||\mu|}$. В формулах (1) целесообразно разделить вещественные и мнимые части:

$$\begin{cases}\mathrm{Re}(\varepsilon\boldsymbol{E})=-\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{H}_1,\ \mathrm{Re}(\mu\boldsymbol{H})=\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{E}_1,\\ \mathrm{Re}(\varepsilon\boldsymbol{E})\cdot\boldsymbol{m}=0,\ \mathrm{Re}(\mu\boldsymbol{H})\cdot\boldsymbol{m}=0;\end{cases}\quad\begin{cases}\mathrm{Im}(\varepsilon\boldsymbol{E})=-\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{H}_2,\ \mathrm{Im}(\mu\boldsymbol{H})=\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{E}_2,\\ \mathrm{Im}(\varepsilon\boldsymbol{E})\cdot\boldsymbol{m}=0,\ \mathrm{Im}(\mu\boldsymbol{H})\cdot\boldsymbol{m}=0.\end{cases} \tag{2}$$

Комбинируя формулы (2), находим

$$\boldsymbol{H}_1=|\mu|^{-2}\boldsymbol{m}\times(\mu'\boldsymbol{E}_1+\mu''\boldsymbol{E}_2),\ \boldsymbol{H}_2=|\mu|^{-2}\boldsymbol{m}\times(\mu'\boldsymbol{E}_2-\mu''\boldsymbol{E}_1),\ \boldsymbol{m}\cdot\boldsymbol{H}_1=\boldsymbol{m}\cdot\boldsymbol{H}_2=0,\ \boldsymbol{m}\cdot\boldsymbol{E}_1=\boldsymbol{m}\cdot\boldsymbol{E}_2=0. \tag{3}$$

Рассмотрим падение плоской однородной волны на плоскую границу раздела двух псевдопассивных сред. Орт $\hat{\boldsymbol{q}}$ нормали к границе направлен из первой среды во вторую (в которой распространяется однородная преломлённая волна). Законы отражения и преломления в векторной форме выражаются в виде $\boldsymbol{m}_i\times\hat{\boldsymbol{q}}=\boldsymbol{a}$, где индекс $i=0$ применён для падающей волны, $i=1$ – для отражённой волны и $i=2$ – для преломлённой волны. Отсюда следует скалярная форма этих законов: $n_i\sin\psi_i=|\boldsymbol{a}|$, где $n_0=n_1$ – показатель преломления первой среды, $\psi_i=\angle(\hat{\boldsymbol{n}}_i,\hat{\boldsymbol{q}})$ – углы плоских волн, которые образуют орты $\hat{\boldsymbol{n}}_i$ векторов рефракции с нормалью $\hat{\boldsymbol{q}}$ (при этом $\psi_1=\pi-\psi_0$). Векторы рефракции отражённой и преломлённой волн вычисляются по известным формулам: $\boldsymbol{m}_1=\hat{\boldsymbol{q}}\times\boldsymbol{a}-\boldsymbol{m}_0\cdot\hat{\boldsymbol{q}}\hat{\boldsymbol{q}}$, $\boldsymbol{m}_2=\hat{\boldsymbol{q}}\times\boldsymbol{a}+\sqrt{\boldsymbol{m}_2^2-\boldsymbol{a}^2}\,\hat{\boldsymbol{q}}$. Перед квадратным корнем следует сменить знак «+» на «−», если во второй среде распространяется обратная волна. Правило различения прямых и обратных волн в средах с потерями и усилением известно [4], но наличие обратных волн в одной из сред не изменяет формулы Френеля [5]. Для отыскания коэффициентов Френеля привлекаются граничные условия непрерывности касательных к границе полей: $\left(\boldsymbol{E}^{(0)}+\boldsymbol{E}^{(1)}-\boldsymbol{E}^{(2)}\right)\times\hat{\boldsymbol{q}}=0$, $\left(\boldsymbol{H}^{(0)}+\boldsymbol{H}^{(1)}-\boldsymbol{H}^{(2)}\right)\times\hat{\boldsymbol{q}}=0$. Так как в граничных условиях

присутствуют только полные комплексные векторы $\boldsymbol{E}^{(i)}$, $\boldsymbol{H}^{(i)}$ и отсутствуют материальные параметры, процесс получения коэффициентов Френеля оказывается идентичным таковому в случае прозрачной пассивной среды. Сначала поля разлагаются на ортогональные составляющие: $\boldsymbol{E}^{(i)} = A_i\boldsymbol{a} + B_i\hat{\boldsymbol{n}}_i \times \boldsymbol{a}$, $\boldsymbol{H}^{(i)} = (n_i/\mu_i)(B_i\boldsymbol{a} + A_i\hat{\boldsymbol{n}}_i \times \boldsymbol{a})$, а затем применяются граничные условия, которые удобно представить в виде пары выражений $\boldsymbol{E}^{(0)} + \boldsymbol{E}^{(1)} - \boldsymbol{E}^{(2)} = \beta\hat{\boldsymbol{q}}$, $\boldsymbol{H}^{(0)} + \boldsymbol{H}^{(1)} - \boldsymbol{H}^{(2)} = \gamma\hat{\boldsymbol{q}}$ (символы β и γ обозначают некоторые скаляры). После скалярного умножения первого из них на $\boldsymbol{a}$, а второго на $\hat{\boldsymbol{q}} \times \boldsymbol{a}$ получаются системы алгебраических уравнений относительно коэффициентов A_i (для перпендикулярной поляризации) и B_i (для параллельной поляризации). Их решения могут быть представлены в виде [3]

$$\frac{A_0}{\frac{n_1}{\mu_1}\hat{\boldsymbol{n}}_1\cdot\hat{\boldsymbol{q}} - \frac{n_2}{\mu_2}\hat{\boldsymbol{n}}_2\cdot\hat{\boldsymbol{q}}} = \frac{A_1}{\frac{n_2}{\mu_2}\hat{\boldsymbol{n}}_2\cdot\hat{\boldsymbol{q}} - \frac{n_0}{\mu_0}\hat{\boldsymbol{n}}_0\cdot\hat{\boldsymbol{q}}} = \frac{-A_2}{\frac{n_0}{\mu_0}\hat{\boldsymbol{n}}_0\cdot\hat{\boldsymbol{q}} - \frac{n_1}{\mu_1}\hat{\boldsymbol{n}}_1\cdot\hat{\boldsymbol{q}}}, \tag{4}$$

$$\frac{B_0}{\frac{n_1}{\mu_1}\hat{\boldsymbol{n}}_2\cdot\hat{\boldsymbol{q}} - \frac{n_2}{\mu_2}\hat{\boldsymbol{n}}_1\cdot\hat{\boldsymbol{q}}} = \frac{B_1}{\frac{n_2}{\mu_2}\hat{\boldsymbol{n}}_0\cdot\hat{\boldsymbol{q}} - \frac{n_0}{\mu_0}\hat{\boldsymbol{n}}_2\cdot\hat{\boldsymbol{q}}} = \frac{-B_2}{\frac{n_0}{\mu_0}\hat{\boldsymbol{n}}_1\cdot\hat{\boldsymbol{q}} - \frac{n_1}{\mu_1}\hat{\boldsymbol{n}}_0\cdot\hat{\boldsymbol{q}}}. \tag{5}$$

Коэффициенты Френеля вводятся по формулам $\rho^{\perp} = A_1/A_0$, $\tau^{\perp} = A_2/A_0$, $\rho^{\parallel} = B_1/B_0$, $\tau^{\parallel} = B_2/B_0$ с учётом соотношений $n_0 = n_1$, $\mu_0 = \mu_1$, $\hat{\boldsymbol{n}}_i\cdot\hat{\boldsymbol{q}} = \cos\psi_i$ и приводятся к стандартному виду с привлечением тригонометрических функций:

$$\rho^{\perp} = \frac{1 - \mu_1\,\mathrm{tg}\psi_0/(\mu_2\,\mathrm{tg}\psi_2)}{1 + \mu_1\,\mathrm{tg}\psi_0/(\mu_2\,\mathrm{tg}\psi_2)},\ \tau^{\perp} = \frac{2}{1 + \mu_1\,\mathrm{tg}\psi_0/(\mu_2\,\mathrm{tg}\psi_2)}, \tag{6}$$

$$\rho^{\parallel} = \frac{(\mu_1/\mu_2)\sin 2\psi_0 - \sin 2\psi_2}{(\mu_1/\mu_2)\sin 2\psi_0 + \sin 2\psi_2},\ \tau^{\parallel} = \frac{2(n_1/n_2)\sin 2\psi_0}{(\mu_1/\mu_2)\sin 2\psi_0 + \sin 2\psi_2}. \tag{7}$$

Формулы (6) и (7) являются универсальными, так как охватывают все возможные сочетания материальных параметров в парах граничащих псевдопассивных и истинно пассивных прозрачных сред. Рассмотренный в [1] случай падения волны из обычной в псевдопассивную среду соответствует фазовому параметру $\arg(\mu_1) = \alpha_1 = 0$. Коэффициенты Френеля в псевдопассивных средах являются комплексными величинами, за исключением случаев, когда фазовая разность $\alpha_1 - \alpha_2$ равна нулю или π. Критические углы Брюстера [6]

$$\psi_{\mathrm{Br}}^{\perp} = \mathrm{arctg}\sqrt{\frac{1 - (Y_1/Y_2)^2}{(n_1/n_2)^2 - 1}},\ \psi_{\mathrm{Br}}^{\parallel} = \mathrm{arctg}\sqrt{\frac{(Y_2/Y_1)^2 - 1}{1 - (n_1/n_2)^2}},$$

где $Y_i = \sqrt{\varepsilon_i/\mu_i} = |Y_i|\exp(-\mathrm{i}\alpha_i)$ – волновые проводимости сред, оказываются тоже комплексными величинами, за указанным исключением. Парадоксальный результат имеет место в случае $\alpha_1 - \alpha_2 = \pm\pi/2$: $|\rho^{\perp}| = |\rho^{\parallel}| = 1$, словно возникает полное отражение при всех углах падения. Кроме того, в отличие от обычных прозрачных соприкасающихся сред, в условиях, когда угол падения превышает критический угол полного отражения ($\psi_0 > \arcsin(n_2/n_1)$), равенство $|\rho^{\perp}| = |\rho^{\parallel}| = 1$ для псевдопассивных сред не реализуется. Как известно [7], в среде с чисто мнимыми проницаемостями ($\alpha = \pm\pi/2$) средний поток вектора Пойнтинга равен нулю, поэтому для $\alpha_1 = 0$ и $\alpha_2 = \pm\pi/2$ происходит полное отражение от второй среды. По-видимому, аналогичное явление имеет место и в более общем случае ($\alpha_1 - \alpha_2 = \pm\pi/2$), вследствие подходящего фазового согласования проницаемостей обеих сред.

Для дальнейшего представляет интерес увязать коэффициенты Френеля с энергетическими коэффициентами отражения и прохождения. Используя соотношения между коэффициентами Френеля $1 + \rho^{\perp} = \tau^{\perp}$, $Y_1(1 - \rho^{\perp})\cos\psi_0 = Y_2\tau^{\perp}\cos\psi_2$ и $Y_1(1 + \rho^{\parallel}) = Y_2\tau^{\parallel}$, $(1 - \rho^{\parallel})\cos\psi_0 = \tau^{\parallel}\cos\psi_2$ [8], можно прийти к универсальному выражению $(\rho^{\perp,\parallel})^2 + (\tau^{\perp,\parallel})^2 Y_2\cos\psi_2/(Y_1\cos\psi_0) = 1$. Оно для положительных проницаемостей переосмысливается как $r^{\perp,\parallel} + d^{\perp,\parallel} = 1$, где $r^{\perp,\parallel}$ и $d^{\perp,\parallel}$ являются коэффициентами отражения и прохождения

соответственно. Для псевдопассивной среды с её комплексными проницаемостями и волновой проводимостью коэффициент отражения определяется как $r^{\perp,\parallel}=\left|\rho^{\perp,\parallel}\right|^2$, а коэффициент прохождения – как $d^{\perp,\parallel}=1-r^{\perp,\parallel}$.

С другой стороны, для рассмотрения волновых интенсивностей следует обратиться к закону сохранения энергии при взаимодействии волн на границе раздела двух сред, который гласит, что нормальная составляющая вектора плотности потока энергии является непрерывной на граничной поверхности этих сред: $(\boldsymbol{P}_0+\boldsymbol{P}_1-\boldsymbol{P}_2)\cdot\hat{\boldsymbol{q}}=0$, где векторы Пойнтинга задаются формулой $\boldsymbol{P}_i=(c/4\pi)\mathrm{Re}\boldsymbol{E}^{(i)}\times\mathrm{Re}\boldsymbol{H}^{(i)}$. Своеобразие вычисления вектора Пойнтинга применительно к псевдопассивной среде по сравнению с прозрачной пассивной средой обусловлено различиями между системами уравнений (1) и (2). Используя выражение для $\mathrm{Re}\boldsymbol{H}^{(i)}=\boldsymbol{H}_1^{(i)}$ из (3), находим

$$\boldsymbol{P}_i=\frac{c}{4\pi|\mu_i|^2}\boldsymbol{E}_1^{(i)}\times\left\{\boldsymbol{m}_i\times\left(\mu_i'\boldsymbol{E}_1^{(i)}+\mu_i''\boldsymbol{E}_2^{(i)}\right)\right\}=\frac{c}{8\pi|\mu_i|^2}\left\{\mathrm{Re}\left(\mu_i^*\boldsymbol{E}^{(i)2}\right)+\mu_i'\left|\boldsymbol{E}^{(i)}\right|^2\right\}\boldsymbol{m}_i=$$

$$=\frac{c}{8\pi|\mu_i|^2}\left\{\mu_i'\left(\boldsymbol{E}_1^{(i)2}-\boldsymbol{E}_2^{(i)2}+\left|\boldsymbol{E}^{(i)}\right|^2\right)+2\mu_i''\boldsymbol{E}_1^{(i)}\cdot\boldsymbol{E}_2^{(i)}\right\}\boldsymbol{m}_i. \qquad (8)$$

При получении формулы (8) были использованы соотношения вида $4\boldsymbol{E}_1^2=\boldsymbol{E}^2+\boldsymbol{E}^{*2}+2|\boldsymbol{E}|^2$, $4\mathrm{i}\boldsymbol{E}_1\cdot\boldsymbol{E}_2=\boldsymbol{E}^2-\boldsymbol{E}^{*2}$. В формуле (8) подразумевается, что полные векторы $\boldsymbol{E}^{(i)}$ содержат общий фазовый множитель $\exp(\mathrm{i}\varphi)$, в связи с чем в результате усреднения за период колебания получим $\bar{\boldsymbol{P}}_i==c\mu_i'\left|\boldsymbol{E}^{(i)}\right|^2\boldsymbol{m}_i\Big/\left(8\pi|\mu_i|^2\right)$.

Закон сохранения энергии допускает разделение поляризаций. Поэтому полагаем $\left(\bar{\boldsymbol{P}}_0^{\perp}+\bar{\boldsymbol{P}}_1^{\perp}-\bar{\boldsymbol{P}}_2^{\perp}\right)\cdot\hat{\boldsymbol{q}}=0$, $\left(\bar{\boldsymbol{P}}_0^{\parallel}+\bar{\boldsymbol{P}}_1^{\parallel}-\bar{\boldsymbol{P}}_2^{\parallel}\right)\cdot\hat{\boldsymbol{q}}=0$, после чего вводим средние коэффициенты отражения $\bar{r}^{\perp,\parallel}=-\left(\bar{\boldsymbol{P}}_1^{\perp,\parallel}\cdot\hat{\boldsymbol{q}}\right)\Big/\left(\bar{\boldsymbol{P}}_0^{\perp,\parallel}\cdot\hat{\boldsymbol{q}}\right)$ и прохождения $\bar{d}^{\perp,\parallel}=\left(\bar{\boldsymbol{P}}_2^{\perp,\parallel}\cdot\hat{\boldsymbol{q}}\right)\Big/\left(\bar{\boldsymbol{P}}_0^{\perp,\parallel}\cdot\hat{\boldsymbol{q}}\right)$, причём $\bar{r}^{\perp,\parallel}+\bar{d}^{\perp,\parallel}=1$. В развёрнутом виде эти коэффициенты даются формулами

$$\bar{r}^{\perp}=\frac{|A_1|^2}{|A_0|^2}=\left|\rho^{\perp}\right|^2,\ \bar{d}^{\perp}=\frac{\mu_2'}{\mu_1'}\frac{|\mu_1|^2}{|\mu_2|^2}\frac{\eta_2}{\eta_0}\frac{|A_2|^2}{|A_0|^2}=\frac{\mu_2'}{\mu_1'}\frac{|\mu_1|^2}{|\mu_2|^2}\frac{\eta_2}{\eta_0}\left|\tau^{\perp}\right|^2, \qquad (9)$$

$$\bar{r}^{\parallel}=\frac{|B_1|^2}{|B_0|^2}=\left|\rho^{\parallel}\right|^2,\ \bar{d}^{\parallel}=\frac{\mu_2'}{\mu_1'}\frac{|\mu_1|^2}{|\mu_2|^2}\frac{\eta_2}{\eta_0}\frac{|B_2|^2}{|B_0|^2}=\frac{\mu_2'}{\mu_1'}\frac{|\mu_1|^2}{|\mu_2|^2}\frac{\eta_2}{\eta_0}\left|\tau^{\parallel}\right|^2, \qquad (10)$$

где $\eta_i=n_i\cos\psi_i$. Коэффициенты отражения в формулах (9) и (10) идентичны коэффициентам, полученным выше из формул Френеля. Нетрудно усмотреть, что они имеют такую аналитическую структуру:

$$r^{\perp,\parallel}=\left|\rho^{\perp,\parallel}\right|^2=\left|\frac{1-M^{\perp,\parallel}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\delta}}{1+M^{\perp,\parallel}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\delta}}\right|^2=\frac{1+\left(M^{\perp,\parallel}\right)^2-2M^{\perp,\parallel}\cos\delta}{1+\left(M^{\perp,\parallel}\right)^2+2M^{\perp,\parallel}\cos\delta}, \qquad (11)$$

где введены обозначения $M^{\perp}=|\mu_1|\mathrm{tg}\psi_0\big/\left(|\mu_2|\mathrm{tg}\psi_2\right)$, $M^{\parallel}=|\mu_1|\sin2\psi_0\big/\left(|\mu_2|\sin2\psi_2\right)$, $\delta=\alpha_1-\alpha_2$. Формула (11) показывает, что значения коэффициента отражения превышают единицу, то есть не имеют физического смысла, если $\cos\delta<0$ ($\pi/2<|\delta|<\pi$).

Таким образом, классическая модельная задача падения плоской однородной волны на плоскую поверхность раздела двух прозрачных изотропных сред допускает обобщение на случай псевдопассивных электромагнитных сред, но с некоторыми ограничениями. Эти ограничения накладывают запрет на рассогласование аргументов материальных параметров контактирующих сред, которое превышает прямой угол, но меньше развёрнутого угла. При рефракции в псевдопассивных средах не выполняется поляризационный закон Брюстера, а также не возникает явление полного отражения при углах падения, превосходящих критический

угол. Для более полного изучения явлений рефракции плоских волн, как уже отмечалось [3], требуется учёт ограниченности волны в пространстве или во времени.

Список публикаций:
[1] Dragoman D. // Optics Communications. 2011. V. 284. No. 8. P. 2095.
[2] Basiri A., Vitebskiy I., Kottos T. // Physical Review A. 2015. V. 91. No. 6. P. 063843-1.
[3] Фёдоров Ф. И. Оптика анизотропных сред. Минск: Изд-во АН БССР. 1958.
[4] Фисанов В. В. // Известия вузов. Физика. 2017. Т. 60. №. 5. С. 47.
[5] Фисанов В. В. // Известия вузов. Физика. 2016. Т. 59. №. 9. С. 60.
[6] Кизель В. А. Отражение света. М.: Наука. 1973.
[7] Bai P., Ding K., Wang G. et al. // Physical Review A. 2016. V. 94. No. 6. P. 063841.
[8] Никольский В. В. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука. 1973.

Экспериментальные исследования коэффициента прохождения радиоволн через экран из метаматериала

[1]***Бузов Александр Львович,***
[1]*Бузова Мария Александровна,* [1]*Минкин Марк Абрамович,* [2]*Шляхов Андрей Владимирович*
[1]*АО «Самарское инновационное предприятие радиосистем»,*
[2]*ФГБОУ ВО «Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики»*
E-mail: bma@siprs.ru

В настоящее время в радиофизике и радиотехнике все активнее исследуются практические приложения современных материалов, в том числе, и метаматериалов. Метаматериалы используются, например, для уменьшения размеров излучающих структур при том же усилении, для повышения развязки между близко расположенными излучателями и проч. К настоящему времени из радиофизической теории хорошо известно, что такие материалы с точки зрения электродинамики обладают уникальными свойствами [1]. В частности, на некоторых частотах (так называемых резонансных частотах метаматериала) при облучении метаматериала электромагнитной волной в нем возбуждается максимальный ток, и поэтому коэффициент прохождения через него в таком случае будет минимальным. Авторами также был проведен ряд теоретических исследований в данном направлении, направленных на решение практически важной задачи обеспечения электромагнитной совместимости радиоэлектронных средств [2].

Данная работа направлена на экспериментальную проверку полученных ранее теоретических результатов. В частности, в рамках исследований были выполнены измерения коэффициента прохождения электромагнитных волн через слой метаматериала.

Постановка рассматриваемой задачи представлена на рисунке 1. В качестве слоя из метаматериала рассматривался квадратный экран со стороной 490 мм, состоящий из идеально проводящих тонких правовинтовых спиралей, расположенных упорядоченно в диэлектрическом слое, по электрофизическим свойствам близком к воздуху. В качестве источника и рецептора электромагнитного поля использовались одинаковые петлевые вибраторы, полуволновые на частоте 600 МГц. В качестве измерительного прибора использовался измеритель комплексных коэффициентов передачи «Обзор – 804».

Для измерения коэффициента прохождения электромагнитных волн через экран из метаматериала создавался такой режим работы, при котором один вибратор (рецептор) оставался пассивным, а другой (источник) излучал в широком диапазоне частот (от 300 до 800 МГц). С помощью прибора «Обзор – 804» измерялся параметр S_{21}, который, с точностью до постоянного множителя, соответствует коэффициенту прохождения. Данные измерения проводились для различных расстояний d между вибраторами и экраном. В качестве примера на рисунке 2 представлена частотная зависимость коэффициента прохождения для d = 270 мм. Для сравнения на этом же поле приведена аналогичная зависимость при отсутствии слоя из метаматериала.

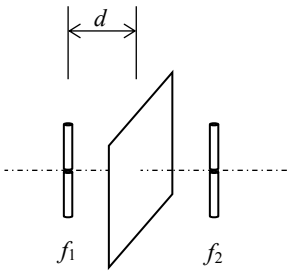


Рис.1 Постановка задачи

Рис.2 Частотная зависимость коэффициента прохождения

Как видно из представленных данных, на резонансной частоте экрана (в данном случае она составила 555 МГц) коэффициент прохождения электромагнитных волн действительно существенно уменьшается (в данном случае на 20,5 дБ). Таким образом, проведенные экспериментальные исследования полностью подтвердили установленное ранее [2] теоретически свойство слоя из метаматериала существенно уменьшать коэффициент прохождения электромагнитных волн на своих резонансных частотах.

Список публикаций:
[1] *Caloz C., Itoh T. Electromagnetic metamaterials: transmission line theory and microwave applications. New Jersey: John Wiey & Sons, 2006. 376 p.*
[2] *Бузов А. Л., Бузова М. А., Карлов Ал. В., Носов Н. А., Шляхов А. В. // Радиотехника. 2020. Т. 84. № 6(11). С. 6.*

Трехмерная томография неоднородной среды на основе борновского приближения

Бардашов Дмитрий Сергеевич
Лосев Дмитрий Витальевич
Томский государственный университет
E-mail: l-kaf@mail2000.ru

Введение

Проблема исследования внутренней структуры широкого класса объектов и сред всегда выдвигалась как одна из основных в различных областях науки, техники и медицины. При этом среди применяемых методов бесконтактной диагностики наибольшую информацию об исследуемом объекте дают томографические методы. В настоящее время существует множество томографических подходов, основанных на учете различных эффектов взаимодействия зондирующего излучения с веществом. К сожалению, поскольку до сих пор не создано достаточно универсальной теории, адекватно описывающей процессы распространения волн в неоднородной среде, то для восстановления внутренней структуры среды обычно используется только один доминирующий эффект – рассеяние, поглощение, рефракция, дифракция и т.д. – а все остальные не учитываются. В последнее время делаются попытки комбинированного учета нескольких эффектов [1]. Существующие математические методы решения томографических задач, в основном, базируются на применении теоремы о центральном сечении и, в конечном счете, на применении интегрального преобразования Фурье [2]. Альтернативу этим методам составляют преобразования абелева типа [3], характерными признаками которых являются наличие переменного предела интегрирования, слабой особенности в подынтегральной функции и использования для восстановления производных известной функции. Преобразования этого типа отличаются большой гибкостью, позволяющей различные обобщения на случаи криволинейных траекторий распространения излучения [4] и учета эффектов переотражения локальными неоднородностями среды [5]. При этом хорошо изучены методы двумерной томографии, а обобщения на трехмерный случай почти не известны в литературе из-за значительного усложнения структуры решения [6]. Разрешению этой проблемы и посвящена данная публикация.

Постановка задачи

Будем исходить из «борновского приближения» во временной области. Запишем волновое уравнение для неоднородной среды в форме

$$\Delta E - \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = f(\vec{r},t) + \frac{\delta\varepsilon(\vec{r})}{v^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2},$$

где функция $f(\vec{r},t)$ описывает распределения источников излучения, а поправка к фоновому значению $\delta\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r}) - 1$ описывает электрофизические свойства неоднородной среды. Считая выражение в правой части уравнения эквивалентным источником, запишем решение волнового уравнения при нулевых начальных условиях [7]:

$$E(\vec{r}_0,t) = -\frac{1}{4\pi v^2}\iiint\limits_{R\le vt}\left(f\left(\vec{r},t-\frac{R}{v}\right) + \frac{\delta\varepsilon(\vec{r})}{v^2}\frac{\partial^2 E\left(\vec{r},t-\frac{R}{v}\right)}{\partial t^2}\right)\frac{d\vec{r}}{R},$$

где $R = |\vec{r}-\vec{r}_0| = \sqrt{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2+(z-z_0)^2}$. Первое слагаемое в этом выражении ответственно за первичную волну, а второе – за поле, образовавшееся в результате взаимодействия излучения с неоднородностями среды.

Рассмотрим в качестве излучателя точечный импульсный источник $f(\vec{r},t) = \delta(\vec{r},\vec{r}_1)\delta(t)$. Создаваемое им поле

$$E_0(x_0,y_0,t) = -\frac{1}{4\pi v^2}\iiint\limits_{R\le vt}\delta(\vec{r},\vec{r}_1)\delta(t-R/v)\frac{d\vec{r}}{R} = -\frac{1}{4\pi v^2}\frac{\delta\left(t-|\vec{r}_1-\vec{r}_0|/v\right)}{|\vec{r}_1-\vec{r}_0|}.$$

Совместим положения источника и приемника на границе неоднородной среды $z_0 = 0$, которая располагается в нижнем полупространстве (ось z направлена вглубь исследуемой среды), $\delta\varepsilon\big|_{z<0} = 0$. В «борновском

приближении» заменим поле E под интегралом величиной первичного поля E_0. Тогда уравнение для вторичного поля $E_1 = E - E_0$ примет вид

$$E_1(x_0, y_0, t) = \frac{1}{(4\pi v^3)^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_0^{\infty} \frac{\delta\varepsilon(x, y, z)\delta(t - 2R/v)dz}{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + z^2}.$$

Используя свойства дельта-функции, вычислим интеграл по z и перейдем в полярную систему координат $x = x_0 + \rho\cos\varphi,\ y = y_0 + \rho\sin\varphi,\ \rho = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}$, $u = vt/2$. В результате получим

$$E_1(x_0, y_0, u) = \frac{1}{8(4\pi)^2 v^3} \frac{\partial^2}{\partial u^2} \left(\frac{1}{u} \int_0^u \frac{\rho d\rho}{\sqrt{u^2 - \rho^2}} \int_0^{2\pi} \delta\varepsilon\left(x_0 + \rho\cos\varphi, y_0 + \rho\sin\varphi, \sqrt{u^2 - \rho^2} \right) d\varphi \right)$$

или, после двукратного интегрирования и замены $s = \sqrt{u^2 - \rho^2}$,

$$F(x_0, y_0, u) = \int_0^{2\pi} \int_0^u \delta\varepsilon\left(x_0 + \sqrt{u^2 - s^2}\cos\varphi, y_0 + \sqrt{u^2 - s^2}\sin\varphi, s \right) ds d\varphi =$$

$$= 8(4\pi)^2 v^3 u \int_0^u E_1(x_0, y_0, v)(u - v)dv.$$

Решение интегрального уравнения

Решение полученного интегрального уравнения будем искать с помощью разложения известной и искомой функций в степенные ряды:

$$F(x_0, y_0, u) = \sum_{i,j,k=0}^{\infty} b_{i,j,k} x_0^i y_0^j u^k,$$

$$\delta\varepsilon\left(x_0 + \sqrt{u^2 - s^2}\cos\varphi, y_0 + \sqrt{u^2 - s^2}\sin\varphi, s \right) =$$

$$= \sum_{i,j,k=0}^{\infty} a_{i,j,k} \left(x_0 + \sqrt{u^2 - s^2}\cos\varphi \right)^i \left(y_0 + \sqrt{u^2 - s^2}\sin\varphi \right)^j s^k.$$

Приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях переменных в выражении

$$\sum_{i,j,k=0}^{\infty} b_{i,j,k} x_0^i y_0^j u^k = \sum_{i,j,k=0}^{\infty} a_{i,j,k} \sum_{l=0}^{i} \sum_{m=0}^{j} \frac{i! x_0^{i-l}}{l!(i-l)!} \frac{j! y_0^{j-m}}{m!(j-m)!} \frac{\left(1 + (-1)^l\right)\left(1 + (-1)^m\right)}{2} \cdot$$

$$\cdot \frac{u^{l+m+k+1}}{2} \frac{\Gamma\left(\frac{l+1}{2}\right)\Gamma\left(\frac{m+1}{2}\right)\Gamma\left(\frac{k+1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{l+m+k+3}{2}\right)},$$

полученном после использования формулы бинома Ньютона и вычисления интегралов (здесь $\Gamma(x)$ – гамма-функция Эйлера), приходим к системе уравнений относительно коэффициентов $a_{i,j,k}$, разрешая которую получаем

$$\delta\varepsilon(x_0, y_0, u) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\partial F}{\partial u} - \frac{u}{2} \Delta F(x_0, y_0, u) + \right.$$

$$\left. + u\Delta^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2^{2n+2} n!(n+2)!} \int_0^u \left(u^2 - t^2\right)^n t \Delta^n F(x_0, y_0, t) dt \right), \quad (1)$$

где $\Delta^n F(x_0, y_0, t) = \sum_{m=0}^{n} \frac{n!}{m!(n-m)!} \frac{\partial^{2(n-m)}}{\partial x_0^{2(n-m)}} \frac{\partial^{2m}}{\partial y_0^{2m}} F(x_0, y_0, t)$ – двумерный оператор Лапласа по переменным x_0, y_0 в произвольной натуральной степени n.

Представим факториальный множитель в следующем виде [8]

$$\frac{1}{(n+2)!}=\frac{2}{\pi}\frac{2^{2n}\int_0^{2\pi}(\cos\varphi)^{2n-2m+2}(\sin\varphi)^{2m+2}d\varphi}{(2(n-m)+1)!(2m+1)!},$$

переходя к форме

$$\delta\varepsilon(x_0,y_0,u)=\frac{1}{2\pi}\left(\frac{\partial F}{\partial u}-\frac{u}{2}\Delta F(x_0,y_0,u)+\frac{u}{2\pi}\Delta^2\int_0^{2\pi}\cos^2\varphi\sin^2\varphi d\varphi\int_0^u\frac{tdt}{u^2-t^2}\int_0^{\sqrt{u^2-t^2}}ds_1\int_0^{\sqrt{u^2-t^2}}ds_2\cdot\right.$$
$$\left.\cdot\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{n}\frac{(is_1\cos\varphi)^{2(n-m)}(is_2\sin\varphi)^{2m}}{(2(n-m))!(2m)!}\frac{\partial^{2(n-m)}}{\partial x_0^{2(n-m)}}\frac{\partial^{2m}}{\partial y_0^{2m}}F(x_0,y_0,t)\right).$$

Поскольку в сумме содержатся только четные степени, дополним их нечетными следующим образом:

$$\delta\varepsilon(x_0,y_0,u)=\frac{1}{2\pi}\left(\frac{\partial F}{\partial u}-\frac{u}{2}\Delta F(x_0,y_0,u)+\frac{u}{2\pi}\Delta^2\int_0^u\frac{tdt}{u^2-t^2}\int_0^{2\pi}\cos^2\varphi\sin^2\varphi d\varphi\cdot\right.$$
$$\left.\cdot\int_0^{\sqrt{u^2-t^2}}ds_1\int_0^{\sqrt{u^2-t^2}}ds_2\sum_{\nu=0}^{\infty}\sum_{\mu=0}^{\nu}\frac{\left(1+(-1)^{\mu}\right)\left(1+(-1)^{\nu}\right)}{4}\frac{(is_1\cos\varphi)^{\nu-\mu}(is_2\sin\varphi)^{\mu}}{(\nu-\mu)!\mu!}\frac{\partial^{\nu-\mu}}{\partial x_0^{\nu-\mu}}\frac{\partial^{\mu}}{\partial y_0^{\mu}}F(x_0,y_0,t)\right).$$

Теперь можно отождествить полученные ряды с разложением Тейлора:

$$\delta\varepsilon(x_0,y_0,u)=\frac{1}{2\pi}\left(\frac{\partial F}{\partial u}-\frac{u}{2}\Delta F(x_0,y_0,u)+\frac{u}{8\pi}\Delta^2\int_0^u\frac{tdt}{u^2-t^2}\int_0^{2\pi}\cos^2\varphi\sin^2\varphi d\varphi\cdot\int_0^{\sqrt{u^2-t^2}}ds_1\int_0^{\sqrt{u^2-t^2}}ds_2\cdot\right.$$
$$\left.\cdot\left[F(x_0+is_1\cos\varphi,y_0+is_2\sin\varphi,t)+F(x_0+is_1\cos\varphi,y_0-is_2\sin\varphi,t)+\right.\right.$$
$$\left.\left.+F(x_0-is_1\cos\varphi,y_0-is_2\sin\varphi,t)+F(x_0-is_1\cos\varphi,y_0+is_2\sin\varphi,t)\right]\right).$$

Несмотря на наличие комплексности в формуле ее результат является действительным. Ему можно также придать такой вид:

$$\delta\varepsilon(x_0,y_0,u)=\frac{1}{2\pi}\left(\frac{\partial F}{\partial u}-\frac{u}{2}\Delta F(x_0,y_0,u)+\frac{u}{8\pi}\Delta^2\int_0^u\frac{tdt}{u^2-t^2}\int_0^{2\pi}\cos^2\varphi\sin^2\varphi d\varphi\cdot\right.$$
$$\left.\cdot\int_{-\sqrt{u^2-t^2}}^{\sqrt{u^2-t^2}}ds_1\int_{-\sqrt{u^2-t^2}}^{\sqrt{u^2-t^2}}F(x_0+is_1\cos\varphi,y_0+is_2\sin\varphi,t)ds_2\right).$$

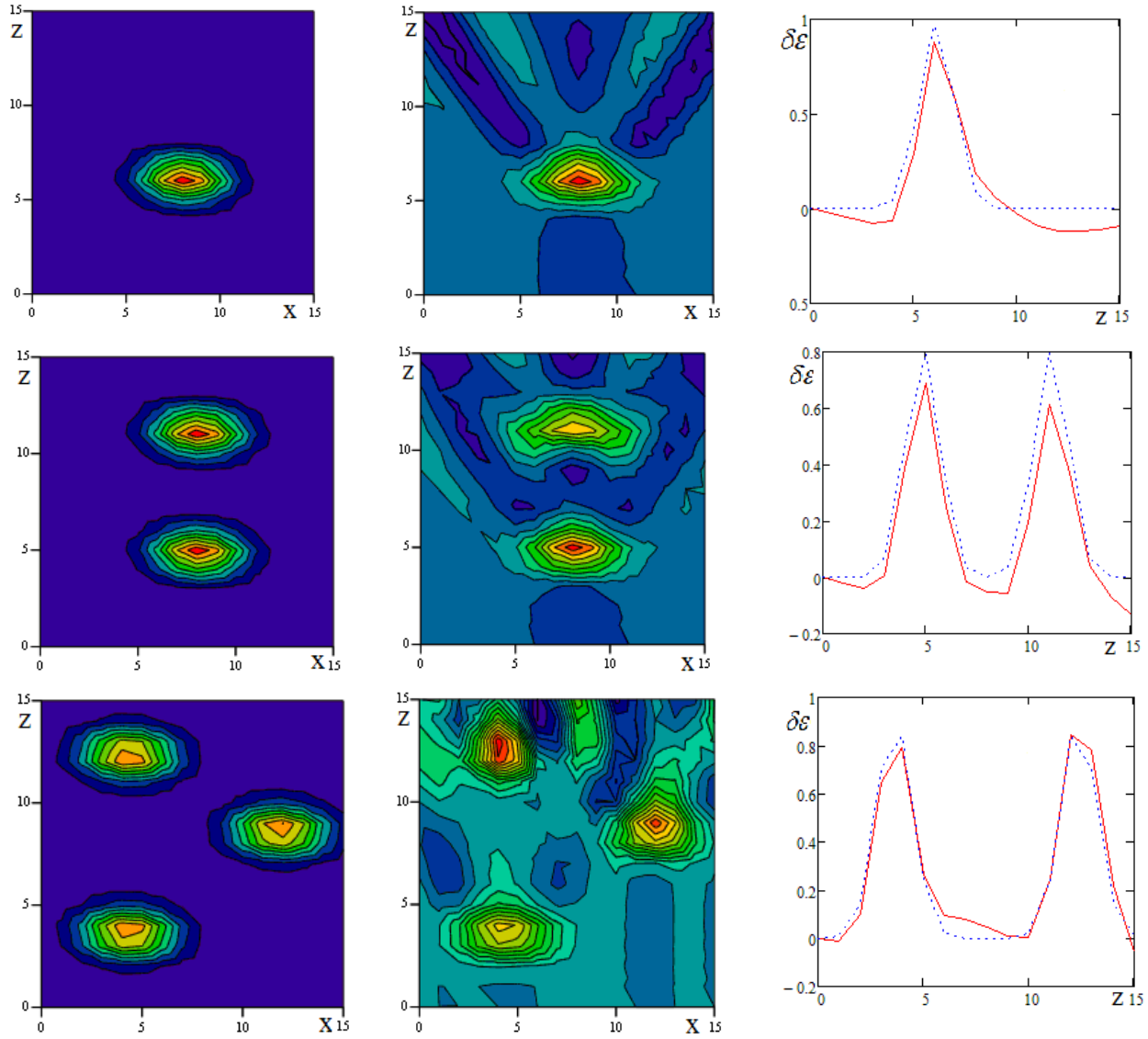
Освободиться от явной комплексности в выражениях можно с помощью приема «обращения времени», представив решение (1) как

$$\delta\varepsilon(x_0,y_0,u)=\frac{1}{2\pi}\left(\frac{\partial F}{\partial u}-\frac{u}{2}\Delta F(x_0,y_0,u)-u\sum_{n=0}\frac{1}{2^n n!(2n+4)!!}\int_u^{\infty}t\Delta^{n+2}F(x_0,y_0,t)\left(t^2-u^2\right)^n dt\right).$$

Тогда, повторяя выкладки, придем к виду

$$\delta\varepsilon(x_0,y_0,u)=\frac{1}{2\pi}\left(\frac{\partial F}{\partial u}-\frac{u}{2}\Delta F(x_0,y_0,u)+\frac{u}{8\pi}\Delta^2\int_u^{\infty}\frac{tdt}{t^2-u^2}\int_0^{2\pi}\cos^2\varphi\sin^2\varphi d\varphi\cdot\right.$$
$$\left.\cdot\int_{-\sqrt{t^2-u^2}}^{\sqrt{t^2-u^2}}ds_1\int_{-\sqrt{t^2-u^2}}^{\sqrt{t^2-u^2}}F(x_0+s_1\cos\varphi,y_0+s_2\sin\varphi,t)ds_2\right).$$

На рисунках представлены примеры имитационного моделирования: слева – двумерный срез исходного профиля, в центре – восстановленный профиль, справа – пример одномерного среза восстановленного профиля по глубине. Неоднородности среды моделировались различными комбинациями функций вида $Ae^{-\alpha_x(x-x_0)^2}e^{-\alpha_y(y-y_0)^2}e^{-\alpha_z(z-z_0)^2}$.



Список публикаций:
[1] Бардашов Д.С., Лосев Д.В. Метод итерированных ядер при распространении волн в плавно-неоднородных средах // Известия Вузов.Физика, 2013, № 8/2. – С. 32-34.
[2] Лихачев А.В. Алгоритмы томографической реконструкции. – Новосибирск, 2013.
[3] Якубов В.П., Лосев Д.В. Использование некогерентного излучения для томографии сред с поглощением // Журнал радиоэлектроники (электронный журнал), 2000, № 9, http://jre.cplire.ru/win/sep00/3/text.html
[4] Якубов В.П., Лосев Д.В. Восстановление внутренней структуры сильно поглощающих сред по ослаблению прошедшего излучения// Оптика атмосферы и океана, 1996, Т.9, № 10. – С.1367-1372.
[5] Бардашов Д.С., Лосев Д.В. Томография плавно-неоднородных сред в борновском приближении // Известия Вузов.Физика, 2013, № 8/2. – С. 177-179.
[6] Михлин С.Г. Лекции по линейным интегральным уравнениям. – М.: ГИФМЛ, 1959.
[7] Полянин А.Д. Справочник по линейным уравнениям математической физики. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001.
[8] Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. Интегралы и ряды. Элементарные функции. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002.

Использование некогерентного излучения для пассивного РСА

Махманазаров Рамдас Миршакарзода
Якубов Владимир Петрович
НИ ТГУ
E-mail: efemberg11@mail.ru

На сегодняшний день известно множество технологий радаров, использующие различные подходы для получения радиолокационного изображения или радио томограмм [1-8]. Радарная техника применяется в аэрокосмической, оборонной отрасли, в системах технического зрения, в целях навигации беспилотников, метеорологии и других.

Радары классифицируются по назначению (сканирование, слежение, навигация), по типу носителя (наземные, авиационные, морские), по характеру принимаемого сигнала (активные, пассивные), по частотному диапазону. В классических сканирующих радарах, источником излучения, как правило, является сам радар. В таком случае установка состоит из комплекса излучающей и приёмной частей, что приводит к увеличению веса и требуемым энергоресурсам. Кроме упомянутой реализации, существуют радары, не содержащие в себе комплекс излучающей части.

Радары с синтезированием апертуры (РСА) – позволяют получить высокое разрешение изображений. Это достигается за счет фокусировки, которая в свою очередь реализуется синтезированием длинной зондирующей апертуры. Для использования технологии РСА требуется, чтобы в каждой точке приема сохранялась фаза принимаемого излучения [2].

Основной идеей неизлучающих радаров является использование стороннего излучения. В качестве стороннего излучения могут быть использованы станции сотовой связи, теле-радио вещания, сигналы GPS, Wi-Fi, а также излучение, приходящее от космических объектов. Регистрируя опорную волну от стороннего источника и предметную волну, можно получить информацию о наблюдаемой области. Предметная волна в данном случае отражается от объектов, находящихся в сканируемом пространстве. Данная схема наблюдения подобна зрению человека. Так человек может наблюдать предметы, освещенные светом (сторонним источником).

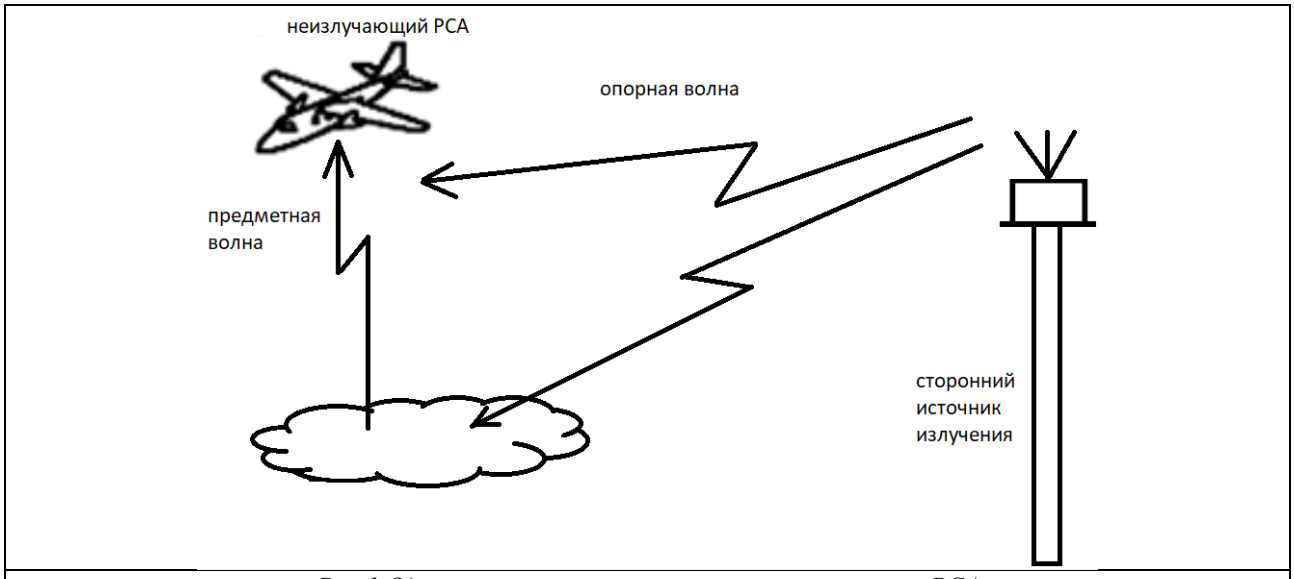


Рис.1 Одна из геометрических концепций пассивного РСА

Ключевой особенностью работы пассивных РСА является отсутствие изначальной информации о фазе зондирующего некогерентного излучения. При известных параметрах частоты и формы сигнала измеряется только амплитуда рассеянного излучения. Получение фазовой информации осуществляется различными способами, один из них рассмотрен для непрерывного излучения в работе [8].

В работе [3] изложены принципы инверсного SAR для моделирования сигналов, исходящих от пульсара и отраженных от объектов (например, астероиды), а затем зарегистрированных радиотелескопом на Земле. Благодаря когерентному излучению пульсаров, сигналы от них можно моделировать как монохроматические гауссовы импульсы, распределенные в сетке частотно-временных сигналов.

Авторами работы [4] была представлена технология пассивного РСА для обнаружения целей типа «воздух - воздух». В качестве демонстрации работоспособности технологии, авторы смоделировали

эксперимент, где источник излучения находился на земле, воздушная цель двигалась со скоростью 100 м/с на высоте 100 метров. САР находилась на высоте 1000 м перемещаясь параллельно цели с той же скоростью.

Еще одной из многих примеров использования излучения станций телевещания является работа [5]. Здесь в качестве статичной приемной апертуры выступают два DVB-T приемника преобразованные в SDR. Для синхронной работы двух DVB-T приемников, авторы соорудили термическую перемычку между двумя кварцевыми генераторами. По результатам исследования было продемонстрировано обнаружение статичных и движущихся объектов, с разрешением по дальности 150м.

Так же известны РСА, использующие излучение геостационарных спутников, например [6]. В данной работе описана концепция наземного бистатического РСА, использующего модифицированные алгоритмы обратных проекций для получения сфокусированного изображения. Авторам удалось провести сканирование окружающих объектов в пределах 100 м и восстановить радиоизображение.

В работе [7] рассмотрена оптимизация цифровой обработки при инверсном синтезе апертуры в неизлучающей радиолокационной системе. Представлены алгоритмы вычисления и выполнен сравнительный анализ скорости вычисления на центральном и графическом процессоре.

Помимо концепций, связанных с расположением источников излучения и приемной апертуры, важную роль играют математические алгоритмы, применяющиеся для решения обратной задачи восстановления изображения. Решение обратных задач представляет из себя процесс, требующий больших вычислительных и временных ресурсов. В этой связи ведутся работы по оптимизации и ускорению вычисляемых алгоритмов, предлагаются современные технологические решения [2,7-8].

В изложенных выше исследованиях, используемое стороннее излучение считается когерентным и заранее имеется информация о возможных формах опорного сигнала. В данной работе предлагается технология РСА, использующая некогерентную (псевдослучайную) пачку импульсов в качестве зондирующего сигнала.

При излучении некогерентной пачки импульсов, измеряемый сигнал во временной области можно записать как:

$$E(\vec{r},t)=\iiint_V j(\vec{r}_1)\frac{S_0(t-|\vec{r}_1-\vec{r}_0|/c)}{4\pi|\vec{r}_1-\vec{r}_0|}d^3\vec{r}_1 \quad (1)$$

где $S_0(t)$ функция, описывающая псевдослучайную последовательность импульсов, $\vec{r}$ - точка наблюдения, $j(\vec{r}_1)$ распределение источников. В случае точечного источника $j(\vec{r}_1)=j_0\delta(\vec{r}_1-\vec{r}_0)$. Таким образом измеряемое поле (1) можно зарегистрировать как:

$$E(\vec{r},t)=j_0\frac{S_0(t-|\vec{r}_1-\vec{r}_0|/c)}{4\pi|\vec{r}_1-\vec{r}_0|} \quad (2)$$

Подобная зависимость (2) асимптотически стремится к гиперболе и называется дифракционной гиперболой [2].

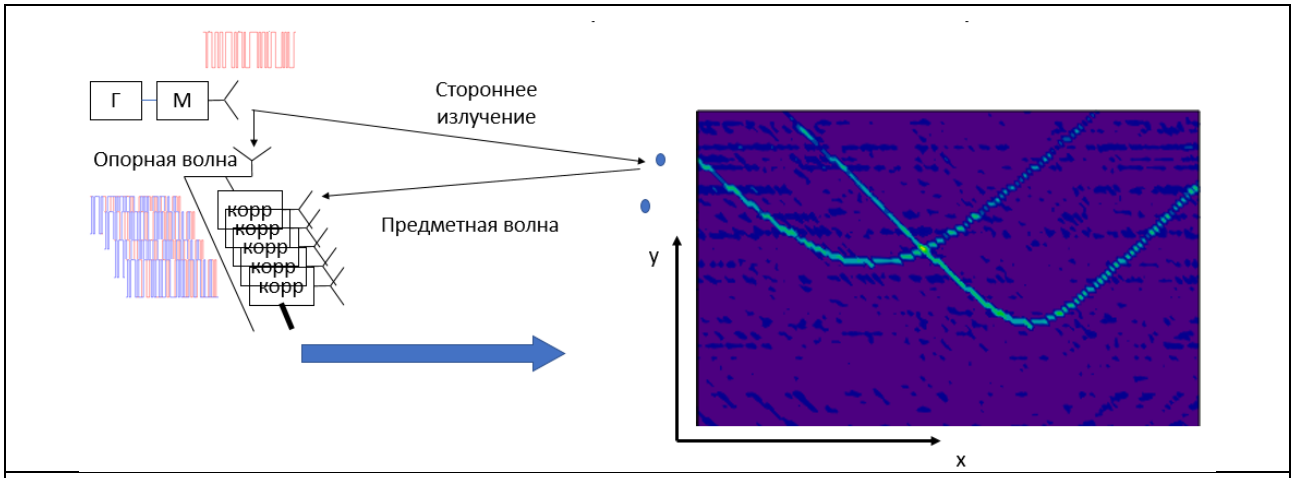


Рис.2 Геометрия прямой задачи

На рис. 1 представлена геометрия прямой задачи, а также профиль рассчитываемого поля (дифракционные гиперболы). В численной модели используется 64 приёмные точки, сигнал с которых коррелируется с опорной волной.

Обратная задача заключается в нахождении распределения источников $j(\vec{r_1})$, решение которой предлагается с использованием метода миграции во временной области и обратной фокусировки. При корректном расчете запаздываний опорной и предметной волны, достаточно просуммировать все значения сигналов по соответствующей гиперболе с учетом задержек.

Задав точку фокусировки $\vec{r_F}$, можно провести сканирование по всему интересующему пространству и записать:

$$U(\vec{r_F}) = \iiint_{V_1} j(\vec{r_1}) Q(\vec{r_1}, \vec{r_F}) d^3\vec{r_1} \tag{3}$$

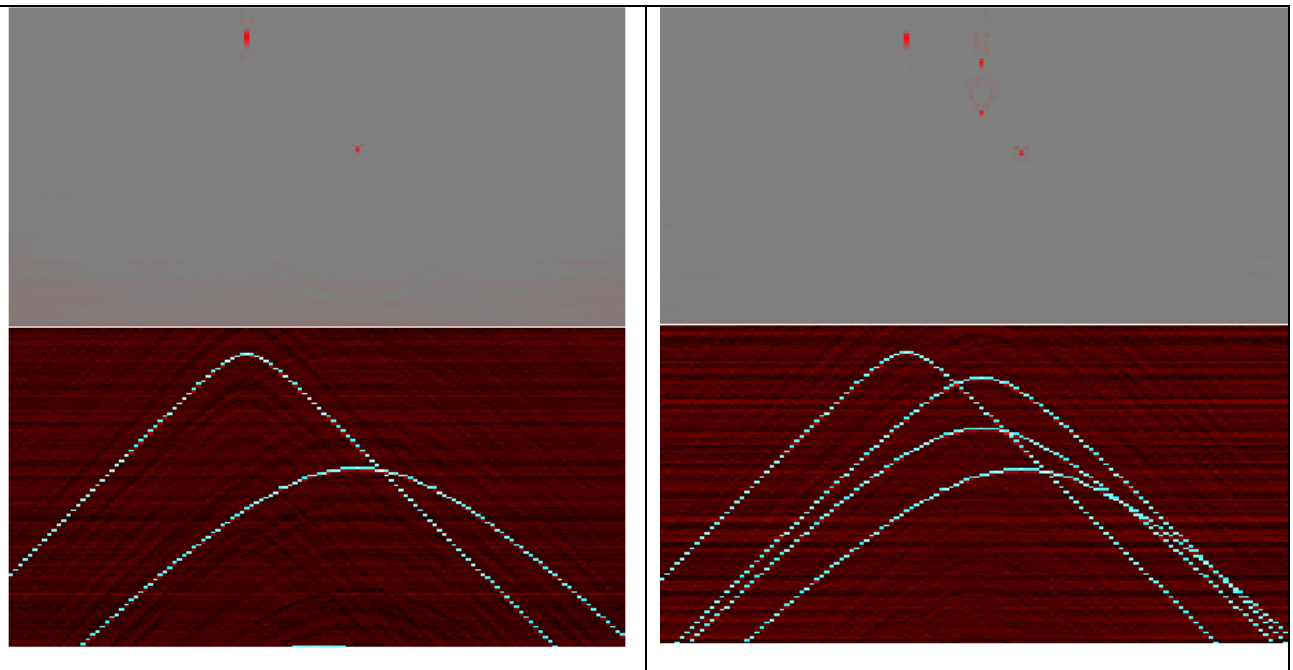
Где $Q(\vec{r_1}, \vec{r_F})$ - описывает реакцию на точечный источник и называется аппаратной функцией томографической системы (АФТС). При плотном заполнении синтезируемой апертуры и длинной зондирующей базе, АФТС можно записать как:

$$Q(\vec{r_1}, \vec{r_F}) \approx \delta(\vec{r_1} - \vec{r_F}) \tag{4}$$

С учетом изложенных приближений (4), можно записать решение для (3) методом миграции во временной области:

$$j(\vec{r_1}) \approx U(\vec{r_F}) = \sum_m E(\vec{r_m}, t_m = |\vec{r_m} - \vec{r_F}| / c) \tag{5}$$

Результат расчета (5) представлен на Рисунке 3.



а) б)

Рис 3. Восстановление распределения источников (сверху) и профиль принимаемого поля: а – для двух источников; б – для четырех источников;

Результаты моделирования демонстрируют возможность восстановления координат источников технологией синтезирования апертуры на случай использования некогерентной подсветки. При этом опорным сигналом выступает псевдослучайная последовательность импульсов. В дальнейшем планируется разработка экспериментальной установки для подтверждения полученных данных и оптимизация алгоритмов расчета.

Список публикаций:

[1] Bovenga F. Special Issue "Synthetic Aperture Radar (SAR) Techniques and Applications" // Sensors. 2020. V. 20. I.7. pp. 1851.

[2] Yakubov V. P., Shipilov S. E., Sukhanov D. Ya., Klokov A. V. Wave tomography / ed. by V. P. Yakubov. Tomsk: Scientific Technology Publishing House. 2017. 248 p.

[3] Lazarov A. Pulsar Emissions, Signal Modeling and Passive ISAR Imaging // Sensors. 2019. V.19(15). pp 3344.

[4] Sjögren et al. Simultaneous passive SAR imaging and detection of airborne targets // International Conference on Radar Systems (Radar 2017) Belfast, 2017. pp. 1-5.

[5] Feng et al. Passive bistatic radar using digital video broadcasting–terrestrial receivers as general-purpose software-defined radio receivers // Rev. Sci. Instrum. 2018. V. 89. pp. 104701

[6] Feng et al. Passive Bistatic Ground-Based Synthetic Aperture Radar: Concept, System, and Experiment Results // Remote Sens. 2019. V.11. pp. 1753.

[7] Ksendzuk A.V., Gerasimov P.A. Inverse assive synthetic aperture radar // Radiopromyshlennost. 2016. № 1. С. 33–37.

[8] Mulgrew B. Algorithms for passive SAR imaging // 2006 International Waveform Diversity & Design Conference – Lihue HI USA, 2006. pp. 1-6.

[8] Kolandasamy A.P., Makhmanazarov R.M., Kuzmenko I.Yu., Muksunov T.R., Yakubov V.P. Phase as the Basis for Wave Vision // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. 2019. V. 516. pp. 012058.

Определение степени загрязнения почв тяжелыми металлами по электромагнитному отклику

Волкова Мария Андреевна
Кочеткова Татьяна Дмитриевна
Национальный исследовательский томский государственный университет
E-mail: mvolk98@mail.ru

Загрязнение почвы является серьезной проблемой для экосистемы планеты. Для принятия своевременных мер по улучшению состояния почвы необходимо осуществлять периодический контроль, основанный на дистанционных методах зондирования. Основной проблемой использования данных дистанционного зондирования является получение информации о комплексной диэлектрической проницаемости почв [1].

Стоит отметить, что комплексная диэлектрическая проницаемость почвы зависит от влажности, температуры, засоленности, содержания глины или органических веществ [2]. Учет в дистанционных методах влияния данных составляющих позволит получить информацию о состоянии почвы с большей степенью точности. Исходя из вышесказанного, перед данной работой поставлена цель – создание методики выявления загрязнения почвы на фоне меняющейся влажности.

Основными тяжелыми металлами, активно загрязняющими почву, являются Cu и Ni. Ионы тяжелых металлов содержатся в почве в виде солей $CuSO_4$ (сульфат меди), $NiSO_4$ (сульфат никеля) – данные соединения были использованы в процессе эксперимента в концентрациях от 6 до 165 мг/кг. За основу выбрана легкая суглинистая почва, распространенная в Красноярском крае.

Для измерения электромагнитного отклика почв в широком микроволновом диапазоне был выбран коаксиально волноводный метод, так как он широкополосный, неразрушимый и является лучшим для испытуемых материалов с большими потерями (жидкости, полутвердые материалы). Эксперимент был проведен на основе методики, предложенной В.Л. Мироновым [3].

В ходе эксперимента были измерены модуль и фаза комплексного коэффициента передачи образцов при различной концентрации солей и влажности. Рассчитаны значения комплексной диэлектрической проницаемости. Случайная погрешность измерений для действительной части диэлектрической проницаемости составила приблизительно 6,19%, для мнимой приблизительно 8,16%. Построены графики зависимости, действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости от диапазона частот (0,1-18 ГГц), на котором производились измерения при помощи векторного анализатора цепей.

Согласно частотным зависимостям $\varepsilon'(f)$, $\varepsilon''(f)$ на рисунке 1, содержащих тяжелые металлы Cu в концентрациях 0, 35, 165 мг/кг с весовой влажностью образцов было установлено влияние концентрации примеси на диэлектрическую проницаемость.

Из рисунке 1 также видно, что частотные зависимости исследуемых образцов с содержанием Cu, образуют частотную дисперсию, проявляющуюся в уменьшении численных значений ε' с ростом частоты. Это может быть связано с тем, что структурные элементы смеси, участвующие в дипольной поляризации, все меньше успевают менять ориентацию с ростом частоты.

Частотная зависимость $\varepsilon''(f)$ обнаруживает возрастание с ростом частоты, что свидетельствует о приближении к области аномальной дисперсии, характеризующейся максимумом поглощения электромагнитной энергии.

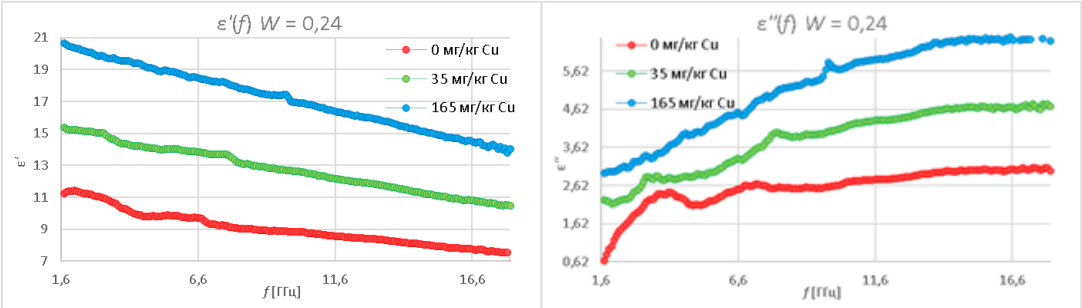


Рис. 1 Зависимость ε ′(f), ε ″(f) при влажности образцов W = 0,24 г/г и различной концентрации Cu

Зависимости ε'(*W*), ε"(*W*) для образцов, содержащих Cu, Ni в концентрациях 6, 65, 165 мг/кг на рисунке 2 показали, что внесение примеси в образец увеличивает количество связанной влаги в нем, при 165 мг/кг Cu $W_{свmax}$ = 0,1822, а для 165 мг/кг Ni $W_{свmax}$ = 0,1657. Увеличение в образце связанной влаги объясняется тем, что соли $CuSO_4$ и $NiSO_4$ при увлажнении образуют кристаллогидраты. А относящаяся к кристаллогидратам вода является кристаллизационной и находится в группе химически связанной влаги. Тем самым, количество связанной влаги

растет. Различие $W_{свmax}$ для образцов с $CuSO_4$ и NiSO4 обусловлено разным количеством молекул, связанных кристаллогидратами той или иной соли.

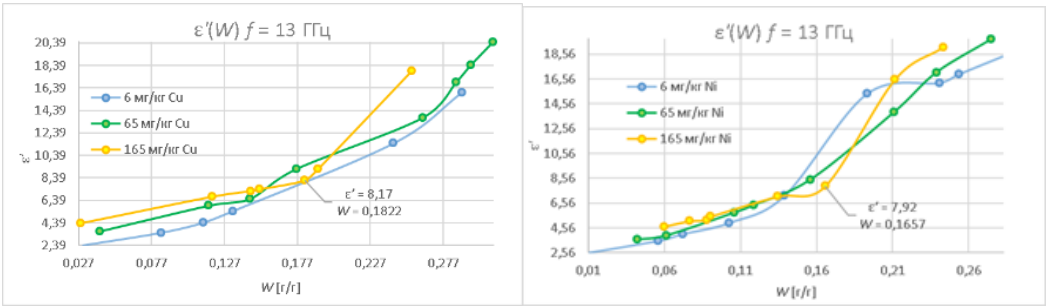


Рис. 2 Зависимость ε′(W) образца при разных концентрациях Cu, Ni

Так как добавление примеси вносит изменение в зависимость диэлектрической проницаемости от влажности, можно оценить содержание соли по изменению диэлектрической проницаемости при изменении влажности.

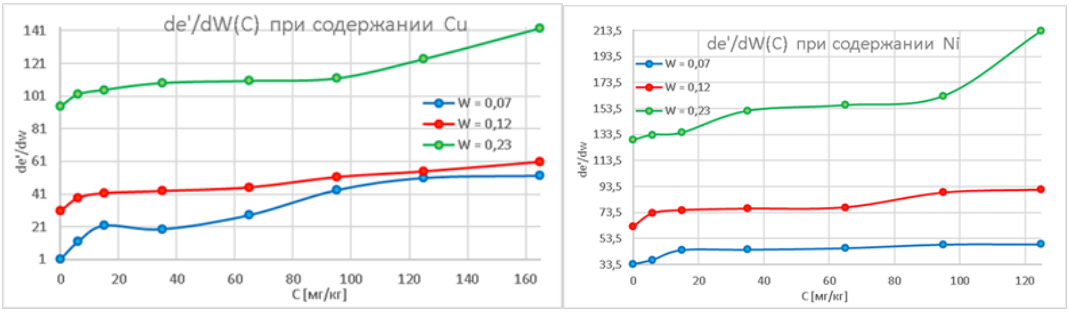


Рис. 3 Зависимость скорости роста ε′ при изменении W от концентрации Cu, Ni

Это видно на рисунке 3. Эта зависимость неравномерно, но неуклонно возрастает. Наличие участков с различной скоростью роста еще предстоит объяснить. Влияние солей никеля заметно больше.

Чтобы определить содержание примеси, нужно измерить ДП при двух разных влажностях, вычислить $d\varepsilon'/dW$, и по графику оценить концентрацию металла.

Заключение. Частотные зависимости засоленных образцов имеют качественно похожий характер, проявляющийся для увлажненных образцов в уменьшении численных значений действительной части диэлектрической проницаемости с ростом частоты.

Влажностные зависимости для образцов, содержащих тяжелые металлы Cu и Ni, показали, что внесение примеси в образец увеличивает количество связанной влаги в нем, при 165 мг/кг Cu $W_{свmax}$ = 0,1822, а для 165 мг/кг Ni $W_{свmax}$ = 0,1657.

Увеличение в образце связанной влаги объясняется тем, что соли сульфата меди и никеля при увлажнении образуют кристаллогидраты. А относящаяся к кристаллогидратам вода является кристаллизационной и находится в группе химически связанной влаги. Тем самым количество связанной влаги растет.

Различие $W_{свmax}$ для образцов с Cu и Ni обусловлено разным количеством молекул, связанных кристаллогидратами той или иной соли.

Так как добавление примеси вносит изменение в зависимость диэлектрической проницаемости от влажности, можно оценить содержание соли по изменению диэлектрической проницаемости при изменении влажности.

Это видно на графиках зависимости $d\varepsilon'/dW$ и $d\varepsilon''/dW$ от концентрации примеси. Эта зависимость неравномерно, но неуклонно возрастает.

Наличие участков с различной скоростью роста еще предстоит объяснить. Влияние солей Ni заметно больше.

Список публикаций:

[1] Конев А. В., Буре В. М. // Применение средств дистанционного зондирования Земли в сельском хозяйстве: Материалы II Всероссийской научной конференции. Санкт-Петербург, 26–28 сентября 2018 г.

[2] Егоров Ю. В. Судницын И. И., Бобков А. В., Кириченко А. В. // Почвоведение. 2013. № 3. С. 315–321.

[3] Миронов В. Л., Комаров С. А., Лукин Ю. И., Шатов Д. С. // Радиотехника и электроника. 2010. Т. 55. №12. С. 1465-1470.

Анализ и реализация традиционной системы слежения за сигналами в GPS - приёмнике

Кануж Мохамад Мотаям
Клоков Андрей Владимирович
Томский государственный университет
E-mail: motayamkanouj84@stud.tsu.ru

Аннотация. В GPS приёмнике традиционная система слежения за сигналами выполняется цепями фазовой автоподстройки (ФАП), автоподстройки частоты (АПЧ) и слежения за задержкой (ССЗ). В работе проанализирован и реализован традиционный метод слежения за радионавигационными параметрами принятого GPS-сигнала в приёмнике. Прием сигналов со спутников на частоте *L1* (1575,420 МГц) осуществлялся устройством программно-определяемой радиосистемы, обработка данных была реализована в среде MATLAB.

Ключевые слова: GPS, ФАП, АПЧ, ССЗ, радионавигационные параметры, *C/A* код, Доплер.

Введение. Главной целью GPS приёмника является решение навигационной задачи, т.е. формирование оценок координат и скорости движения потребителя. Для решения навигационной задачи применяют много методов. Для реализации этих методов предварительно необходимо сформировать оценки радионавигационных параметров (РНП) принимаемого сигнала: кодовую задержку, начальную фазу несущей и смешение частоты Доплера. Эти параметры формируются в системе слежения (СС) за сигналом. В GPS приёмнике основной целью СС за сигналами является синхронизация принятого сигнала с сигналом опорного генератора приёмника. В бытовом GPS приёмнике различают две цепи слежения: одна выполняет слежение за несущей частотой методом фазовой автоподстройки (ФАП) и/или автоподстройки частоты (АПЧ), а другая – цепь слежения за задержкой (ССЗ). Качество оценок РНП играет важную роль в определении точности навигационного решения [1]. Поскольку система слежения за сигналами лежит в основе работы приемника в целом, следовательно, разработка и анализ характеристик этой системы являются актуальными.

Целью данной работы является реализация традиционных цепей слежения за РНП для демодуляции навигационных сообщений.

Традиционная СС. Эта система выполняет слежение за несущей цепью ФАП и/или АПЧ и за кодовой задержкой цепью ССЗ. Она состоит из корреляторов, дискриминаторов РНП, сглаживающих фильтров и опорных генераторов, как показано на *рис.1* [1-3].

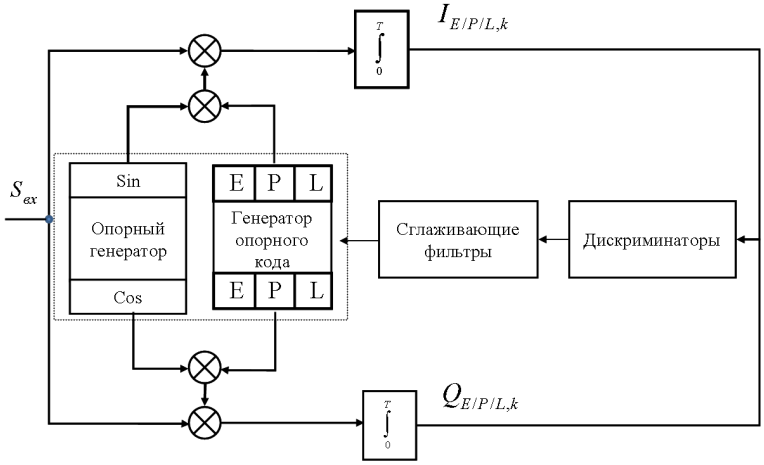


Рис.1 Структурная Схема традиционной СС

Дискриминаторы РНП вычисляют рассогласование между оценками РНП и значениями этих параметров в сигнале опорного генератора. Цель сглаживающего фильтра состоит в том, чтобы уменьшить шум для получения точных оценок РНП принятого сигнала на его выходе. Порядок этого фильтра и его полоса пропускания также определяют его реакцию на условия приёма сигнал.

Как показано на *рис.1* ССЗ реализуется корреляцией входного дальномерного кода с тремя генерируемыми локальными копиями: точный код (англ. Prompt, *P*); ранний код (англ. Early, *E*); поздний код (англ. Late, *L*). Ранний код опережает точный на $\Delta\tau / 2$; поздний код – запаздывает на $\Delta\tau / 2$; ранний относительно позднего сдвинут по времени на $\Delta\tau$. Обычно $\Delta\tau$ составляет период одного чипа дальномерного кода, т.е. 1 мкс [1].

В системе слежения за несущей можно выделить два наиболее важных параметров, характеризующих СС [1,2]: 1) тепловой шум, который связан с полосой пропускания сглаживающего фильтра; 2) динамическая нагрузка, вызванная физическими свойствами взаимного движения вдоль линии визирования спутник-приёмник [1]. Алгоритм дискриминатора цепи слежения за несущей определяет тип цепи слежения как ФАП или АПЧ. Дискриминаторы ФАП являются наиболее точными, но они более чувствительны к погрешности динамической

нагрузки, чем АПЧ. Дискриминатор ФАП производит оценку рассогласования по фазе несущей. Однако дискриминатор АПЧ оценивает рассогласование по частоте Доплера. В связи с этим сглаживающие фильтры ФАП и АПЧ имеют разные архитектуры. К тому же, существует парадокс, который необходимо учитывать при проектировании цепей слежения за несущей [1]: Работа в условиях высокой динамики взаимного движения спутник-приемник требует следующее: 1) использование АПЧ; 2) увеличение ширины полосы пропускания сглаживающего фильтра; 3) уменьшение времени когерентного накопления. Однако работа в условиях высокого уровня шума требует: 1) использование ФАП; 2) уменьшение ширины полосы пропускания сглаживающего фильтра; 3) увеличение времени когерентного накопления. Для разрешения данного парадокса предлагается новая схема СС, в которой цепи ФАП и АПЧ комбинируются для повышения производительности слежения за несущей в целом [4]. Данная схема выполняет совместные оценки фазы несущей и смещения Доплера.

Реализация слежения за GPS сигналами. В этой работе предлагается АПЧ второго порядка в комбинации с ФАП третьего порядка в качестве СС за несущей. Также предлагается ССЗ второго порядка в качестве СС за задержкой. Параметры всех цепей представлены в таблице. [1].

Параметр	ФАП	АПЧ	ССЗ
Полоса пропускания	18 Гц	4 Гц	2 Гц
T		1 мс	
Алгоритм дискриминатора	$\operatorname{arctg}\frac{Q_{p,k}}{I_{p,k}}$	$\frac{\operatorname{arctg}\left[\frac{I_{p,k-1}Q_{p,k}-I_{p,k}Q_{p,k-1}}{I_{p,k-1}I_{p,k}+Q_{p,k-1}Q_{p,k}}\right]}{T}$	$\frac{1}{2}\frac{E-L}{E+L}$

где $E=\sqrt{I_{E,k}^2+Q_{E,k}^2}$; $L=\sqrt{I_{L,k}^2+Q_{L,k}^2}$; k – дискретный момент времени; T – время когерентного накопления; $I_{p,k-1}$ и $I_{p,k}$ – точные составляющие синфазной компоненты на выходе коррелятора в два периода накопления $k-1$ и k; $Q_{p,k-1}$ и $Q_{p,k}$ – точные составляющие квадратурной компоненты в моменты $k-1$ и k; $I_{E,k}$, $Q_{E,k}$ – ранние составляющие синфазной и квадратурной компонентов в момент k; $I_{L,k}$, $Q_{L,k}$ – поздние составляющие синфазной и квадратурной компонентов в момент k.

Следует отметить, что выбранные дискриминаторы являются оптимальными по методу максимального правдоподобия при приёме сигнала на фоне белого гауссовского шума [1]. Также выбранные полосы пропускания являются оптимальными при работе в низких динамических условиях [4].

Эксперименты и результаты. С использованием устройства программно определяемой радиосистемы (модель SDRplay RSPdx) сигналы со спутников GPS на частоте *L1* были приняты. Сигналы со спутника № 6 были обработаны. На *рис. 2* приведены результаты обработки данных. Рисунок показывает оценки смещения Доплера, сигналы на выходах дискриминаторах, а также символы навигационного сообщения, декодированного в ходе слежения за РНП. Из выходных сигналов дискриминаторов можно отметить, что:

- Среднее отклонение (погрешность) рассогласования по фазе несущей на выходе дискриминатора ФАП составляет около 2º. Эта величина не превышает порог срыва слежения в ФАП, составляющий 15º [1];
- Среднее отклонение рассогласования по частоте Доплера на выходе дискриминатора АПЧ составляет около 10 Гц. Эта величина меньше чем порог срыва слежения в АПЧ, составляющий $1/12T$, т.е. 83 Гц [1];
- Среднее отклонение рассогласования по кодовой задержке на выходе дискриминатора ССЗ составляет около 0,05 периода чипа C/A кода. Эта величина меньше чем порог срыва слежения в ССЗ, составляющий половину периода чипа, т.е. 0,5 мкс [1].

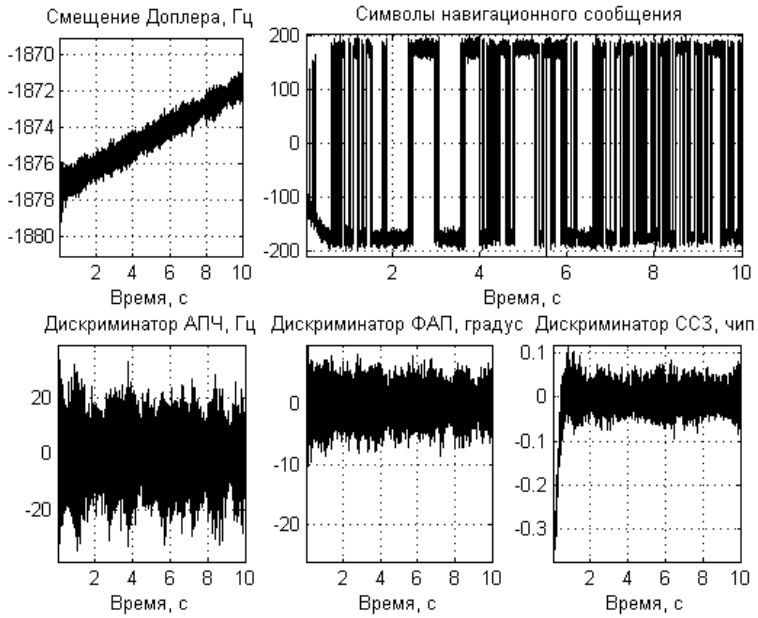


Рис. 2. Результаты слежения за сигналом спутника № 6

Заключение. В работе представлен традиционный метод слежения за сигналом GPS. Реализована комбинированная СС за несущей с помощью совместной работы АПЧ и ФАП. Это позволяет выполнять совместные оценки фазы несущей и смещения Доплера. Данная работа открывает исследовательские возможности для повышения производительности систем слежения за сигналами GPS в разных условиях приёма сигнала.

Список публикаций:

[1] Understanding GPS: Principles and Applications 2 ed. / E. D. Kaplan and C. G. Hengarty. – London: Artech House, 2006. – 703
[2] Перов А. И, Харисов В. И. ГЛОНАСС. Принципы построения функционирования. М.:Радиотехника, 2010. – 800 с.
[3] A software defined GPS and Galileo receiver / K. Borre, D. M. Akos, N. Bertelsen, P. Rinder, S. H. Jensen. Boston: Birkhauser, 2006, pp. 176.
[4] Ward. P. W. // Proc. of ION GPS 1998. – Nashville, TN, USA, 1998. – P. 783–795.

Динамическая рефракционная модель ледового покрова для сигналов навигационных спутников диапазона L1

Макаров Даниил Сергеевич,
Сорокин Анатолий Васильевич

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук»

E-mail: ikivt@yandex.ru

Динамика состояния пресноводного озерного льда определяется сезонными метеорологическими процессами, ландшафтными особенностями и географическим расположением водоема. Основными фазами изменений состояния льда являются ледостав с нарастанием толщины льда, стационарное зимнее состояние и весенний прогрев ледового покрова с постепенным насыщением водой и таянием. Значительное различие комплексной диэлектрической проницаемости воды и льда в диапазоне сигналов навигационных спутников L1 (1,6 ГГц) позволяет создать рефракционную модель для использования в мониторинге состояния ледового покрова. в стадии промерзания, стационарного зимнего состояния, при нагреве и таянии.[1]

В годичном цикле льда имеются 3 периода: ледостав, стационарное зимнее состояние и весеннее таяние. Длительность периодов варьируется в зависимости от метеорологических ландшафтных условий. Ледовый покров имеет 3 границы раздела: воздух-снег (Воз-С), снег-лед (С-Л) и лед-вода (Л-Вод). Рассмотрен упрощенный вариант рефракционной модели ледового покрова без снежного слоя с двумя границами раздела: воздух-лед (ВЛ) и ЛВ. Три фрагмента состояния льда представлены на Рис.1: ледостав - a), зимнее стационарное - b), и весеннее, таяние – c).

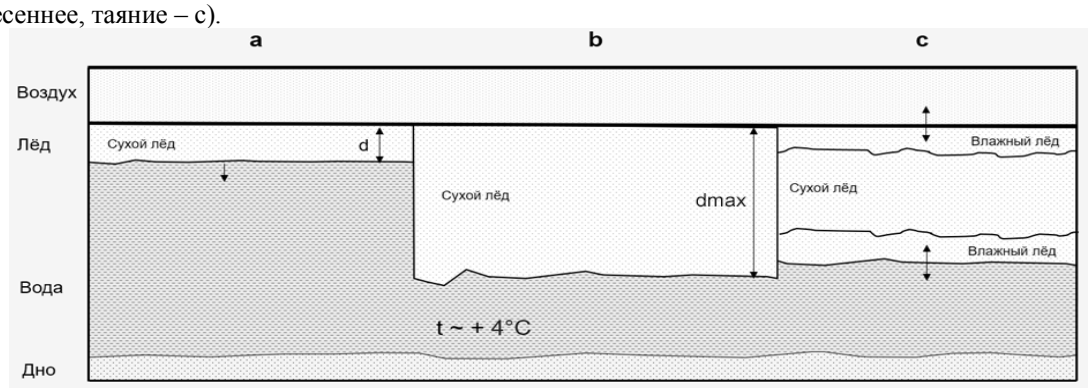


Рис.1. Динамика озерного состояния льда: a) ледостав, b) зимнее стационарное, c) весеннее, таяние.

Граница раздела (Воз-Л) обеспечивает процессы теплового обмена воздуха со льдом и канал нагрева солнечным излучением. Граница (Л-Вод) имеет тепловой контакт с водой. Обе границы раздела имеют вертикальное направление тепловых потоков. В осенний-зимний период оба потока направлены вверх, весной, в период прогрева поток через границу (Воз-Л) меняет направление на противоположное. На границе (Л-Вод) температура стабильна вблизи 0° С. Тепловой поток в объем льда обеспечивается верхним замерзающим слоем воды.

Основные радиофизическими характеристики пресных воды и льда существенно различаются. Комплексные диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ и показатель преломления $n = \alpha + i\beta$ в диапазоне1,5 - 1,6 ГГц при температурах 0° С имеют следующие значения действительной и мнимой частей. Лед: $\varepsilon' \sim 3,0$ -3,2, и $\varepsilon'' \sim 0,0003$, $\alpha \sim 1,75$, $\beta \sim 0$. Вода: $\varepsilon' \sim 86$ и $\varepsilon'' \sim 7$, $\alpha \sim 9,27$, $\beta \sim 2,65$. Характеристики влажного льда как смешанного диэлектрика из ледяных зерен и жидкой воды при температурах ниже 0ºС слабо взаимодействуют, что позволяет рассчитать эффективную диэлектрическую проницаемость льда для разных сезонных состояний.

Характерные средние размеры: толщины d ледовых покровов пресноводных водоемов - 1см <d <1- 2 м; микрокристаллов льда и микрообъемов воды - a ≤ 0,1-1см. Длины волн λ сигнала несущей частоты в диапазона L1: GPS – 19,04 см, ГЛОНАСС – (18,8 -18,9) см. Соотношения характерных линейных размеров ледовых покровов озерных пресноводных водоемов Сибири и длин волн несущей частоты навигационных спутников, следующие: $a/\lambda << 1$, $d/\lambda \leq$ или >1.

Действительная часть КДП ε_{wi} влажного слоя льда определяется выражением:

$$(\varepsilon'_{wi})^{\gamma} = W_{л}(\varepsilon'_{л})^{\gamma} + W_{в}(\varepsilon'_{в})^{\gamma}, \quad (1)$$

где $W_{л}$, $W_{в}$ - объемные доли льда и воды в смеси вода+лед, γ - коэффициент, изменяется в интервале $0 < \gamma \leq 1$, определяется экспериментально или из теоретических предпосылок [2]. Действительная и мнимая части комплексных значений ε и n определяются соотношениями:

$$\varepsilon' = \alpha^2 - \beta^2, \varepsilon'' = 2\alpha\beta,$$

(2)

Показатели преломления и поглощения соответственно связаны выражениями:

$$\alpha = \sqrt{(\sqrt{(\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2)} + \varepsilon')} / \sqrt{2} \text{ и } \beta = \sqrt{(\sqrt{(\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2)} / \sqrt{2}} \quad (3)$$

Появление в структуре льда жидкой воды значительно изменяют рефракционные характеристики льда. Степенной коэффициент γ позволяет корректировать отклонения зависимости ε′, связанной с поверхностно-координированными молекулами воды в капсуле на поверхности льда. Известно, что комплексная диэлектрическая проницаемость поверхностно координированной воды меньше объемной [2]. Зависимости ε′ от объемного содержания жидкой фазы воды достаточно заметны при $W_в > 0{,}2$.

Регистрация интерференционных рефлекторгамм (ИР) ледовых покровов осуществлялась по классической схеме [3] с использованием приемника МРК-32Р, изготовитель НПО «Радиосвязь», и портативного специализированного приемника-регистратора НСРП-04, изготовитель ООО «Инжиниринговое бюро Феникс», г. Красноярск. Использовался комплект антенн приема сигналов с линейной и правой круговой поляризациями. В точке расположения антенны формируется интерференционное поле в результате суперпозиции прямой волны и волн, однократно отраженных от границы раздела (Воз-Л) и волны, преломленная на границе (Воз-Л), дважды прошедшей в слое льда и границы раздела –(Воз-Л). Примеры ИР приведены на Рис. 2. Регистрация ИР в случае d) осуществлялась при наличии поверхностных лужиц воды.

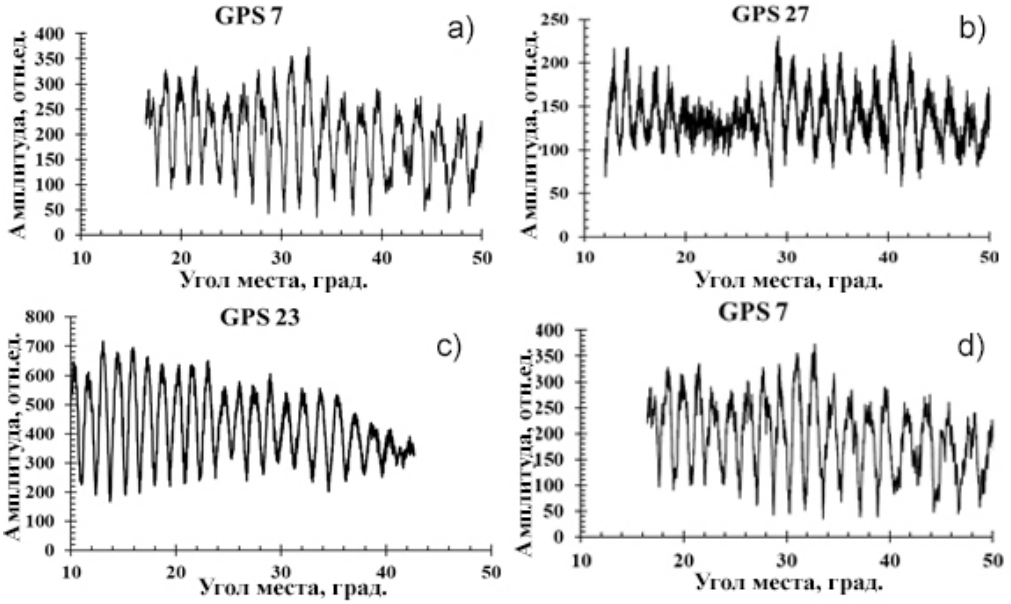


Рис 2. ИР ледовых покровов различных состояний льда: a) 03.11.2018, толщина льда 4.2см (новообразованный лёд) b) 31.03.2019, толщина льда 105см (влажный лёд) c) 02.04.2017, толщина льда 64см (сухой лёд) d) 20.04.2019, толщина льда 80см (влажный лед).

ИР имеют визуально различимую структуру модуляции и заметные особенности изменения амплитуды. Параметры ИР определяются состоянием поверхности льда, его толщиной и влажностью. Пространственно-временные изменения амплитуды суммарного сигнала формируются наложением прямого и зондирующего сигналов. Характеристики интерференционного поля вблизи поверхности водоема с ледовым поровом содержат информацию о состояния границ раздела, толщине льда, количестве и распределении талой воды в его объеме.

Список публикаций:

[1] А.В. Сорокин, Е.В. Кузьмин, Д.С. Макаров, Д.В. Харламов // Рефлектометрия ледовых покровов при различных сезонных состояниях по сигналам навигационных спутников Материалы VII Международной научной конференции Красноярск, 29 сентября – 2 октября 2020 г. С. 286-289.

[2] Torgovnikov G.I. // Dielectric Properties of Wood and Wood Based Materials. – Berlin, Springer – Verlag. – 1993. – 194 p.

[3] М.И. Михайлов, К.В. Музалевский, В.Л. Миронов. Измерения толщины льда на пресноводном пруде и реке с использованием сигналов ГЛНАСС и GPS. Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса,2017. Т 14, № 2, 167-174.

Амплитудно-временные зависимости сигналов навигационных спутников диапазона L1 после прохождения крон отдельных деревьев

Харламов Дмитрий Валентинович,
Сорокин Анатолий Васильевич
Федеральный исследовательский центр
«Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук

*E-mail: ikivt@*yandex.ru

Изучение особенностей взаимодействия сигналов навигационных спутников (НС) с отдельными деревьями дает возможность получить экспериментальные данные о характеристиках прошедшего сигнала. Потери мощности сигналов (НС) в точке расположения приемной антенны обусловлены процессами поглощения элементами деревьев, интерференцией и дифракцией когерентного сигнала на пространственных неоднородностях объема, занимаемого кроной и стволом дерева. Регистрируемые угловые координаты НС позволяют получить амплитудно-временные зависимости (АВЗ) сигналов радиопросвечивания в разных проекциях.

Глобальные навигационные спутниковые системы (ГНСС) имеют значимый для мониторинга земных покров ресурс – когерентные и поляризованные радиосигналы частотногоо диапазона L1, проходящие околоземное пространство с ионосферой и атмосферой и взаимодействующее с земными покровами. Изменения характеристик сигналов навигационных спутников (НС) в процессах поглощения и рассеяния в объеме сред земных покровов, отражения на границах раздела измеряемы и позволяют восстанавливать значимые для практики электрофизические характеристики этих сред. Существует много факторов, влияющих на распространение радиоволн в лесном покрове, обусловленных структурными особенностями древостоя и отдельных деревьев, сезонными изменениями их электрофизических характеристик [1].

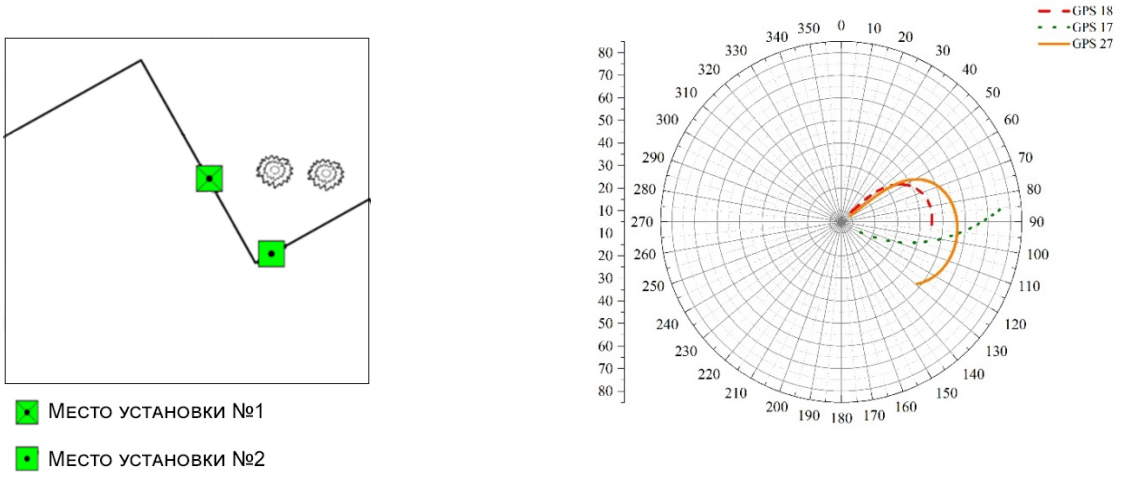
Пространственно-временные координаты положения навигационных спутников в сочетании с координатами расположения антенны и границы лесного массива позволяют однозначно определить траекторию трассы прохождения сигнала (НС) сквозь лесной полог и перемещения рассеивающего объема лесного полога. Это обстоятельство дает возможность определить коэффициент погонного ослабления сигнала с координатной привязкой и восстанавливать эффективную комплексную диэлектрическую проницаемость (ЭКДП), связанную с биомассой и влажностью древостоя [2].

Проведен ряд сеансов регистрации ослабленных сигналов НС двумя близко стоящими деревьями. Использована аппаратура МРК-32Р с штатной антенной, принимающей сигнал с право круговой поляризацией и специализированный четырехканальный приемник - регистратор для измерений поляризационных характеристик прошедшего сигнала. Высота расположения антенны над уровнем почвы варьировалась в пределах высоты дерева. Продолжительность каждого сеанса непрерывной регистрации составляла 3 часа. Сигналы сканировали кроны елей в секторах углов азимута и возвышения НС 90° и 80° соответственно. Специализированный приемник обеспечил регистрацию сигналов НС GPS, ГЛОНАСС, Galileo, QZSS.

Проведены тестовые измерения АВЗ для получения «теневого портрета» двух близко расположенных елей (Рис.1) вблизи здания Института физики с вариациями расположения антенны на двух высотах 6 и 9 м и ортогональным горизонтальным расположением относительно друг друга.

Рис. 1. Фотография крон елей у северо-восточной стены Института физики

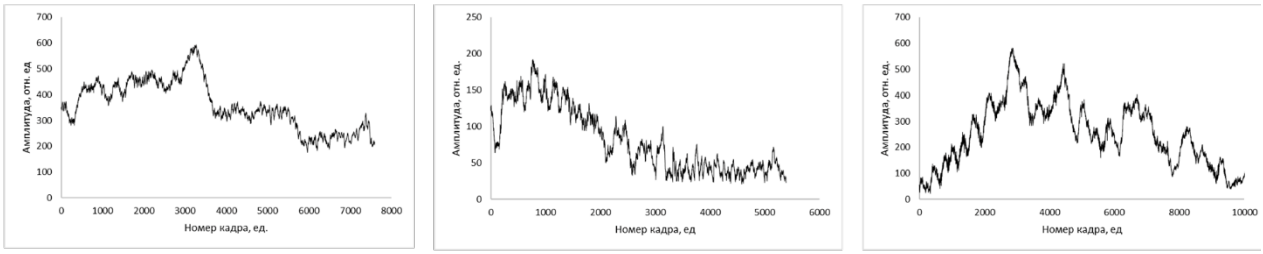
Получены массивы данных о сигналах НС, просвечивающих кроны в различных направлениях и сечениях. Горизонтальная схема размещения антенн представлена на (Рис.2).



а) б)

Рис.2 Схема размещения антенн и деревьев -а) и полярная диаграмма траекторий НС б)

Зондирующие сигналы навигационных спутников сканировали кроны елей в интервалах угловых координат НС с азимутом 50º - 130º и углом возвышения 10º - 70º с расположением антенны на высотах 6 и 9 метров.. Примеры вариаций АВЗ сигналов представлены на (Рис.3).



а) б) в)

Рис. 3. Результаты регистрации сигналов НС в различных точках размещения антенны: а) место 1 – GPS 18, высота 9м; б) место 2 – GPS 17, высота 6 м; в) место 1 - GPS 27, высота 6 м.

Получены массивы данных о сигналах НС, просвечивающих кроны вдоль (место № 1) и перпендикулярно (место № 2) плоскости, проходящей через стволы елей. в различных сечениях. Выявлены и различия АВЗ сигналов в точках расположения приемной антенны, обуслвленные траекторий движения НС, и высотой расположения антенны. Вариации АВЗ связаны с различием пространственного распределения ЭКДП крон деревьев и ствола, зависящей от объемных долей и влажности воздуха и древесинного вещества ствола и кроны в объеме, занимаемым деревом [3].. Использование «теневых» проекций радиопросвечивания дерева в широком диапазоне азимута и углов возвышения НС имеет перспективу разработки восстановления структуры ЭКДП крон отдельного дерева и древостоя в целом.

Список публикаций:

[1]. Попов В.И. Распространение радиоволн в лесах. – М.:Горячая линия – Телеком, 2015. – 392с.: ил.

[2]. Сорокин А.В., Подопригора В.Г., Макаров Д.С., Харламов Д.В., Балтайс В.В. Ориентационная упорядоченность элементов дерева в модели диэлектрической проницаемости древостоя. Известия высших учебных заведений. Физика. 2020. Т. 63. № 2 (746). С. 50-54.

[3. Способ определения коэффициентов погонного ослабления сигналов навигационных космических аппаратов в лесном массиве с координатной привязкой Сорокин А.В.Макаров Д.С., Савин И.В., Фомин С.В. Харламов Д.В Пат. 2 682 718 Российской Федерации. МПК G01S 19/03 (2010.01). опубл. 21.03.2019, Бюл. № 9. 8

Пересмотренная оценка степени ослабления электромагнитного поля в условиях нарушенного полного внутреннего отражения

Багреев Глеб Анатольевич
Беличенко Виктор Петрович
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail: covergan@gmail.com, bvp@mail.tsu.ru

1. Аномальная скорость распространения связанного электромагнитного поля

В рамках современного классического электромагнетизма проводится четкое различие между связанным и свободным состоянием электромагнитного поля. Связанное поле возникает после появления зарядов и токов в излучателе. Причем его структура зависит от скорости движения зарядов (токов), оно "связано" с излучателем и исчезает одновременно с исчезновением зарядов и токов. Свободное поле, в отличие от связанного, существует и после "выключения" излучателя и является доминирующим в дальней зоне излучателя. Его структура определяется ускорением движения зарядов в излучателе. Многочисленные теоретические и экспериментальные исследования показали, что связанное поле преобладает в ближней зоне источника в области, составляющей менее одной шестой длины волны электромагнитного излучения. Вместе с тем, систематическое экспериментальное изучение особенностей распространения электромагнитных полей в ближней зоне начало проводиться сравнительно недавно. В частности, в работах [1-3] проведены измерения запаздывания связанной компоненты электромагнитного поля как функции расстояния между излучающей (на частоте 125 МГц) и приемной рамочными антеннами специальной конструкции. Авторы установили, что аномальная скорость распространения связанных электромагнитных полей (значительно превышающая скорость света) наблюдалась в ближней зоне (до 0,6 м). Следует отметить, что явление аномально малого запаздывания электромагнитного поля в ближней и френелевской зонах антенн экспериментально исследовано и в целом ряде других работ. Однако достаточно цельная система представлений о движении энергии в ближней зоне излучателя электромагнитного поля (особенно в режиме нестационарного излучения) на сегодняшний день еще не выработана [4].

2. Степень ослабления электромагнитного поля в условиях нарушенного полного внутреннего отражения

Не менее любопытная ситуация сложилась после опубликования Г. Нимтцем статьи [5], в которой утверждалось, что в условиях нарушенного полного внутреннего отражения сверхвысокочастотное (СВЧ) излучение способно мгновенно туннелировать через однородный фотонный барьер, образуемый небольшим промежутком между параллельными большими гранями двух прямоугольных призм. С ним в дискуссию вступил Г. Винфул [6]. Анализируя результаты работы [5] он отмечает наиболее существенные моменты. В описанном в ней эксперименте пучок СВЧ излучения с частотой $f = 9.15$ ГГц падает на границу раздела призмы с показателем преломления $n = 1.6$ и воздуха под углом $\theta = 45^\circ$ (рис. 1). Поскольку угол падения больше, чем критический угол для полного внутреннего отражения, пучок почти полностью отражается, но небольшая его часть проникает в воздушный зазор между первой призмой и второй призмой, расположенной на расстоянии d от первой. Проникшее в воздушный зазор поле приобретает характер эванесцентного (затухающего) поля. После отражения эванесцентной волны от большой грани второй призмы происходит пространственное перекрытие падающей и отраженной эванесцентных волн. В результате своеобразной интерференции этих волн формируется действительный (хотя и малый по интенсивности) интерференционный поток энергии. Следы этого потока могут быть обнаружены в форме распространяющейся волны, проходящей через вторую призму или в форме небольшой добавки к волне, испытавшей полное внутреннее отражение.

Авторы работы [5] измерили временную задержку, как прошедшего, так и отраженного лучей и обнаружили, что оба луча имеют задержку в 100 пс. На этом основании они заявили, что в условиях нарушенного полного внутреннего отражения возможно распространение волны быстрее скорости света и о макроскопическом нарушении специальной теории относительности. Именно это утверждение поставил под сомнение Г. Винфул.

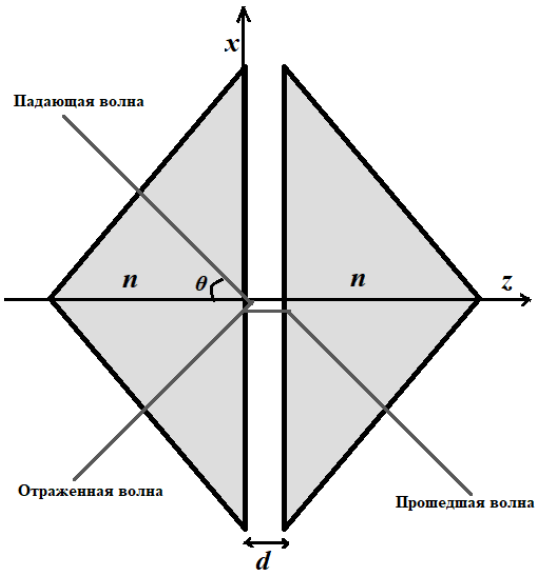


Рис.1. Схематическая иллюстрация эксперимента, проведенного в работе [5]

Он скрупулезно проанализировал представленные в других работах Нимтца с соавторами графики, показывающие зависимость пропускания от ширины зазора для зазоров до 50 мм. Эти графики соответствовали несущим сверхвысоким частотам 8,345 ГГц и 9,72 ГГц и давали затухания 0,73 дБ/мм и 0,93 дБ/мм соответственно. Для частоты 9,15 ГГц, использованной в статье [5] в [6] было рассчитано затухание на основе решения модельной задачи о прохождении плоской электромагнитной волны через небольшой воздушный зазор между двумя полубесконечными диэлектрическими средами. Автор пришел к выводу, что прошедшее E_t и падающее E_0 поля связаны соотношением:

$$E_t = E_0 e^{-\kappa d}, \tag{1}$$

где постоянная затухания κ определяется выражением

$$\kappa = \frac{2\pi f}{c}\sqrt{n^2 \sin^2\theta - 1} \ \text{м}^{-1}, \tag{2}$$

и $c = 3\times10^8$ мс$^{-1}$ есть скорость света в вакууме. Подстановка в (2) требуемых величин дает: $\kappa = 101.41$ м$^{-1}$ на частоте 9.15 ГГц.

Для коэффициента прохождения по мощности $|T|^2$ имеет место выражение

$$|T|^2 = \left|\frac{E_t}{E_0}\right|^2 = \exp(-2\kappa d). \tag{3}$$

Затухание, выраженное в дБ/мм, составляет

$$20\log_{10}\left[\exp(-0.001\kappa)\right] = -0.88 \ \text{дБ/мм}.$$

На основании этого результата было сделано заключение о том, что максимальный воздушный зазор, который могли бы использовать экспериментаторы и при этом зарегистрировать прошедшее через вторую призму излучение может составлять около 40 мм. В этом случае ослабление составляло бы 35,2 дБ и соответствовало бы минимальным значениям регистрируемой экспериментаторами мощности. Однако для воздушного промежутка шириной около 40-50 мм столь большая задержка (100 пс) в условиях осуществленных экспериментов принципиально невозможна.

3. Уточненная оценка для величины затухания

Не подвергая сомнению основные выводы статьи [6] мы все же решили независимо оценить величину затухания эванесцентного поля в условиях, описанных в работах [5] и [6]. За основу нами было взято решение модельной задачи, содержащееся в работе А. Б. Шварцбурга [7]. В этой работе получено следующее выражение для функции пропускания T по полю:

$$|T| = \frac{2fn\cos\theta}{\cosh(pd)\sqrt{(2fn\cos\theta)^2 + t^2A^2}}, \quad (4)$$

где $p = \frac{\omega}{c}f$, $f = \sqrt{n^2\sin^2\theta - 1}$, $t = \tanh(pd)$, $A = n^2\cos^2\theta - f^2$.

Выражение (4) имеет более сложную структуру, чем выражение, определяемое (1). При этом выяснилось, что при малой ширине d воздушного промежутка, найденные с использованием указанных формул значения величины $|T|^2$ могут отличаться более чем в 10 раз. Так используя выражение (4) можно увидеть, что затухание в промежутке шириной 1 мм составляет лишь -0.07 дБ/мм. Графики зависимостей $|T|^2$ от ширины d промежутка, рассчитанные по формулам (1) и (4), приведены на рис. 2. Из них видно, что отличие значений составляет ~ 3 дБ/м.

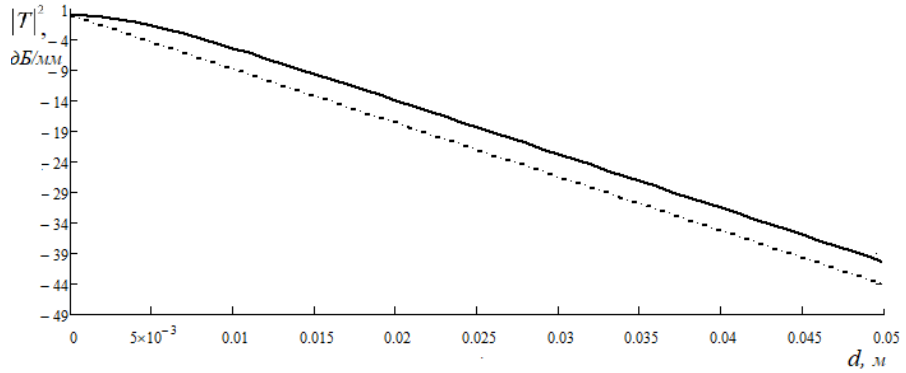


Рис.2. Графики зависимостей $|T|^2$ от ширины воздушного промежутка d. Сплошная линия – расчет по формулам А. Б. Шварцбурга [7]; штрих-пунктирная линия – расчет по формулам Г. Винфула [6]

4. Заключение

Рассмотрены проблемы, касающиеся состояния электромагнитного поля в ближней зоне излучателя электромагнитных волн и поля, возникающего в условиях нарушенного полного внутреннего отражения. Обсуждены основные моменты дискуссии о "сверхсветовом" распространении эванесцентной волны при нарушенном полном внутреннем отражении. В рамках этого обсуждения представлены более точные выражения для оценки степени затухания эванесцентной волны.

Список публикаций:

[1] Kholmetskii A. L., Missevitch O. V., Smirnov-Rueda R. // Journal Applied Physics. 2007. Vol. 102. P. 013529-1-013529-13.
[2] Kholmetskii A. L., Missevitch O. V., Smirnov-Rueda R., Ivanov A. R., Chubykalo A. E. // Journal Applied Physics. 2007. Vol. 101. P. 023532-1.
[3] Missevitch O. V., Kholmetskii A. L., Smirnov-Rueda R. // Europhysics Letters. 2011. Vol. 93. No. 6. P. 64004.
[4] Missevich O. V., Kholmetskii A. L., Permyakov V. A., Sorokovik D. V. // Progress In Electromagnetics Research Symposium Proceedings, Moscow, Russia, August 19-23. 2012. P. 1191-1195.
[5] Nimtz G., Stahlhofen A. A. // arXiv.org. 2007. URL: [0708.0681v1] Macroscopic violation of special relativity (arxiv.org) (дата обращения: 28.04.2021).
[6] Winful H. G. // arXiv.org. 2007. URL: [0709.2736] Comment on "Macroscopic violation of special relativity" by Nimtz and Stahlhofen [arXiv:0708.0681v1] (дата обращения: 28.04.2021).
[7] Шварцбург А. Б. .// УФН. 2007. Т. 177. № 1. С. 43–58.

Электрически малые антенны: хронология, решенные задачи, новые проблемы и идеи

Беличенко Виктор Петрович
Национальный исследовательский Томский государственный университет
bvp@mail.tsu.ru

В данном обзоре мы намерены проследить хронологию развития одного из важнейших направлений в теории и практике излучающих систем, выделив при этом родственные подходы, укажем на аналогии в узком смысле и предложим несколько более общую трактовку процесса излучения более сложных комбинированных излучающих систем (КИС). Речь будет идти о проблемах в большей или меньшей мере имеющих отношение к так называемым электрически малым антеннам.

1. *Электрически малые антенны*

В теории антенн уже давно дискутируется вопрос о соотношении полосы пропускания, коэффициента усиления и добротности излучения антенны. Хронология исследований фундаментальных ограничений на добротность излучения антенны выглядит следующим образом. В 1948 году появляется классическая работа J. Chu. В 1960 ее результаты обобщает R.F. Harrington. Collin R.E. and Rothschild S. (1964) и Fante R.L. (1969) проводят строгие рассмотрения и получают несколько отличающийся результат. Различия трактуются как следствие использования приближенного подхода, так как Chu пришлось прибегнуть к определенным приближениям в своей теории. Вера в полученные результаты была столь велика, что в литературе укоренился термин "фундаментальный предел Чу-Харрингтона".

Однако в 1996 году выходит из печати статья J.S. Mclean, в которой он сообщает об ошибке в ключевой формуле Chu и предлагает свою версию формулы для минимально возможного значения добротности излучения. Это прозвучало как гром среди ясного неба. Судя по целой лавине публикаций многие начали задаваться вопросом: а действительно ли фундаментальны установленные до этого "фундаментальные пределы"?

G.A.E. Vanderbosch в публикациях 2010-2012 годов [2-4] предлагает радикальное решение ряда насущных проблем. Им изложена новая методика расчета реактивной энергии, запасенной в электромагнитном поле, окружающем излучающую систему. Полученные интегральные выражения очень просто интерпретируются, обладают достаточной общностью, являются точными, поскольку при их получении не использованы какие-либо приближения. Существенно то, что в этих выражениях фигурируют только токи, протекающие по элементам излучающей системы и интегрирование приходится осуществлять только в пределах конечных объемов, занимаемых этими токами. Развитый подход очень полезен в случаях, когда информация о запасенных электрической и магнитной энергиях, а также реактивной энергии важна на практике, особенно в случае излучающих структур. В частности, на его основе можно изучить влияние геометрии излучающей системы на количество реактивной энергии и, следовательно, на добротность излучения системы. По утверждению автора имплементация полученных выражений в существующие САПР чрезвычайно проста и понятна.

Результаты исследования G.A.E. Vanderbosch получили самую позитивную оценку со стороны авторов работ [5, 6]. Более того, в работах [7, 8] им дается обобщение полученных результатов на основе рассмотрения во временной области.

На фоне происходящего немногие обратили внимание на получение еще в 1989 году D.M. Grimes и C.A. Grimes патента США № 4809009 [9]. И это была только прелюдия. С начала 90-х годов в различных журналах начали регулярно появляться их публикации, в которых достаточно отчетливо были отражены их намерения, ориентированные, в основном, на доскональное теоретическое исследование проблемы минимально возможного значения добротности излучения произвольной антенны. Справедливости ради следует отметить, что исследования D.M. Grimes и C.A. Grimes вызвали скорее негативную, чем позитивную оценку. Здесь достаточно сослаться на суждения таких мэтров, как R. Hansen и R. Collin [10]. Тем не менее, они подают заявку и в 2002 получают патент на довольно амбициозное изобретение [11]. Однако и этот факт не сразу вызвал должное внимание специалистов.

Без серьезного внимания остались работы [12, 13], хотя T. Yang, автор диссертации [13], в 2008 году получил специальную премию за разработку, как утверждалось, антенны с самыми малыми на тот момент электрическими размерами.

И только в конце первой декады 21 столетия появилась информация об успешной деятельности стартапа DocOn, организованного вышедшим на пенсию инженером NASA. В пресс-релизе этой фирмы имеются прямые ссылки на работы D.M. Grimes и C.A. Grimes, как составляющие теоретическую основу для разработки концепции линейки новых антенн, содержащих электрические и магнитные элементы с целью обеспечения высокой эффективности. В пресс-релизе сказано, что подобные антенны ориентированы на использование в различных беспроводных системах связи. Фирма подготовила отдельные модификации для сотовых и Wi-Fi-сетей, функционирующие на частотах 2,4 ГГц и 850 МГц, соответственно, и, насколько можно судить, работает над созданием мультидиапазонной модели. Ее антенны продемонстрировали эффективность на уровне 97% и 92%, тогда как у стандартных аналогов она не превышает 40%. Интересно отметить, что разработку

профинансировала частная швейцарская компания, выделившая около 3 млн долларов. О самых серьёзных намерениях фирмы говорила активно проводимая ей политика патентования [14-17] уже сразу после образования.

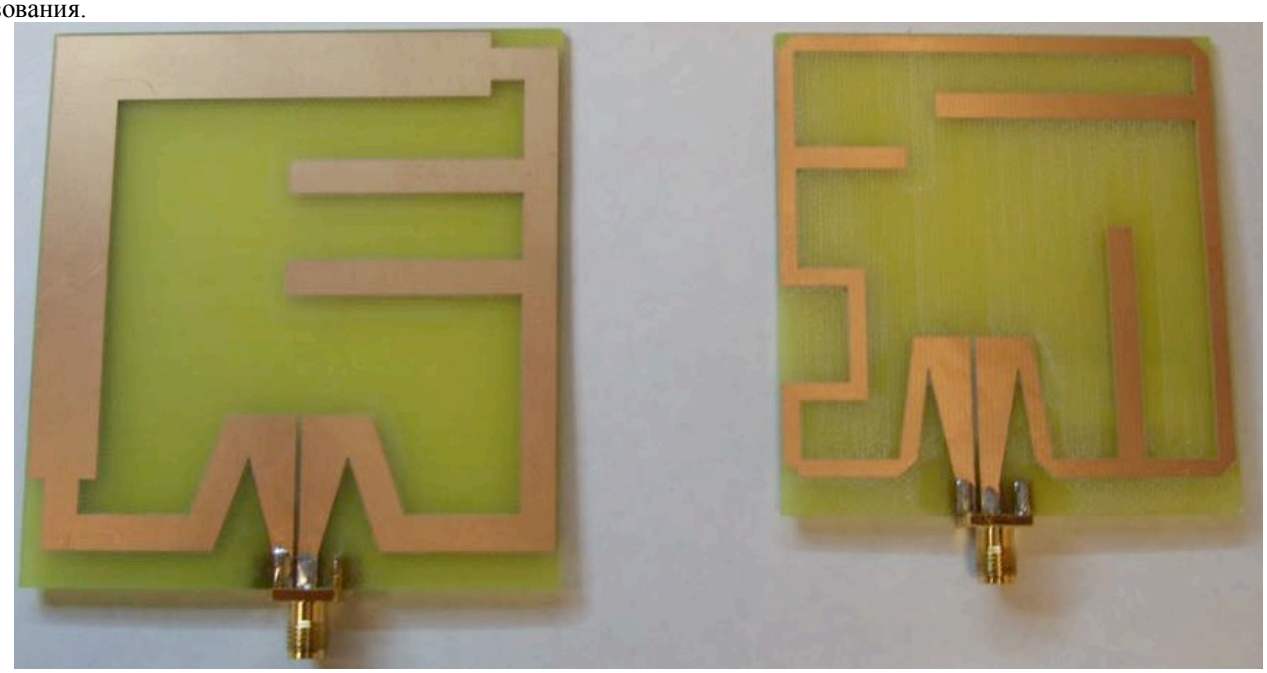


Рис. 1 Примеры «компаундных» антенн фирмы DockOn

2. *Магнито-электрические антенны и решетки*

Антенные устройства, содержащие совмещенные магнитные и электрические дипольные излучатели в последнее время привлекают все большое внимание в современных системах связи из-за возросшего спроса на многофункциональность и гибкость характеристик. В частности, это актуально для MIMO систем высокоскоростной связи, систем предотвращения столкновений автомобильного и железнодорожного транспорта, а также морских и воздушных судов в акваториях портов и около аэродромных терминалов. Для решения возникающих задач в ряде работ [18-20] была использована идея из работы [21], направленная на достижение одинаковой ширины диаграммы направленности в E- и H-плоскостях и стабильных характеристик в диапазоне частот. Изначально [21] она была реализована в конструкции дополненной антенны (complementary antenna), состоящей из совмещенных электрического и магнитного диполей. Со временем была понята важность осуществления питания от одного источника и обеспечения необходимых амплитудно-фазовых соотношений токов, поступающих на входы излучателей. А в недавней работе [22] была предложена плоская антенна, представляющая собой, в сущности, трансформацию широко известной трехмерной комбинированной антенны в двухмерную конструкцию. Этот факт отражает то обстоятельство, что первоначально поставленные исследователями различные цели в процессе работы приводят к родственным идеям для достижения этих целей.

3. *Комбинированные антенны и решетки*

В 1986 году был получен патент № 1259374 на изобретение, разработанное Ю.И. Буяновым и В.Н. Силениным [23]. Авторы поставили перед собой задачу расширить полосу рабочих частот обычного несимметричного вибратора вплоть до двух октав. Однако осуществить это необходимо было преимущественно за счет *расширения полосы согласования вибратора с питающим фидером в сторону нижних частот*. Предложенная ими антенна (рис. 2) содержала несимметричный вибратор 1, установленный перпендикулярно экрану (рефлектору) 2 и два кольцеобразных проводника 3 и 4, расположенных, вообще говоря, в различных плоскостях, проходящих через ось несимметричного вибратора 1. Между проводниками 3 и 4 и экраном 2 размещались диэлектрические пластины-изоляторы 5. Важная особенность размещения проводников 3 и 4 заключалась в том, что ближний к экрану 2 конец 6 проводника 3 и дальний от экрана 2 конец 7 проводника 4 были соединены соответственно с ближней и дальней от экрана половинами несимметричного вибратора 1 через диэлектрические пластины-изоляторы 8.

В описании изобретения принцип работы антенны пояснен очень кратко: улучшение согласования несимметричного вибратора 1 на нижнем краю рабочего диапазона частот (ниже частоты последовательного резонанса вибратора) обеспечивается выбором размеров проводника 4 и величины связи его с несимметричным

вибратором 1 и экраном 2 путем подбора толщины диэлектрических пластин-изоляторов 5 и 8.; на верхнем краю рабочего диапазона частот (выше частоты последовательного резонанса вибратора) улучшение согласования обеспечивается соответствующим выбором размеров проводника 3 и толщины диэлектрических пластин-изоляторов 5 и 8. Благодаря этому обеспечивается существенное расширение рабочей полосы частот.

На самом деле предложенная конструкция имела глубокое физическое содержание. Изначально авторы приняли во внимание тот факт, что в ближней зоне несимметричного вибратора максимум плотности электрической энергии локализован в окрестности его вершины, а максимум плотности магнитной энергии - вблизи его основания. Имеющиеся эвристические соображения подсказывали, что введение дугообразных проводников 3 и 4 приведёт к изменению структуры поля вблизи вибратора. При этом необходимо было так подобрать взаимоположение, соотношение размеров и электродинамическую связь элементов предложенного излучателя, чтобы запасы магнитной и электрической энергий в его ближней зоне выровнялись, причем при сохранении полного запаса энергии. Это немедленно приводило к минимизации входной реактанса излучателя и обеспечению постоянства вещественной части входного импеданса как в области верхних, так и в области нижних частот по отношению к резонансной частоте вибратора.

Таким образом, успех авторов во многом был предопределен тем, что они использовали не радиотехнический подход, а конструктивный электродинамический подход, аппелирующий к анализу энергетических соотношений, имеющих место в ближней зоне излучателя.

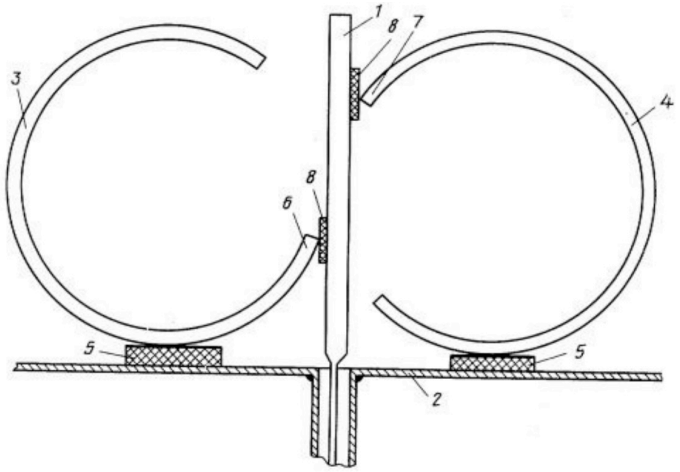


Рис. 2 Схематическое изображение комбинированной антенны согласно патенту № 1259374 на изобретение

В 1997 году на SPIE докладывается и публикуется в его трудах уже достаточно развернутая концепция комбинированной антенны, истоки которой содержались в патенте [23]. Эта концепция, по-видимому, не осталась без внимания зарубежных исследователей. Достаточно сказать, что вскоре появляются две работы [24, 25] американских авторов, в которых численными методами изучается взаимодействие разнесенных в пространстве и произвольно ориентированных электрического и магнитного диполей (рамки с током). Во второй работе замечено значительное поглощение энергии одним из диполей в том случае, когда их моменты ортогональны друг другу. И в первой и во второй работе продвижение было, в общем то, в правильном направлении, но суть происходящих процессов не была понята.

В 1999 году после публикации материала в журнале Радиотехника и электроника [26] и концепция комбинированной антенны (а именно о ней идет речь) и информация об уже разработанных конкретных антеннах становится известной широкому кругу специалистов. В этой работе прямо указывалась глобальная стратегия расширения полосы рабочих частот антенны: уменьшение запаса реактивной энергии при одновременном увеличении доли связанной энергии в ближней зоне антенны. Предлагавшиеся принципы реализации этой стратегии: ортогональное размещение электрического и магнитных вибраторов с пространственным разносом; обеспечение требуемого соотношения амплитуд и фаз токов в вибраторах; питание вибраторов от одного источника; требуемая частотная зависимость линий питания вибраторов. Надо сказать, что экспериментальные наработки на тот период обогнали теорию. Оставались вопросы электродинамического описания функционирования комбинированной антенны и ряд других. Неудивительно, что в разные годы были проведены независимые теоретические исследования других авторов (см., например, [27, 28]), полностью подтвердившие состоятельность концепции.

Многочисленные примеры конструктивных решений объемных комбинированных антенн и решеток на их основе приведены в монографиях [29, 30].

Подробное сравнение характеристик основных типов сверхширокополосных импульсных антенн и антенных решеток из комбинированных антенн [31] показывает, что концепция комбинированной антенны

оказывается порой предпочтительной при разработке мощных излучающих систем. Этот вывод подтверждается обширными теоретическими и экспериментальными исследованиями, проведенными в США, Франции, Иране [32-34].

4. *Проблема локализации границы, разделяющей ближнюю и дальнюю зоны излучения*

Следует отметить, что само понятие «ближнее поле» зачастую трактуется по-разному. Так, например, в [35] отмечается наличие порядка 20 определений ближней зоны. Тем не менее, с точки зрения электродинамики наиболее обоснованными следует признать, по-видимому, оценки для размеров ближней зоны источника монохроматического электромагнитного излучения, приводимые в [35-37]. Вместе с тем, следует и подчеркнуть, что указанные оценки тесно увязываются с направленностью осуществляемых исследований.

С общей точки зрения, наиболее содержательная оценка структуры ближней зоны может быть дана с использованием концепции К – пространства [38]. Авторы работы предприняли попытку выяснения роли таких факторов, как размеры и геометрия излучателя, вид поляризации тока возбуждения, тип возбуждения в формировании основных электродинамических характеристик излучателя. Отдельно была затронута проблема согласования излучателей при их объединении в коллективные структуры, в частности, фазированные антенные решетки. К числу наиболее важных результатов следует отнести полученное спектральное разложение поля произвольного распределения электрических и магнитных токов. Оно позволило установить, что в пространстве волновых векторов (К-пространстве) возможно совершенно точное, в отличие от обычного физического пространства, разделение электромагнитного поля на ближнее и дальнее.

Оказалось, что вклад в поле излучения дает только спектральная плотность поперечного тока, определенная на сфере Эвальда (сфера радиуса ω / c в К-пространстве); интегрирование с соответствующим весом спектральной плотности поперечного тока по объему внутри сферы Эвальда дает положительный вклад в реактивную мощность, а внешняя по отношению к этому объему область К-пространства вносит отрицательный вклад в реактивную мощность. Спектральной плотностью продольных токовых распределений всего К-пространства формируется отрицательная реактивная мощность, которая связана с потенциальным кулоновским полем. В силу зависимости радиуса сферы Эвальда от частоты и вида спектральной плотности токового распределения может преобладать одна, либо другая часть реактивной мощности, влекущая за собой изменение знака этой мощности.

5. *Роль интерференционных потоков энергии*

Известно [39], что в перекрывающихся эванесцентных полях, порождаемых распределенными в пространстве системами излучателей, имеют место интересные интерференционные эффекты, обусловливающие появление специфических интерференционных потоков энергии. В этой связи значительный интерес представляло исследование особенностей структуры таких потоков, а также возможности управления ими применительно к задачам создания новых комбинированных излучающих систем (КИС). В качестве трех простейших моделей КИС мы рассмотрели системы, образованные: двумя коллинеарными электрическими диполями (рис. 3а) с моментами p_1^e и p_2^e; ортогональными электрическими диполями (рис. 3б) с моментами p_1^e и p_3^e; ортогональными электрическим и магнитным диполями (рис. 3в) с моментами p_1^e и p_4^m.

Полные поля, возбуждаемые такими КИС, удобно представлять в виде мультипольных разложений [40] в сферической системе координат r,θ,φ, совмещенной обычным образом с декартовой системой, изображенной на рисунках 3. На основе этих разложений легко записываются соответствующие представления для комплексного вектора Пойнтинга, в замкнутой форме находятся выражения для мощности излучения, а также для интерференционных потоков энергии в ближней зоне КИС. Например, компоненты компоненты вектора Пойнтинга для поля коллинеарной системы диполей (рис. 3а) представляются в виде суммы соответствующих компонент уединенных диполей и интерференционной составляющей

$$S_r = S_r^{(1)} + S_r^{(2)} + S_r^{\text{int}}, \quad S_\theta = S_\theta^{(1)} + S_\theta^{(2)} + S_\theta^{\text{int}}.$$

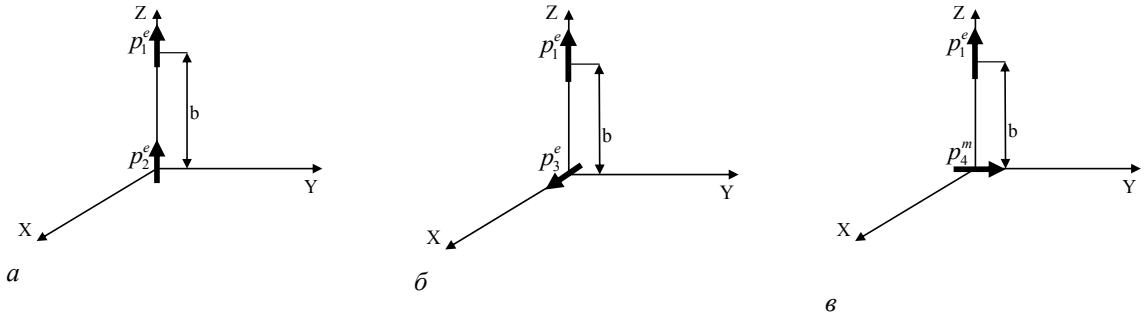


Рис. 3 Модели комбинированных излучающих систем

Разложения подобного же вида для S_r, S_θ, S_φ имеют место в случаях, отвечающих второй (рис. 3б) и третьей (рис. 3в) КИС.

Таким образом, вектор Пойнтинга имеет интерференционную составляющую $\mathbf{S}^{\text{int}}(S_r^{\text{int}}, S_\theta^{\text{int}})$ для первой конфигурации диполей и $\mathbf{S}^{\text{int}}(S_r^{\text{int}}, S_\theta^{\text{int}}, S_\varphi^{\text{int}})$ – для второй и третьей . Изучение поведения этой составляющей комплексного вектора Пойнтинга в каждом из трех случаев удалось значительно облегчить, благодаря найденным нами удобным расчетным соотношениям, основанным на установленных трех новых формулах суммирования мультипольных разложений для $\mathbf{S}^{\text{int}}$. Подробный анализ электродинамических характеристик третьей КИС, рассматриваемой в качестве простейшей модели комбинированной антенны, позволил сформулировать ряд интересных выводов (k – волновое число, φ_1 и φ_2 – начальные фазы токов в диполях КИС):

1. Интерференционная составляющая активной мощности излучения пропорциональна произведению $\left|\mathbf{p}^e\right| \cdot \left|\mathbf{p}^m\right|$.

2. Она равна нулю при $\varphi_1 = \varphi_2$; если $0 < kb < 4{,}5$, то при $\varphi_1 > \varphi_2$ происходит уменьшение суммарной мощности излучения, а при $\varphi_1 < \varphi_2$ – увеличение. Наиболее благоприятная разность начальных фаз $\varphi_1 - \varphi_2 = -\pi / 2$.

3. Оптимальным с точки зрения максимизации вклада интерференционной составляющей в активную мощность излучения является выбор $kb \approx 2$.

4. Если $kb = 0$, то интерференционная составляющая активной мощности излучения отсутствует; таким образом, совмещенными диполями она не порождается.

5. Оценка показывает, что $\left|\mathbf{p}^m\right| = 120\pi \left|\mathbf{p}^e\right|$ за счет активной интерференционной составляющей мощность излучения может на 65% превысить суммарную мощность излучения диполей.

6. Если имеется активная интерференционная составляющая мощности излучения, то будет существовать и реактивная составляющая. Причем она весьма медленно стремится к нулю при удалении от КИС.

6. *Заключение*

Дан обзор наиболее важных результатов, полученных на текущий момент в области теории и практики электрически малых антенн. Особо подчеркнута важность работ [2-4]. Есть основания полагать, что потенциал этих работ будет все более успешно применяться при разработке новых излучающих систем и оптимизации их параметров. Достаточно подробно представлена хронология формирования концепции комбинированной антенны. Отмечена полезность этой концепции при разработке малогабаритных плоских антенн для беспроводной связи, а также мощных импульсных антенных решеток. Обращено внимание на то, что в строгом смысле разделение электромагнитного поля на ближнее и дальнее может быть осуществлено только в *K*-пространстве [38]. На примере решения модельной задачи подчеркнуто, что при разработке комбинированной антенны важно принимать во внимание факт формирования в ее ближней зоне специфического интерференционного потока энергии, а также возможность управления параметрами этого потока.

Список публикаций:

[1] McLean J. S. // IEEE Trans. Antennas and Propagation. 1996. V. 44. № 5. P. 672.
[2] Vandenbosch G. A. E. // IEEE Trans. Antennas and Propagation. 2010. V. 58. № 4. P. 1112.
[3] Vandenbosch G. A. E. // IEEE Trans. Antennas and Propagation. 2011. V. 59. № 6. P. 2217.
[4] Vandenbosch G. A. E. // IEEE Trans. Antennas and Propagation. 2012. V. 60. № 2. P. 1147.

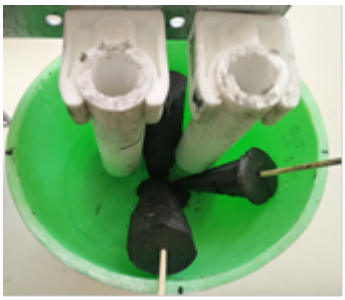
[5] Hazdra P., Capek M., Eichler J. // IEEE Trans. Antennas and Propagation. 2013. V. 61. № 12. P. 6266.
[6] Gustafsson M., Cismasu M., Jonsson B., L., G., // IEEE Trans. Antennas and Propagation. 2012. V. 60. № 6. P. 2672.
[7] Vandenbosch G. A. E. // IEEE Trans. Antennas and Propagation. 2013. V. 61. № 8. P. 3995.
[8] Vandenbosch G. A. E. // IEEE Trans. Antennas and Propagation. 2013. V. 61. № 8. P. 4004.
[9] Grimes D. M., Grimes C. A. // Патент США № 4809009, МПК H01Q 21/00. Заявлено-25.01.1998. Опубликовано-28.02.1989.
[10] Hansen R. C., Collin R. E. // Small Antenna Handbook. New Jersey: John Wiley & Sons. 2011. 340 p.
[11] Grimes D M., Grimes C. A., Tefiku F. et al. // Патент США № 6437750 B1, МПК H01Q 21/00. Заявлено-12.07.2000. Опубликовано-20.08.2002.
[12] Davis W. A., Yang T., Caswell E. D. // IET Antennas and Propagation. 2011. V. 65. № 11. P. 1297.
[13] Tae-Young Yang. Fundamental Limits on Antenna Size for Frequency and Time Domain Applications // Ph Dissertation. Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University. 2012. 269 p.
[14] Brown F. J., Orsi R. J., Foster M. R. // Патент США № 8164532, МПК H01Q 19/00. Заявлено-18.01.2011. Опубликовано-24.04.2012.
[15] Brown F. J. // Патент США № 8164528, МПК H01Q 21/00, H01Q 11/12. Заявлено-08.09.2010. Опубликовано-24.04.2012.
[16] Brown F. J. // Патент США № 8149173, МПК H01Q 01/38. Заявлено-26.03.2009. Опубликовано-03.04.2012.
[17] Brown F. J. // Патент США № 8144065, МПК H01Q 07/00, H01Q 21/00. Заявлено-08.09.2010. Опубликовано-27.03.2012.
[18] Luk K.-M., Wong H. // International Journal of Microwave and Optical Technology. 2006. V. 1. № 1. P. 35.
[19] Ding C. Luk K.-M. // IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters. 2016. V. 15. P. 1642.
[20] Gupta S., Jiang L. J., Caloz C. // IEEE Trans. Antennas and Propagation. 2014. V. 62. № 7. P. 3613.
[21] Clavin A. // IRE Trans. Antennas and Propagation. 1954. V. 2. P. 113.
[22] Shuai C.-Y., Wang G.-M., Wang Y.-W. // International Journal of Microwave and Wireless Technologies. 2017. V. 9. № 10. P. 1983.
[23] Буянов Ю. И., Силенин В. Н. // Авторское свидетельство СССР № 1259374, МПК H01Q 9/00. Заявлено-18.04.1985. Опубликовано-23.09.1986.
[24] Overfelt P. L. // IEEE Trans. Antennas and Propagation. 1998. V. 46. № 3. P. 451
[25] Tefiku F., Grimes C. A. // Microwave and Optical Technology Letters. 1999. V. 22. № 1. P. 16.
[26] Беличенко В. П., Буянов Ю. И., Кошелев В. И., Плиско В. В. // Радиотехника и электроника.1999.Т. 44.№ 2.С. 178.
[27] Da Costa K. Q., Dmitriev V. // Microwave and Optical Technology Letters. 2006. V. 48. № 1. P. 8.
[28] Katrich V. A., Karpov A. I., Yarmolchuk S. A., Syvozalizov M. A., Antonenko Ye. Q. // ICATT Conference Proceedings. http://icatt.org.ua/proc/article/view/ICATT.2017.7972624.
[29] Беличенко В. П., Буянов Ю. И., Кошелев В. И. Сверхширокополосные импульсные радиосистемы/под общ. ред. В.И. Кошелева.Новосибирск: Наука, 2015.483 с.
[30] Koshelev V. I., Buyanov Y. I., Belichenko V. P. Ultrawideband Short-Pulse Radio Systems. Boston/London: Artech House, 2017. 468 p.
[31] Koshelev V. I., Plisko V. V. // J. Phys.: Conf. Ser.2021.V.1843.P. 012002.
[32] Elmansouri M. A., Filipovic D. S. // IEEE Trans. Antennas and Propagation. 2016. V. 64. № 12. P. 5064.
[33] Cadilhon B., Cassany B., Modin P., Diot J.-C., Bertrand V., Pécastaing L. // In Ultra Wideband Communications: Novel Trends - Antennas and Propagation/ed. by Mohammad A. Matin.2011.P. 277.
[34] Mehrdadian A., Forooraghi K. // IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters.2014.V. 13.P. 95.
[35] Capps C. // EDN. 2001. August 16. P. 95-102. (Доступно по ссылке: http://www.edn.com/contents/images/150828.pdf).
[36] Schantz H., Fluhler J. // Proceedings of The European Conference on Antennas and Propagation: EuCAP 2006 (ESA SP-626). 6-10 November 2006. Nice. France.
[37] Электронный ресурс [https://www.nsi-mi.com] (дата обращения 15.04.2021).
[38] Коняшенко Е. А., Шмыков В. Н. Спектральные представления в задачах возбуждения плоских взаимодействующих излучателей. Иркутск: Изд-во Иркутского ун-та, 1989. 248 с.
[39] Афанасьев С. А., Семенцов Д. И // УФН. 2008. Т. 178. № 4. С. 377.
[40] Марков Г. Т., Чаплин А. Ф // Возбуждение электромагнитных волн. М: Изд-во Радио и связь, 1983. 296 с.

Радиоволновая томография фантома молочной железы

Васин Василий Витальевич
Шипилов Сергей Эдуардович, Еремеев Александр Иванович, Завьялова Ксения Владимировна
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский государственный университет»
E-mail: north_vasya@mail.ru

Количество заболеваний в мире, связанные с раком молочной железы, растёт. Поэтому актуальна задача разработки методов раннего обнаружения малых по размерам раковых опухолей, при котором лечение наиболее эффективное. В работе рассматривается радиоволновой метод обнаружения раковых опухолей молочной железы. Данный метод апробирован на фантоме молочной железы. Размер и местоположение опухоли определяется по трёхмерному радиоизображению, построенному на основе метода дифракционных гипербол.

На кафедре радиофизики НИ ТГУ создан фантом молочной железы [1], состоящий из элементов, сходных по электрофизическим характеристикам с опухолью, жировой и железистой тканями, а также кожей. В фантоме находится две полости. Одна полость позволяет разместить фантом опухоли в жировой ткани, а вторая полость на границе жировой и железистой ткани. На рисунке 1 представлены этапы изготовления фантома.



(а)

(б)

Рис. 1 – Фантом молочной железы и полости для размещения цилиндров с опухолями, железистая ткань представлена в виде чёрных вставок (а), фантом заполнен веществом, имитирующий жировую ткань (б)

В качестве эталонных значений ε жировой ткани, кожи и железы использовались данные из статей [2, 3], в которых описывались результаты экспериментов по измерению биологических тканей человека. В таблице приведены полученные в данном исследовании значения ε материалов на основе смеси полиуретана и графита, и значения из статей [2, 3].

Таблица 1. Значения ε′ частей фантома

	Компонент фантома на 4 ГГц	Биологическая ткань
Жировая ткань	4.5	5
Кожа	30	37
Железистая ткань	48	51
Опухоль	74	68

Из таблицы видно, что полученные искусственные материалы близки по своим электрофизическим характеристикам к свойствам реальных тканей. Это позволяет обеспечить проверку предложенного метода построения радиоизображения в условиях, приближенных к условиям работы с реальными пациентами.

Разработанный фантом женской груди использовался для проверки алгоритмов расчета радиоизображения. Многоракурсное зондирование обеспечивалось с помощью сферического сканера. Для зондирования использовалась специальная сверхширокополосная (СШП) радарная система, состоящая из векторного рефлектометра, СШП антенны и механического сканера, обеспечивающего сканирования по полусфере (рис. 2).

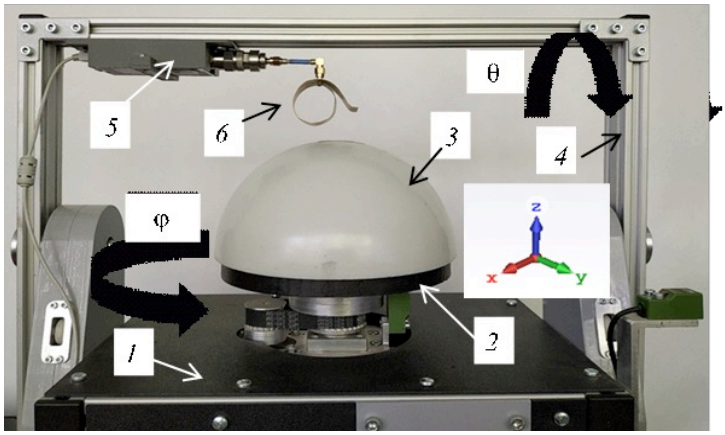
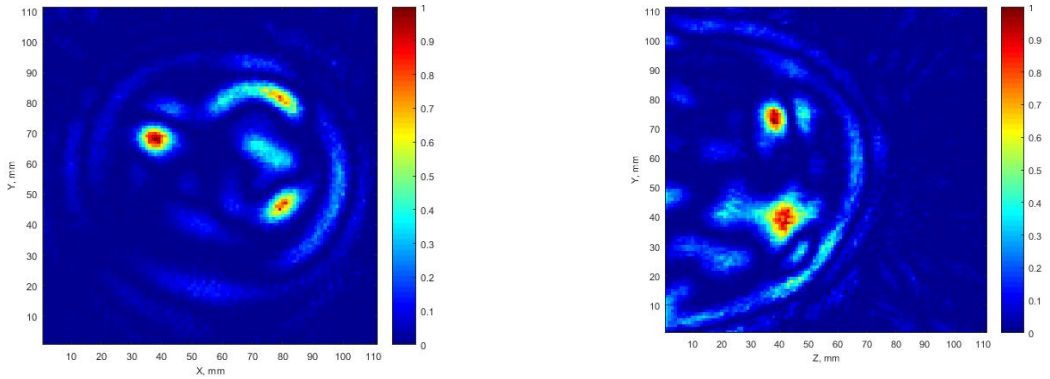


Рис. 2 – Полусферический сканер. 1 – корпус сканера; 2 – поворотная платформа; 3 – объект исследования; 4 – поворотная рамка; 5 – векторный рефлектометр CABAN-R140; 6 – антенна

Расчёт радиоизображения, представленного на рисунке 3, проводился методом дифракционных гипербол [4]. Для расчета применялся новый алгоритм [5], позволяющий получать 3D радиоизображение в два раза быстрее, по сравнению со стандартным подходом при незначительной потере качества.



(а) (б)

Рис. 3 – Радиоизображения неоднородностей в корональной плоскости (а) и сагиттальной плоскости (б)

Список публикаций:

[1] Shipilov S., Eremeev A., Yakubov V., Fedyanin I., Satarov R., Zavyalova K., Shipilova S., Balzovsky E. Use of multi-angle ultra-wide band microwave sounding for high resolution breast imaging. Medical Physics. 2020. Т. 47. № 10. С. 5147-5157.

[2] Lazebnik M, Popovic D, McCartney L, et al. A large-scale study of the ultrawideband microwave dielectric properties of normal, benign and malignant breast tissues obtained from cancer surgeries. Phys Med Biol. 2007; 52: 6093–6115.

[3] Lazebnik M, McCartney L, Popovic D, et al. A large-scale study of the ultrawideband microwave dielectric properties of normal breast tissue obtained from reduction surgeries. Phys Med Biol. 2007; 52:2637–2656.

[4] Еремеев А.И., Васильева М.А., Шипилов С.Э., Васин Василий. Обнаружение неоднородностей в биологических тканях с помощью радиоволновой томографии //SibTest – 2019. Сборник тезисов докладов V Международной конференции по инновациям в неразрушающем контроле, 26-28 июня 2019 г. Томск: Изд-во ТПУ, 2019. С. 97.

[5] В. В. Васин, И. С. Федянин, А. И. Еремеев. Ускорение расчета радиоизображения на основе метода дифракционных гипербол // Труды семнадцатой Всероссийской конференции студенческих научно-исследовательских инкубаторов, г. Томск, 11–15 мая 2020 г. Томск, 2020. С. 25-28.

Разработка широкозахватного ЛЧМ георадара для БПЛА

Терентьев Андрей Константинович[1]
Шипилов Сергей Эдуардович[1]
Цепляев Илья Сергеевич[1]
Федянин Иван Сергеевич[1]
Сатаров Раиль Наилевич[2]
Романов Дмитрий Борисович[3]
Смокотин Павел Валерьевич[1]
Цепляева Ирина Васильевна[1]
Томский государственный университет[1]
ООО «Радиовидение», г.Томск[2]
НПО «Терразонд», г. Москва[3]
E-mail: andrey_t0998@mail.ru

Аннотация

Разработан георадар на базе ЛЧМ генератора с рабочим диапазоном частот 0.8 – 3 ГГц и антенной решетки из 16-ти элементов с шириной захвата 1 м и глубиной зондирования до 1.5 м в сухом грунте с высоты 1 м. Отличительной способностью данного устройства является его автономность и малая масса, что позволяет реализовать совместное использование с БПЛА. Такой подход обеспечивает дистанционное зондирование труднодоступных и представляющих опасность оператору мест. Скорость сканирования исследуемой местности может достигать 240 км/ч с шагом сканирования 10 см и с обеспечением высокой пространственной разрешающей способностью в поперечном направлении 20 см при высоте полета 1 м. Данное устройство позволяет предоставлять важную информацию в режиме реального времени о количестве и местоположении подповерхностных объектов, скрытых в слое грунта или бетона. Работоспособность установки подтверждается результатами экспериментов, обработанных с использованием методов фокусировки и синтезирования апертуры.

Введение

Актуальной задачей на сегодняшний день является поиск объектов, скрытых в толще исследуемой среды, без контакта с самой средой. В роли объектов в реальной жизни часто могут являться противопехотные мины или другие объекты, представляющие опасность оператору. Поэтому был разработан георадар с возможностью установки на беспилотный летающий аппарат (БПЛА). К данному устройству были выдвинуты требования: относительно малая масса, безопасность исследований для оператора, дистанционное зондирование и управление, и обработка данных в режиме реального времени.

Для выполнения этих требований было разработано устройство, обладающее малой массой 3.5 – 4 кг, которая равна грузоподъёмности БПЛА, с шириной захвата 1 м, с рабочим частотным диапазоном 0,8 – 3 ГГц, который выбран таким образом, чтобы обеспечить достаточное проникание излучения в глубь среды с достаточной разрешающей способностью. Георадар имеет встроенный аккумулятор, что обеспечивает его автономность и не зависимость от БЛПА. Скорость сканирования исследуемой поверхности определяется скоростью работы ЛЧМ приемо-передатчика, который более 500 раз в секунду опрашивает антенную решетку. Если взять шаг сканирования 10 см, то скорость сканирования будет достигать до 200 км/ч.

Рис. 1 Внешний вид БПЛА с георадаром

Принцип работы

При выполнении задачи по восстановлению формы объектов, находящихся подповерхностных слоях исследуемой среды, сбор данных в решетке осуществлялся в тактированном режиме, схема тактирования показана на рисунке 2. В каждый момент времени выбирается пара антенн, одна приемная (R) другая передающая (T). При таком расположении антенных элементов и использовании схемы тактирования обеспечивается более плотное заполнение антенной решетки. Расстояние между передающим элементом и приемным элементов равно 12 см. Для уменьшения этого расстояния используем режим тактирования, состоящий из пятнадцати тактов, позволяющий уменьшить расстояние между приемным и передающим элементами вдвое.

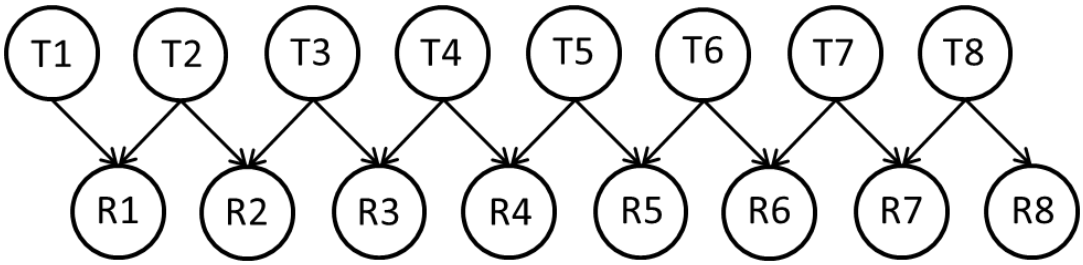


Рис. 2 Схема тактирования антенной решетки и положение антенн

Такая схема тактирования обеспечивает электронное переключение антенн и синтезирование апертуры вдоль антенной решетки, а в поперечном за счет движения георадара.

На рисунке 3 представлен внешний вид разработанного устройства с лицевой и тыльной сторон.

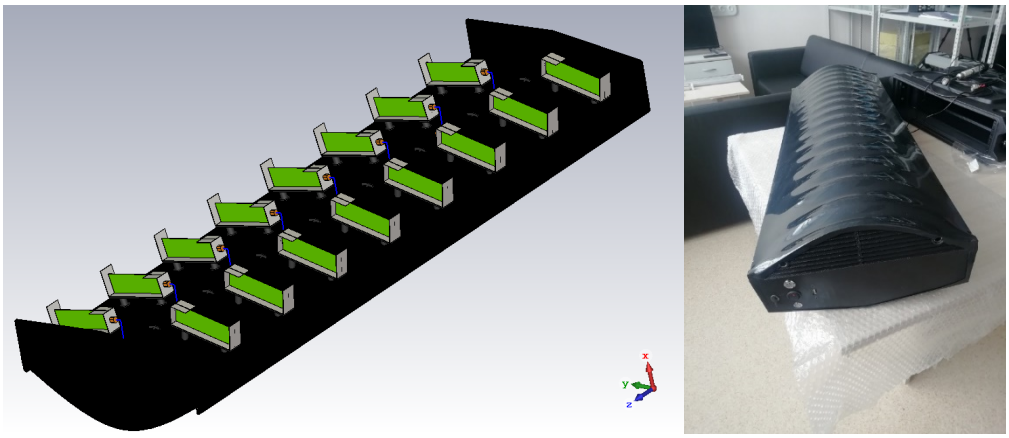


Рис. 3 Лицевая и тыльная стороны георадара

Структурная схема георадара приведена на рисунке 4.

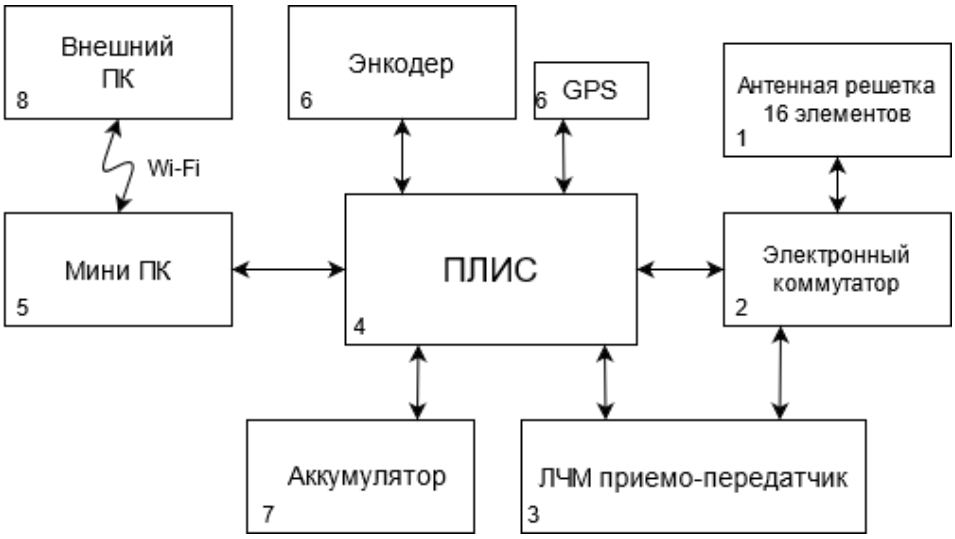


Рис. 4 Структурная схема георадара

Он состоит из:

1. Антенной решетки, состоящей из шестнадцати элементов (8 передающих, 8 приемных), сдвинутые относительно друг друга на половину длины волны для обеспечения более плотного заполнения;
2. Двух высокоскоростных электронных коммутаторов (один для приемных, а второй для передающих элементов), используемых для переключения антенн, для поочередного излучения и приема сигналов;
3. Приемо-передатчик СШП линейно-частотно-модулированного излучения;
4. Программируемой логической интегральной схемы (ПЛИС), обеспечивающей управление всеми элементами устройства и обработкой данных, полученных с ЛЧМ генератора, а также обменов информацией с встроенным малогабаритным персональным компьютером;
5. Малогабаритного персонального компьютера (ПК), служащего для накопления информации и дальнейшей её передачи через сеть Wi-Fi на компьютер оператора;
6. Энкодера и GPS трекера, обеспечивающие ориентацию в пространстве;
7. Аккумуляторной батареи, для автономной работы;
8. А также для отображения информации об исследуемой среде в режиме реального времени у оператора имеется внешний ПК. Через Wi-Fi сеть данные передаются с георадара на переносной компьютер, а также состояние аккумулятора и другие данные об устройстве.

Эксперимент

Для подтверждения работоспособности разработанного устройства проводился эксперимент, схема которого приведена на рисунке 5. Георадар подвешен на экспериментальном стенде на высоте 80 см, на полу находились газобетонные блоки размерами 600×250×100 мм, в одном из которых было вырезано отверстие под резиновую шайбу (рисунок 6). Шайба закрывалась другим блоком, обеспечивая непрозрачность исследуемой среды.

Рис. 5 Схема эксперимента

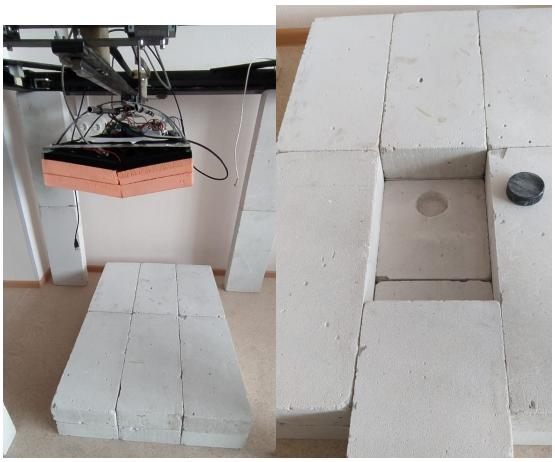


Рис. 6 Фото эксперимента

Для обработки полученных данных о зондируемой среде был выбран метод миграции. Так как интерпретация полученных сигналов является более сложной задачей для оператора, а предложенный метод позволяет рассчитать радиоизображение и последующий вывод на экран компьютера оператора, что упрощает задачу оператора. Полученное изображение представляет собой трёхмерную радиотомограмму, две мерности за счет синтезирования апертуры в поперечном и продольном направлении движения, а третья получается за счет

рабочего диапазона 0,8 – 3 ГГц, которая представлена набором слоев по глубине. В поперечном направлении обеспечивается пространственная разрешающая способность 20 см. Глубина зондирования может достигать 1.5 м в сухом грунте, что бывает довольно редко, так называемые идеальные условия, и определяется чувствительностью ЛЧМ приемо-передатчика. Съем данных производится в режиме реального времени с выводом на экран внешнего ПК через Wi-Fi.

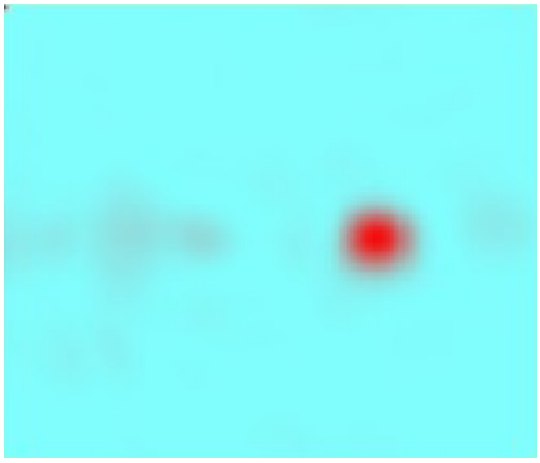


Рис. 7 Полученное радиоизображение

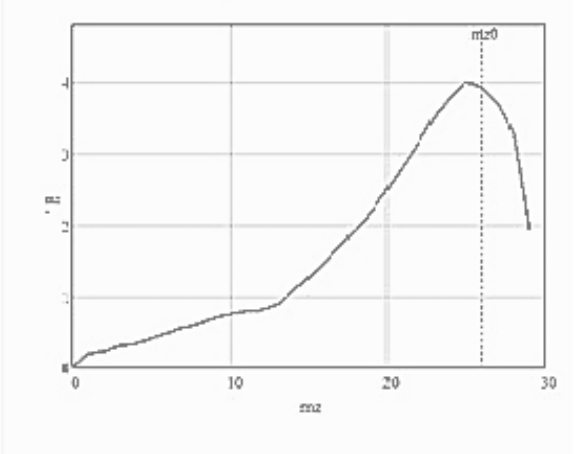


Рис. 8 Зависимость интенсивности отраженного сигнала от номера слоя по глубине.

На рисунке 7 представлено полученное радиоизображение, на котором четко видно положение и форма объекта. Из рисунка 8 можно определить, на какой глубине находится объект. Начало координат – это крайняя точка устройства.

Вывод

Разработано устройство, по своим характеристикам обеспечивающее возможность его присоединение к БПЛА. Также адаптирован математический аппарат, позволяющий строить трехмерные радиоизображения скрытых подповерхностных объектов.

Список публикаций:

[1] Романов Д.Б., Зыков А.А., Федянин И.С., Сухобок Ю.А. Экспериментальные исследования возможности определения физических и электрофизических свойств многослойной среды с помощью радиоволновой томографии. – Известия высших учебных заведений. Физика. 2020. Т. 63. № 2 (746). С. 30-35.

[2] Якубов В.П., Шипилов С.Э. Обратные задачи радиофизики: учеб. пособие / под ред. В.П. Якубова. – Томск: Изд-во НТЛ, 2016. – 164с.

Рефлектометрия леса сигналами навигационных спутников диапазона L1

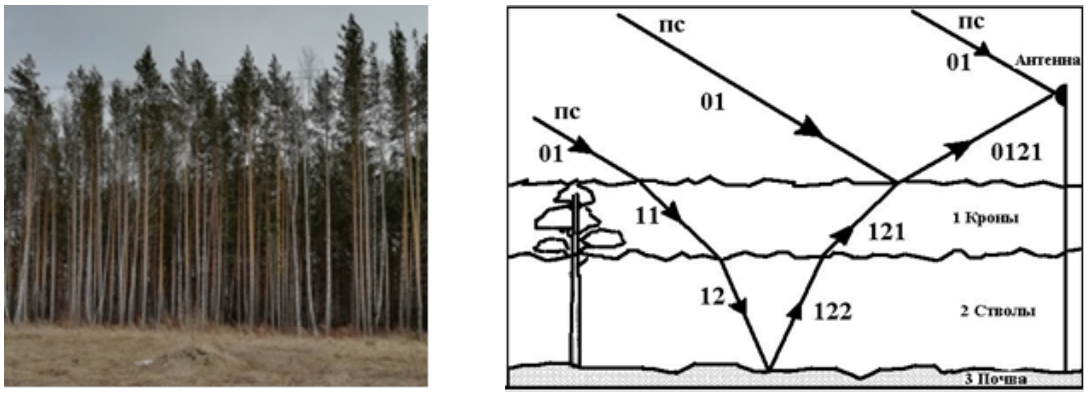
Подопригора Владимир Георгиевич
Реушев Михаил Юрьевич
Сорокин Анатолий Васильевич
Харламов Дмитрий Валентинович
Макаров Даниил Сергеевич

Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН
Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН

E-mail: sorav@iph.krasn.ru

Методы дистанционного мониторинга земных покровов сигналами навигационных спутников в радиодиапазоне L1 имеют определенную перспективу. Реализована рефлектометрия водных, ледовых, почвенных и травянистых покровов [1-2]. Высокотехнологичные глобальные навигационные спутниковые системы (ГНСС) с регистрацией пространственно-временных координат приемной антенны дают возможность определять расположение зондируемых площадок или объемов. Взаимодействие непрерывных импульсно модулированных, когерентных сигналов ГНСС с отражающими, рассеивающими и слабо поглощающими средами изменяет характеристики сигналов и формирует интерференционное поле вблизи поверхности зондируемого объекта. Приемник регистрирует амплитудные и пространственно-временные параметры интерференционного поля.

Рефлектометрия лесных покровов в диапазоне L1 с длиной волны несущей частоты 0,19 м существенно отличается от рефлектометрии земных покровов, упомянутых выше. Лес в целом как гетерогенная слоистая среда ограничен снизу почвой. Также лес имеет верхнюю границу крон и внутреннюю границу слоя крон и стволов. Границы слоя крон градиентные по распределению древесинного вещества в пространстве древостоя. Слой стволов имеет заметную анизотропию эффективной диэлектрической проницаемости. Слой крон с частично ориентационной упорядоченностью ветвей статистически близок к изотропному [3-4]. Пространственная структура древостоя представлена на Рис.1, а). Моделирование трансформации сигналов навигационных спутников (НС) в процессе распространения в лесу от верхней границы крон предполагает оценку потерь мощности сигнала на границах слоев, а также в их объемах. Отраженный от границ слоев древостоя и поверхности почвы сигнал распространяется в направлении к приемной антенне. Схема прохождения сигнала НС представлена на Рис.1, б). Приемник регистрирует величину отношения мощности сигнала к шуму суперпозиции когерентных полей прямого (ПС) и зондирующих сигналов (0121) в виде амплитудно-временной зависимости (АВЗ) с координатной привязкой. Приемная антенна расположена на высоте 32 м, средняя высота деревьев 18 метров.



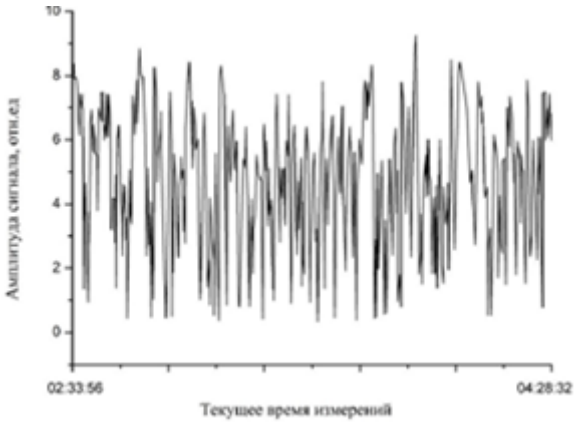
а) б)

Рис.1. Пространственная структура леса, а) и схема распространения сигнала НС в древостое, б).

Основной вклад в результирующее электромагнитное поле в точке приёма вносят главные отражающие поверхности: «воздух-кроны», «кроны-стволы», «стволы-почва». Дополнительно на отражённое поле оказывают влияние рассеяние и поглощение радиоволн на стволах, ветвях, иглах и листьях. При малых углах падения волн на границы раздела слоев основную роль в отражённом сигнале играет квазизеркальная составляющая. При увеличении угла падения от 20˚до 70˚ характеристики отражения зависят от случайно распределенных неровностей границ слоев и их диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$. Для радиоволн диапазона L1 значения $\varepsilon' = 1{,}001$, $\varepsilon'' = 1{,}0002$ (лес) и $\varepsilon' = 9$, $\varepsilon'' =$1-2 (почва с влажностью 0,23). Структура границы «воздух-

кроны» соснового леса представлена на Рис.2, а). Амплитудно-временные зависимости суперпозиции прямого (01), однократно отраженных сигналов (122, 121, 0121) показаны на Рис.2,б). Регистрация рассеянного сигнала осуществлялась приемником с право круговой поляризацией. Использованы сигналы НС № 4 системы GALILEO. Длина когерентности сигналов диапазона L1 составляет ~300 м. Интерференционное поле в точке расположения антенны формируется в результате отражения и множественного рассеяния от пространственных неоднородностей распределения элементов деревьев и рельефа почвы.

и



а) б)

Рис.2. Границы воздух-кроны соснового леса, а) и амплитудно-временные зависимости суперпозиции прямого и многократно рассеянных сигналов почвой и лесным массивом, б).

Эффективное переизлучение сигналов НС слоистой структурой лесного полога и подстилающей почвой в направлении антенны формируется усеченным коническим объемом с осью вдоль направления распространения отраженного сигнала. Площади оснований конуса в плоскости, перпендикулярной оси конуса, имеют радиусы первой зоны Френеля $r_1 = \sqrt{\lambda s}$ в плоскости на почве и верхней границе крон. Значения величин: длина волны сигнала НС λ – 0,19 м, расстояние s от приемника до оснований конуса на почве определяется высотой антенны h и углом возвышения спутника φ. Структура АВЗ сигнала, представленная на Рис.2,б), сформирована в результате перемещения рассеивающего объема в интервалах углов азимута α (269° – 230°) и углов возвышения φ (45° – 13°) НС. В процессе изменения угловых координат НС рассеивающий объем перемещается от антенны на расстояние до 100 м и увеличивается в объеме. Относительно стабильное среднее значение АВЗ в указанных интервалах углов α и φ обусловлено изменениями коэффициента рассеяния растительности с учётом отражения от почвы, поглощения лесным пологом и увеличением рассеивающего объема. Осцилляции АВЗ демонстрируют случайно распределенные амплитудные и временные параметры. Вероятно, над лесом формируются радиоспеклы в результате взаимодействия когерентных полей прямых и рассеянных сигналов НС [6].

Перемещение объема рассеяния по лесному пологу изменяет структуру интерференционного поля в точке расположения антенны. Размеры спеклов зависят от структуры рассеивающего объекта и расстояния до точки регистрации. Если линейный размер рассеивающего объекта мал по сравнению с расстоянием s до антенны, то размеры спеклов будут $d \sim \lambda s/r_1$. Изменение угловых координат НС изменяет характеристики спекл-структры в точке приёма, что и наблюдается на Рис.2,б). АВЗ суперпозиции сигналов НС определяются рассеивающими параметрами леса и дают возможность восстанавливать усредненные электрофизические характеристики.

Литература

1. Jin1 Jin S., Cardellach E., Xie F. GNSS Remote Sensing. New York, London : Springer Dordrecht Heidelberg, 2014. 286 p.
2. Макаров Д.С., Сорокин А.В., Харламов Д.В. Сибирский журнал науки и технологий, 20 (1), 8 (2019). DOI: 10.31772/2587-6066-2019-20-1-8-19
3. Попов В.И. Распространение радиоволн в лесу. - М.: Горячая линия. Телеком., 2015 .- 392 с илл.
4. Сорокин А.В., Подопригора В.Г., Макаров Д.С., Харламов Д.В., Балтайс В.В. Ориентационная упорядоченность элементов дерева в модели диэлектрической проницаемости древостоя. Известия высших учебных заведений. Физика. 2020. Т. 63. № 2 (746). С. 50-54.
5. Чухланцев А.А., Винокурова С.И. Исследование Земли из космоса. 1991, №4.С.21.
6. Франсон М. Оптика спеклов. Москва: Издательство «Мир», 1980,.174 с.

Методика расчета спектра собственных колебаний железобетонных опор со стержневой напрягаемой арматурой

Дымов Георгий Александрович
Беличенко Виктор Петрович
Томский Государственный Университет
E-mail:dymazhorov@gmail.com, v.p.belichenko@mail.ru

1. *Упрощенная методика расчета собственных колебания стержня - основного конструктивного элемента железобетонной опоры*.

Опорные системы, анализ колебаний которых важен для многих практических задач, являются, как правило, сложными упругими системами. Зачастую их конструктивные элементы могут включать в свой состав различные стержневые структуры. Поэтому разработка эффективных методов решения задач о колебаниях сложных стержневых структур имеет первостепенное значение для целого ряда областей современного производства и техники [1].

Обычно стержневую структуру представляют как совокупность отдельных элементов. Если эти элементы являются однотипными, то даже при большом их числе оказывается возможным реализовать расчет колебаний, используя широко распространенные и подробно описанные в литературе приближенные численные методы. Ключевое значение при этом имеют задачи о продольных или поперечных колебаниях уединенного стержня с распределенной массой.

Так, например, задача о поперечных колебаниях стержня математически может быть сформулирована как задача решения дифференциального уравнения с частными производными. При его решении необходимо учесть начальные и граничные условия. Начальные условия определяют начальные смещения и скорости, а граничные – определяют характер закрепления концов стержня. Упомянутое уравнение является уравнением четвертого порядка и имеет следующий вид [1]:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(EJ(x)\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) + \mu(x)\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = q(x,t) \qquad (1)$$

где E – модуль упругости, Па; J – момент инерции поперечного сечения, м^4; $\mu(x)$ – масса единицы длины стержня, $\frac{\text{кг}}{\text{м}}$; w – прогиб точек стержня, м; $q(x,t)$ – распределение нагрузки $\frac{\text{Н}}{\text{м}}$.

Сообразно порядку уравнения его решение должно удовлетворять четырем граничным условиям. Если стержень однороден и имеет постоянное сечение и, кроме того, не учитываются диссипация и возмущающие силы, то уравнение (1) переходит в уравнение

$$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \frac{EJ}{\mu}\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} = 0 \qquad . (2)$$

При отыскании общего решения уравнения (2) методом разделения переменных

$$w = \sum_{n=1}^{\infty} X_n(x) \cdot T_n(t),$$

где функции $X_n(x)$ с физической точки зрения описывают собственные формы колебаний, для $X_n(x)$ и $T_n(t)$ получаются обыкновенные дифференциальные уравнения, которые легко решаются в случае поперечных колебаний:

$$X_n(x) = A_n \sin k_n x + B_n \cos k_n x + C_n \operatorname{sh} k_n x + D_n \operatorname{ch} k_n x,$$

$$T_n(t) = a_n \cos \omega_n t + b_n \sin \omega_n t,$$

$$k_n = \sqrt[4]{\frac{\mu \cdot \omega_n^2}{E \cdot J}}.$$

Постоянные $a_n, b_n, A_n, B_n, C_n, D_n$ находятся с использованием заданных начальных условий и граничных условий на концах стержня; собственные частоты, ω_n, находятся из так называемого частотного уравнения, которое составляется с привлечением граничных условий. Это уравнение трансцендентное и имеет бесконечное число корней. Фактически поиск корней сопряжен с раскрытием определителей высокого порядка, что при большом числе стержней становится достаточно сложной проблемой.

В отдельных случаях удается получить содержательные результаты даже оставаясь в рамках такой простой математической модели [2].

2. *Альтернативная методика расчета, основанная на решении несамосопряженной краевой задачи.*

Несколько глубже физику происходящих процессов можно понять, если сформулировать задачу, как несамосопряженную граничную задачу [3]. Такой подход, к сожалению, не получил широкого распространения, поэтому мы кратко изложим его опираясь на пример, приведенный в работе [3]. Пусть для определенности исследуемая структура математически описывается классической самосопряженной задачей: полубесконечный стержень с закрепленным в нуле концом, имеет некоторую плотность материала между нулем и единицей и большую плотность от единицы до бесконечности. Обычный подход – применение метода разделения переменных – порождает самосопряженное уравнение по *x*, регулярное в начале координат и типа предельной точки на бесконечности. Эта задача самосопряженная в пространстве $L_2(0,\infty)$, и ее можно решить применив преобразование, аналогичное синус-преобразованию Фурье, если в начальный момент стержень имеет отличные от нуля начальное отклонение и скорость только на интервале (0,1). При этом получается *только непрерывный спектр колебаний*. Это обстоятельство чрезвычайно затрудняет физическую трактовку процесса колебаний.

Используем другой подход для решения данной проблемы. В его рамках необходимо решить уравнение

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - [a(x)]^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0 \qquad (3)$$

При этом предполагается, что $a(x) = a_1,\ 0 \le x < 1;\ a(x) = a_2,\ x > 1;\ a_1 > a_2 > 0$, а искомая функция удовлетворяет следующим граничным и начальным условиям:

$$u\big|_{x=0} = 0;\ \ u\big|_{t=0} = u_0(x),\ \ u_t\big|_{t=0} = u_1(x), \text{ при } 0 < x < 1;\ u_0(x) \equiv 0,\ u_1(x) \equiv 0, \text{ при } x > 1.$$

Преобразуя уравнение (3) по Лапласу по переменной t, получим уравнение для изображения $v(x,\lambda)$:

$$\frac{d^2 v}{dx^2} - \frac{\lambda^2 v}{[a(x)]^2} = -f(x,\lambda) = -\frac{u_1(x) + \lambda u_0(x)}{[a(x)]^2} \qquad (4)$$

где λ - параметр, входящий в преобразование Лапласа.

Решение этого уравнения методом функции Грина, дает

$$v(x,\lambda) = \frac{1}{w(\lambda)} \int_0^1 K(x,\xi,\lambda) f(\xi,\lambda) d\xi,$$

$$K(x,\xi,\lambda) = \begin{cases} y_1(x,\lambda) y_2(\xi,\lambda), & x \le \xi, \\ y_2(\xi,\lambda) y_1(x,\lambda), & x \ge \xi, \end{cases}$$

$$y_1(x,\lambda) = \operatorname{sh} \frac{\lambda}{a_1} x, \qquad x < 1,$$

$$y_2(x,\lambda) = e^{-(\lambda/a_2)x}, \qquad x > 1,$$

$$w(\lambda) = \frac{\lambda}{a_2} e^{-\lambda/a_2} \left(\operatorname{sh} \frac{\lambda}{a_1} + \frac{a_2}{a_1} \operatorname{ch} \frac{\lambda}{a_1} \right).$$

$$u(x,t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{i\infty} e^{\lambda t} v(x,\lambda) d\lambda \ . \qquad (5)$$

Нули функции $w(\lambda)$ таковы:

$$\lambda^0 = 0,\ \lambda_k = -\alpha + ik\pi a_1,\ \alpha = \frac{a_1}{2}\ln\frac{a_1 + a_2}{a_1 - a_2} > 0,\ k = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots .$$

Используя обратное преобразование Лапласа, находим

$$u(x,t) = \frac{1}{2\pi i}\int_{-i\infty}^{i\infty} e^{\lambda t} v(x,\lambda) d\lambda \ .(6)$$

Интеграл (6) равен сумме вычетов подынтегральной функции в полюсах λ_k:

$$u(x,t) = \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} e^{\lambda_k t}[w'(\lambda_k)]^{-1}\int_0^1 K(x,\xi,\lambda_k) f(\xi,\lambda_k)\, d\xi = \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} u_k(x,t) \qquad (7)$$

Функции $u_k(x,t)$ экспоненциально убывают по *t* при $t \to +\infty$, однако при $x > 1$

$$u_k(x,t) = [w'(\lambda_k)]^{-1} e^{\lambda_k t}\int_0^1 y_1(\xi,\lambda_k) f(\xi,\lambda_k)\, d\xi \cdot e^{(\alpha/a_2)x - ik\pi(a_1/a_2)x} \qquad (8)$$

т.е. экспоненциально растет по *x* при $x \to +\infty$.

Если же мы переставим порядок интегрирования по λ и ξ, и положим $x = x_0 > 1$, то найдем, что

$$u(x_0,t) = \frac{1}{2\pi i}\int_0^1 \left\{ \int_{-i\infty}^{i\infty} e^{\lambda[t-(x_0/a_2)]} y_1(\xi,\lambda)[w(\lambda)]^{-1} f(\xi,\lambda) d\lambda \right\} d\xi .$$

Откуда видно, что

$$u(x_0,t) = 0 \text{ при } t < x_0 / a_2,$$

поскольку контур интегрирования можно замкнуть в правой полуплоскости λ, в которой подынтегральная функция не имеет полюсов.

Замечательная особенность такого решения заключается в следующем. С одной стороны, функции $u_k(x,t)$ экспоненциально растут по *x* при $x \to +\infty$ и, следовательно, не охватываются теорией гильбертова пространства, так как не являются суммируемыми с квадратом. В физической литературе такие функции часто называют несобственными решениями в противоположность собственным функциям, которые называют собственными решениями. С другой стороны, каждая такая функция содержит зависящий от времени экспоненциальный множитель, экспоненциально убывающий при $t \to +\infty$. Это, в конечном итоге, приводит к тому, что смещение стержня равно нулю в любой точке $x > 1$ до тех пор, пока начальное возмущение с участка [0,1] не достигнет рассматриваемой точки *x*. Причем затухание несобственных решений настолько велико, что только одного или двух из них достаточно для того, чтобы получить адекватное описание процесса колебаний стержня.

3. *Возможности численных методов при расчете собственных частот моделей реальных железобетонных опор*.

При динамических расчетах конструкций сложной конфигурации в настоящее время широко используется метод конечных элементов (МКЭ) и его модификация, основанная на точном интегрировании дифференциального уравнения для конечного элемента[1].

В данной работе представлены результаты моделирования колебаний цилиндрического стержня из бетона диаметром 60 мм и длиной 1 метр, армированного металлическим стержнем диаметром 6 мм, в том числе в преднапряженном состоянии (рис. 1). При расчетах мы использовали программный продукт COMSOL Multiphysics, реализующий в том числе МКЭ. Благодаря его возможностям для интеграции арматуры в бетонный стержень достаточно использовать физический интерфейс «TRUSS» (ферменные конструкции). Существенно то, что внедрение металлических стержней осуществляется без дополнительных операций, таких как удаление «лишних» частей из бетона, чем облегчается процесс графического построения модели, а также обеспечивается возможность «безболезненного» удаления стрежней, путем отключения их из модели. Данный подход позволяет

также сократить время расчета по сравнению со случаем, отвечающем заданию металлического стержня в интерфейсе «SOLID MECHANICS» (твердое тело), в котором задается бетонный стержень.

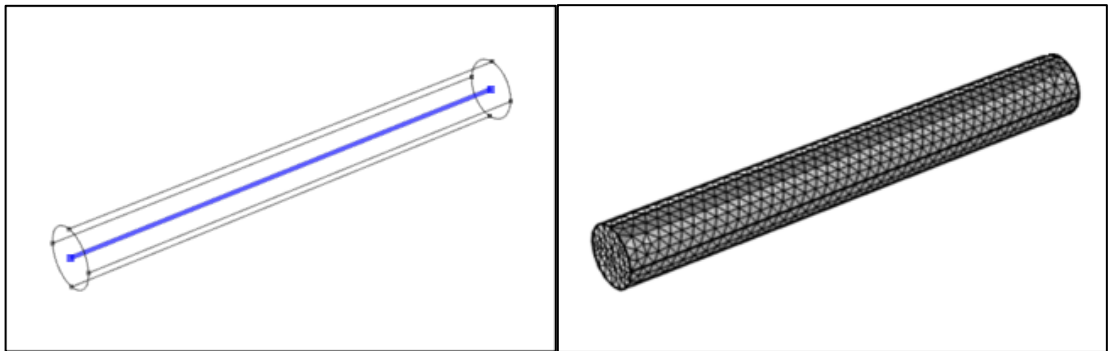


Рис.1 Армированный бетонный стержень и общий вид расчетной сетки

Для объединения двух частей модели (бетонного и металлического стержней) использовался оператор COMSOL «General Extrusion», в результате работы которого все переменные, связанные с перемещениями металлического стержня, приравниваются к переменным бетонного стержня.

На начальной стадии исследования было проведено моделирование колебаний одиночного бетонного стержня не содержащего арматуры и в предположении отсутствия демпфирования бетона. Использованные граничные условия: левый торец стрежня жестко закреплен, а правый имеет ограничения на перемещения, кроме направления, перпендикулярного торцу.

Расчетная сетка в стержне (рис. 2) была создана с помощью внутреннего генератора сетки COMSOL. При этом были учтены физические особенности решаемой задачи и размер ячеек сетки был уменьшен до размера ячеек «Finer». Результаты расчета собственных частот бетонного стержня представлены в таблице 1.

На следующей стадии моделирования было проведено армирование бетонного стержня, путем внедрения железного стержня. Результаты расчета собственных частот такого железобетонного стержня представлены в таблице 2.

Табл. 1

Частоты собственных колебаний первых 4 мод бетонного стержня и их факторы участия

№ моды	Частота колебаний (Гц)	Фактор участия, X-составляющая	Фактор участия, Y-составляющая	Фактор участия, Z-составляющая
Основная мода	236.08	-1.8928e-6	0.40862	-0.19748
Вторая мода	733.47	-7.5112e-6	0.036554	-0.30334
Третья мода	830.09	0.51835	3.0176e-6	9.1419e-8
Четвертая мода	1067.7	1.1503e-6	5.9435e-5	-3.7212e-5

Табл. 2

Частоты собственных колебаний первых 4 мод железобетонного стержня и их факторы участия

№ моды	Частота колебаний (Гц)	Фактор участия, X-составляющая	Фактор участия, Y-составляющая	Фактор участия, Z-составляющая
Основная мода	235.18	-1.4843e-6	0.40819	-0.19909
Вторая мода	733.47	-7.4774e-5	0.036585	-0.030618
Третья мода	830.09	0.51845	2.5755e-6	-9.6341e-7
Четвертая мода	1067.7	1.3245e-6	5.9356e-5	-3.6903e-5

Как видно из таблиц 1 и 2, армирование бетонного стержня вызывает смещение собственных частот колебаний. По-видимому, это является следствием увеличения суммарной плотности материала, модуля Юнга и массы конструкции.

Следующим этапом исследования явилось приведение бетонного стержня в преднапряженное состояние. Данное действие осуществлялось путем добавления начального напряжения на металлическую часть конструкции. Для этого использовалась функция «Initial axial strain» (начальное осевое напряжение), с коэффициентом (-0.01). Как видно из таблицы 3 в данной ситуации также имеет место смещение частот собственных колебаний. Его следует связывать с изменением длины конструкции, вызванным ее приведением в преднапряженное состояние.

Наконец, завершающая стадия исследования включала наложение дополнительных моделей для бетона (модель Оттосена) и арматуры (модель пластичности). Соответствующие коэффициенты моделей были взяты из [COMSOL Multiphysics Application Library/ Geomechanics Module/ Concrete Beam With Reinforcement Bars URL: https://www.comsol.ru/model/concrete-beam-with-reinforcement-bars-10440]

Табл. 3

Частоты собственных колебаний первых 4 мод преднапряженного железобетонного стержня и их факторы участия

№ моды	Частота колебаний (Гц)	Фактор участия, X-составляющая	Фактор участия, Y-составляющая	Фактор участия, Z-составляющая
Основная мода	233.94	-2.5170e-6	0.34455	-0.29591
Вторая мода	731.27	-7.5699e-5	0.033549	-0.033686
Третья мода	822.42	0.51843	2.6171e-6	2.1607e-7
Четвертая мода	1066.2	-2.4751e-6	7.4439e-5	6.4495e-6

В таблице 4 отражены результаты влияния наложения дополнительных моделей для бетона и арматуры.

Табл. 4

Частоты собственных колебаний первых 4 мод для преднапряженного железобетонного стержня с дополнительными моделями и их факторы участия

№ моды	Частота колебаний (Гц)	Фактор участия, X-составляющая	Фактор участия, Y-составляющая	Фактор участия, Z-составляющая
Основная мода	235.15	-2.2140e-6	0.38709	-0.23752
Вторая мода	733.35	-7.6716e-5	0.035421	-0.031885
Третья мода	822.64	0.51843	3.8798e-6	6.8515e-7
Четвертая мода	1067.7	1.0103e-6	6.1992e-5	-4.7616e-5

Сравнение данных из таблиц 3 и 4 позволяет заключить, что добавление дополнительных моделей вызывает обратное смещение частот. Это, по всей видимости, является следствием улучшения адекватности модели реальной физической конструкции.

Литература

[1] Нестационарные колебания стержневых систем при соударении спре-пятствием / Ю. Н. Санкин, Н. А. Юганова; под общ. ред. Ю. Н. Санкина. – Ульяновск: УлГТУ, 2010. – 174 с.

[2] Кудинов Д. С. Радиолокационный метод дефектоскопии объектов железнодорожного транспорта: диссертация ... кандидата технических наук: 05.12.14 / Красноярск, 2010. – 151 с.

[3] Л. Дольф. Современное развитие некоторых несамосопряженных задач математической физики // Математика. – 1963. – Т.7. – вып. 1. – С. 79-136.

[4]. G.A. Dymov, V.P. Belichenko. The main structural element of a reinforced concrete supports: mathematical modeling of mechanical vibrations // Journal of Physics: Conference Series. – 2021 (in press).

Компактные керамические RFID метки с высокой дальностью считывания

Ильдар Юсупов[1]
Дмитрий Добрых[1,2], *Анна Михайловская*[1,2], *Сергей Красиков*[1], *Диана Шакирова*[1], *Андрей Богданов*[1], *Алексей Слобожанюк*[1], *Дмитрий Филонов*[3], *Павел Гинзбург*[2]

[1]Физический факультет, Университет ИТМО, Санкт-Петербург 197101, Россия
[2]School of Electrical Engineering, Tel Aviv University, Tel Aviv 69978, Israel
[3]Центр Фотоники и Двумерных Материалов, Московский Физико-Технический Институт, Долгопрудный 141700, Россия

E-mail:ildar.yusupov@metalab.ifmo.ru

С развитием беспроводных технологий все больше и больше окружающих нас устройств планируется подключить к глобальной сети «Интернета Вещей»[1]. Таким образом каждый объект или устройство должно быть оснащено миниатюрным передатчиком для идентификации и контроля параметров окружающей среды. Применение технологии радиочастотной идентификации и сенсоров на её основе открыло широкие возможности в проектировании современных систем удаленного контроля.

За последние десятилетия технология радиочастотной идентификации (RFID – Radio Frequency Identification) получила широкое применения во многих технологических сферах деятельности современного мира [2]. Распространенные технологические стандарты позволяют внедрять решения к крупному ряду задач таких, как логистика, транспорт, контроль складских помещений, и так далее. Основными элементами в RFID системе служат передатчик (RFID считыватель) и радиочастотная метка, которая состоит из антенны и микрочипа с внутренней памятью, доступной для чтения и записи. В пассивных метках энергия, необходимая для управления микрочипом, поступает от электромагнитной волны, излучаемой считывателем. Наводимый ток активирует электронику микрочипа, и он начинает действовать как переключатель, между состояниями согласования и рассогласования антенны радиочастотной метки. Таким образом достигается модуляция обратного рассеяния, и как следствие, однозначная идентификация метки считывателем. Несмотря на установленные стандарты связи RFID, стратегии по улучшению характеристик RFID меток остаются открытыми для исследователей. В данной работе мы предлагаем две новые концепции UHF RFID меток на основе диэлектрических материалов с высокой проницаемостью. Первая - RFID-метка на основе диэлектрического цилиндрического резонатора, а вторая - всенаправленная RFID-метка.

Общая концепция RFID-метки на основе диэлектрического резонатора показана на рисунке 1. Метка представляет собой керамический цилиндрический резонатор с разомкнутым металлическим кольцом, расположенным на поверхности. В зазор помещается чип из коммерческой метки. Считыватель посылает сигнал для опроса метки, возбуждая в ней магнитную дипольную моду. Возбужденные токи смещения резонатора преобразуются в ток проводимости в кольце, инициируя работу микрочипа. Рассеянный модулированный сигнал проходит обратный путь - от тока проводимости к излучению в дальнем поле. Магнитная природа резонаторного режима обеспечивает эффективное соединение с кольцом посредством индуктивной связи.

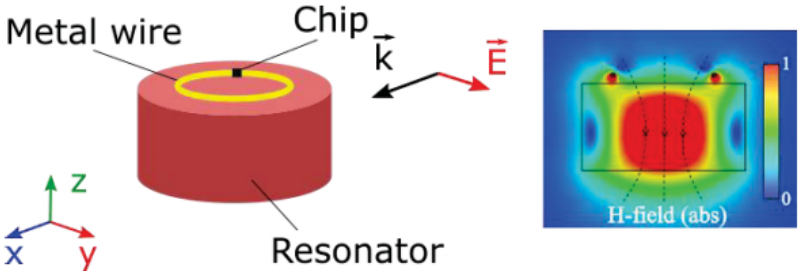


Рис.1 Схема работы миниатюрной RFID-метки на основе керамического резонатора. Токи смещения в высокодобротном резонаторе индуктивно связаны с разомкнутым металлическим кольцом, в которое встроен RFID-чип. Миниатюрность и большая дальность считывания обеспечиваются локализованными модами в керамике с высокой диэлектрической проницаемостью. Цветовая карта показывает амплитуду магнитного поля основной магнитной дипольной моды.

Чтобы оценить характеристики новых меток, было проведено экспериментальное исследование. Два керамических резонатора с ε=100 и ε=80 и три коммерческие металлические метки UHF [тонкие электрические диполи, длина каждого около 70 мм, см. рис. 2 (c)] Alien 9662, Impinj HR61 и Impinj E42 оценивались в рамках конфигурации считывания из дальнего поля (рис. 2(a) - фотография схемы эксперимента). Считывающее устройство (модель KLM900S) подключалось к ноутбуку через USB-порт, амплитуда принимаемого сигнала

отслеживалась с помощью программного обеспечения, предоставленного производителем. Для измерений в дальнем поле мы использовали изготовленную антенну типа «волновой канал» (4 директора), с согласованием -15 дБ в диапазоне частот 880–960 МГц [рис. 2(a)]. Коэффициент усиления составил 9,3 дБ. Все пять меток были размещены (одна за другой) в плоскости E антенны и точно удалены от минимального расстояния 50 см до максимального 5 м (рис. 2(a) - схема установки). Интенсивность принимаемого сигнала контролировалась для каждого физического положения (для уменьшения флуктуаций проводилось усреднение по времени). Уровень шума считывателя (минимальная обнаруживаемая интенсивность) составляет -50 дБм. Рисунок 2(b) демонстрирует мощность принимаемого сигнала как функцию расстояния между меткой и считывателем. Максимальное расстояние считывания для коммерческих металлических элементов при текущем расположении составляет менее 4 м (при дальнейшем увеличении расстояния сигнал падает ниже -50 дБм и становится необработанным). Керамические метки считываются с расстояния, приближающегося к 5 м.

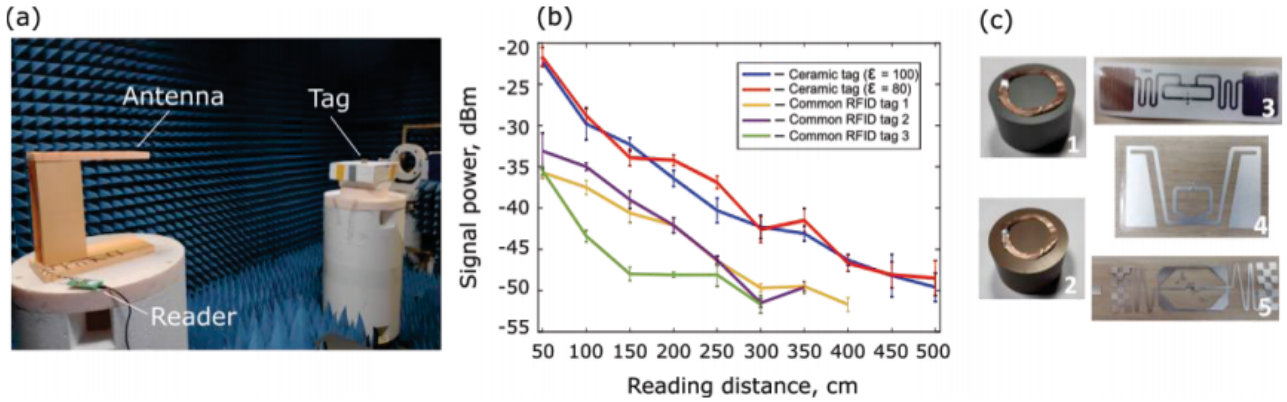


Рис. 2. (a) Фотография экспериментальной установки в безэховой камере - RFID-считыватель с изготовленной антенной типа «волновой канал». (b) Мощность принимаемого сигнала в зависимости от расстояния между считывателем и меткой. На вставке показана фотография измеренных коммерческих меток. (c) Фотография измеренных керамических и коммерческих RFID-меток.

Во второй части мы демонстрируем миниатюрную всенаправленную метку, доступную для считывания со всех углов с помощью коммерческого RFID-считывателя. Конструкция метки (рис. 3) состоит из нескольких основных компонентов, обеспечивающих нужную диаграмму рассеяния. Первая это металлическая антенна, форма которой напоминает омега-частицу с дополнительным элементом согласования. Полоски, расположенные рядом с зазором кольца, позволяют контролировать электрическую длину антенны, отвечающую за ее резонансную частоту. Кроме того, эти элементы, могут вносить дополнительные резонансы в общую диаграмму рассеяния. В результате было продемонстрировано устройство размером 3 см (десятые доли рабочей длины волны), считываемое с расстояния 1.5 м без какой-либо зависимости от направления опроса. Компактные всенаправленные метки могут устранить жесткие ограничения на взаимную ориентацию между носителями информации и опрашивающими системами.

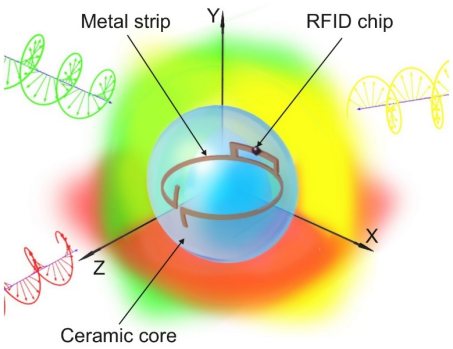


Рис.3 Схема миниатюрной RFID метки с изотропной диаграммой рассеяния. Метка состоит из сложенного металлического проводника с RFID-чипом, впаянным в зазор. Структура обернута вокруг (и погружена) керамического резонатора с высокой диэлектрической проницаемостью. Всенаправленное считывание метки производится с помощью антенны с круговой поляризацией, расположенной на расстоянии нескольких метров от структуры.

Экспериментальная реализация нашей метки была выполнена следующим образом: металлический проводник был вырезан из медного листа толщиной 0,05 мм, в зазор был размещен RFID-чип, снятый с коммерческой метки. Мы использовали считыватель Impinj r2000, работающий в частотном диапазоне 865–868 МГц (европейский стандарт). Небольшая модификация длины металлического проводника позволила сдвинуть резонанс с первоначально выбранных 900 МГц до экспериментально установленных реальных значений. Итоговые размеры метки указаны в миллиметрах на рис. 4 (d). После металлический элемент формируется до размеров продолговатого сфероида, корпус которого был напечатан на 3D-принтере и заполнен керамическим порошком с диэлектрической проницаемостью ε=9. Коммерческая метка (ALN-9654-FWRW), используемая в качестве эталона, показана на рис. 4 (e).

Измерения проводились в безэховой камере, позволяющей снизить шумы окружающей среды [рис. 4(a)]. Считывающее устройство Impinj r2000 было подключено к ноутбуку через USB-порт, а амплитуды принимаемых сигналов отслеживались с помощью программного обеспечения. В качестве антенны RFID считывателя использовались спиральные антенны с правой и левой обмотками, обеспечивающие правую и левую круговую поляризацию, соответственно. У считывателя есть возможность переключаться между несколькими антеннами. Здесь мы используем эту функцию и соединяем два порта с антеннами, применяя переключение 0,2 кГц с рабочим циклом 50:50. Метки были размещены на вращающейся установке, расположенной на расстоянии 1,5 м от антенны считывателя [рис. 4(a)]. Поскольку установка может вращаться в одной плоскости, метки переориентировались вручную после каждого сканирования на 360°. Был выбран угловой шаг 10°, достаточный для демонстрации изотропных свойств. Интенсивность принимаемого сигнала отслеживалась для каждого физического положения меток (для уменьшения флуктуаций проводилось усреднение по времени).

На рисунках 4 (b) и (c) показана мощность принимаемого сигнала в зависимости от угла поворота в трех различных плоскостях (XY, XZ и ZY) для нашей изотпроной и коммерческой RFID-метки, соответственно. Коммерческая метка недоступна из большого углового сектора в случае поворота в плоскости XY (принимаемый сигнал ниже чувствительности считывателя (-90 дБм)). Появление такой «слепой» зоны неудивительно, поскольку метка работает в дипольном резонансе.

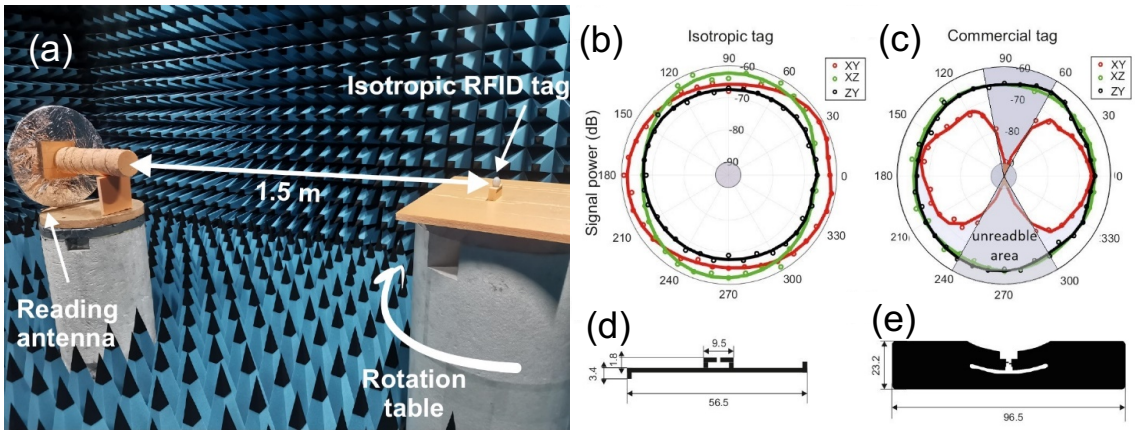


Рис.4. (a)Фотография экспериментальной установки в безэховой камере - RFID-считыватель со спиральной антенной расположен на расстоянии 1,5 м от вращающейся установки, на которой размещены исследуемые метки. (b)Мощность принимаемого сигнала (в дБм) на считывателе в зависимости от угловой ориентации метки в трех различных плоскостях (XY, XZ и ZY) предложенной изотропной метки. (c) Коммерческая RFID-метка. Металлические части меток с размерами в мм. (d) Изотропная метка, погруженная в керамический продолговатый сфероид. (e) Коммерческая плоская метка (ALN-9654-FWRW).

В результате мы продемонстрировали два новых типа UHF RFID меток на основе керамических материалов. Наши схемы продемонстрировали ряд преимуществ по сравнению с традиционными подходами к проектированию меток, включая миниатюризацию площади, увеличение дальности считывания меток и многополярное проектирование для создания всенаправленной диаграммы направленности излучения.

Список публикаций:

[1] *L. Atzori, A. Iera, and G. Morabito, "The Internet of Things: A survey," Comput. Networks, vol. 54, no. 15, pp. 2787–2805, 2010.*

[2] S. B. Miles, S. Sarma, and J. R. Williams, "RFID technology and applications," RFID Technol. Appl., vol. 9780521880, pp. 1–218, 2008.

[3] A. Bou-El-Harmel, A. Benbassou, and J. Belkadid, "Design and Development of a New Electrically Small 3D UHF Spherical Antenna with 360° of Opening Angle in the Whole Space for RFID, WSN, and RSN Applications," Int. J. Antennas Propag., vol. 2016, no. i, 2016.

Направленные характеристики элементарного излучателя расположенного над поверхностью промерзающей почвы

Кривальцевич Сергей Викторович[1,2], Ященко Александр Сергеевич[1]

1-Институт радиофизики и физической электроники (ОНЦ СО РАН), 2-Омский НИИ приборостроения

x_rays1@mail.ru, krisr2002@mail.ru

Одним из основных параметров, определяющих характер протекания процессов взаимодействия электромагнитных волн с подстилающей поверхностью, является комплексная диэлектрическая проницаемость (КДП) [1]. Для внутриконтинетальных участков поверхности суши подстилающая поверхность представляет собой верхний слой почвы или грунта. В результате изменения КДП подстилающей поверхности происходит изменение характера распространения земной волны, отражения электромагнитных волн от подстилающей поверхности и излучения волн антенно-фидерным устройством. Известная в настоящее время диэлектрическая модель подстилающей поверхности, рекомендованная МСЭ (Международным союзом электросвязи) для вычисления КДП в СВ и КВ диапазонах волн, не учитывает сезонную изменчивость её радиофизических характеристик [2]. Данная модель рассматривает подстилающую поверхность как однородную диэлектрическую среду с потерями и постоянным значением КДП не изменяющимся в течение года. Также не учитывается возможность изменения состояния границы «воздух-подстилающая поверхность», что является крайне грубым допущением. Можно утверждать, что на данный момент вопрос влияния состояния подстилающей поверхности на направленные характеристики приповерхностных антенн изучен слабо; известны лишь отдельные работы, посвящённые этой проблематике. Так, авторами [3] и [4] рассматриваются особенности излучения пространственной и распространение земной волны испущенной диполем вблизи вертикально слоистой среды. Примером такой вертикально слоистой среды могут являться: лёд на поверхности воды, частично промёрзшая почва, растительность на поверхности почвы и т.д. В данной работе производилась оценка влияния подобной слоистой структуры на характеристики направленности четвертьволнового монополя без противовесов, расположенного вблизи поверхности слоистого диэлектрика, на частоте 30 МГц. Значения КДП слоя и полубесконечной среды соответствовали КДП песчаной и суглинистой почвы в талом и замёрзшем состоянии при значении объёмной влажности 0,28 см^3/см^3. Численные значения КДП песчаной почвы были равны: 18-12i, 4-0,6i для талого и мёрзлого состояния соответственно. Для суглинка: 25-29i, 15-12i для талого и мёрзлого состояния соответственно. Данные о КДП были предоставлены Лабораторией диэлькометрии и петрофизики при ОмГПУ.

Оценка направленных характеристик выполнялась в процессе численного моделирования методом конечных разностей во временной области (FDTD). Несмотря на известные недостатки метода, заключающиеся в громоздкости расчётов и требовательности к аппаратным ресурсам вычислительной системы, получаемые с его помощью результаты вполне адекватно отображают процессы излучения и распространения радиоволн. Расчёт производился с помощью графического ускорителя NVidia GTX 3090 с использованием технологии CUDA [5], что несколько нивелировало малую скорость работы алгоритма FDTD. На рисунках ниже приведены результаты оценки направленных характеристик вертикального четвертьволнового монополя, расположенного в непосредственной близости от слоистой структуры.

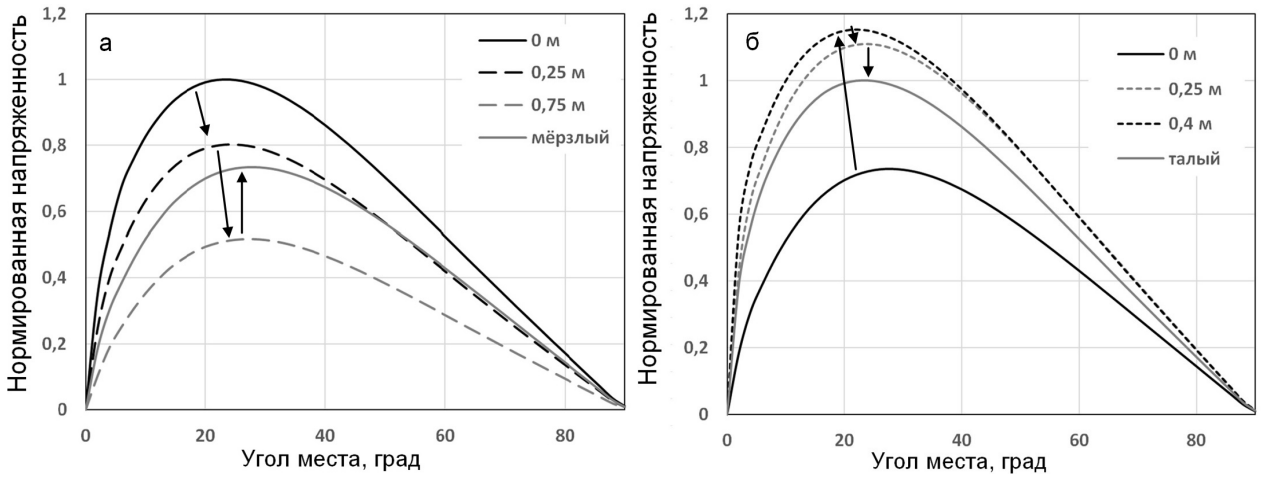


Рис.1 Нормированные направленные характеристики четвертьволнового монополя, частота 30 МГц, поверхность - песчаная почва, влажность 0,28 см^3/см^3. (а) – слой мёрзлой почвы, указанной толщины, над незамёрзшим, (б)– слой талой почвы, указанной толщины, над мёрзлым. Стрелками показаны тенденции изменения зависимости нормированной напряженности поля при изменении толщины замёрзшего или оттаявшего слоя.

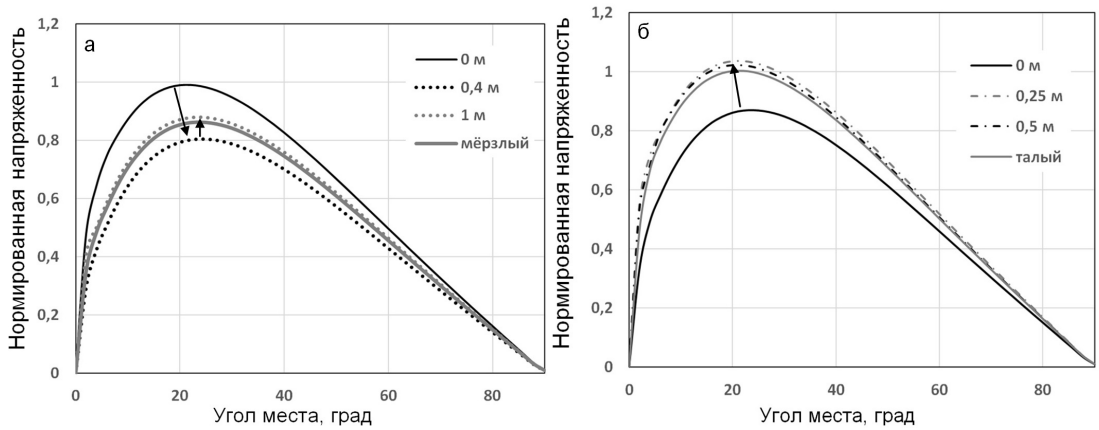


Рис.2 Нормированные направленные характеристики четвертьволнового монополя, частота 30 МГц, поверхность - суглинок, влажность 0,28 см^3/см^3. (а) – слой мёрзлой почвы, указанной толщины, над незамёрзшим, (б)– слой талой почвы, указанной толщины, над мёрзлым. Стрелками показаны тенденции изменения зависимости нормированной напряженности поля при изменении толщины замёрзшего или оттаявшего слоя.

Как можно видеть из приведённых данных, при изменении толщин слоёв замёрзшей почвы над незамёрзшей (при замерзании), и талой почвы над замёрзшей (при оттаивании), направленные характеристики излучателя заметно изменяются. С физической точки зрения это объясняется интерференционными процессами, протекающими в слоистой структуре. Данный эффект известен в оптике как «просветляющее действие слоя». Поскольку значения КДП песчаной почвы меньше чем у суглинка, как в талом, так и мёрзлом состоянии, то и интерференционные явления при излучении электромагнитных волн монополем, находящимся вблизи промерзающей/оттаивающей супесчаной почвы, проявляются значительно большей степени, чем в случае нахождения монополя вблизи промерзающей/оттаивающей суглинистой почвы.

Обнаруженные эффекты необходимо учитывать при оценке изменчивости направленных характеристик антенн, развёртываемых в регионах, в пределах которых наблюдаются сезонные циклы замерзания/оттаивания почв. Работа выполнена по государственному заданию Омского научного центра СО РАН в соответствии с Программой ФНИ ГАН на 2013–2020 годы (номер госрегистрации проекта в системе ЕГИСУ НИОКТР АААА-А19-119052890058-2).

Список публикаций:

[1]. *Norton K. A. // Proceedings of the Institute of Radio Engineers, 1937. V. 25, №. 9, pp. 1203-1236*
[2]. *World atlas of ground conductivities. Available at: https://www.itu.int/dms_pubrec/itu-r/rec/p/R-REC-P.832-4-201507-I!!MSW-E.docx (date of access: 29.05.2021).*
[3]. *King, R. W. P., // Journal of Applied Physics, 1991., V. 69, №. 12, pp. 7987-7995*
[4]. *Liao, D. and K. Sarabandi, // IEEE Trans. Antennas Propag., 2005, V. 53, No. 11, pp. 3747-3756.*
[5]. *CUDA Toolkit Available at: https://developer.nvidia.com/cuda-toolkit (date of access: 29.05.2021).*

Влияние слоисто-неоднородной подстилающей поверхности на процесс распространения земной волны

Ященко Александр Сергеевич
Институт радиофизики и физической электроники (ОНЦ СО РАН)
x_rays1@mail.ru

Известно, что направленные характеристики приземных антенн, в значительной степени зависят от состояния подстилающей поверхности. Результаты первых теоретических исследований, направленных на изучения влияния грунта на процесс излучения радиоволн, были опубликованы в начале 20 века. Так, в работе [1] Зоммерфельд представил результаты общего решения задачи влияния полубесконечного диэлектрика с потерями на процесс излучения радиоволн простейшим антенным устройством (диполем Герца). Однако теоретические выкладки, приведённые Зоммерфельдом, содержали ошибки, которые были устранены в исправленной работе. Одним из важных выводов, которые следуют из уравнений Зоммерфельда, является факт существования земной волны – электромагнитного излучения распространяющегося вдоль границы раздела «подстилающая поверхность-атмосфера». Несколько позже в работе были приведены выражения, описывающие функцию ослабление земной волны [2]. Однако приведённые в работах [1] выражения были мало пригодны для практического использования по причине сложности их математической формулировки. В дальнейшем Нортон в серии работ [3] привёл выражения, полученные Зоммерфельдом, к более простому, пригодному для использования в инженерных расчётах, виду. Однако вопрос распространения земной волны вблизи слоисто-неоднородной подстилающей поверхности остаётся мало изученным до сих пор.

Несмотря на успехи в создании теории элементарных излучателей, строгая теория полноразмерных антенн сложной формы, расположенных вблизи диэлектрика с потерями, на данный момент не создана. Радиофизические характеристики сложных антенных устройств определяются либо экспериментально, т.е. ведутся с де-факто готовым изделием, либо в процессе численного решения дифференциальных и интегральных уравнений вычислительной электродинамики. Работа с готовым изделием, при всех очевидных достоинствах, позволяет определять характеристики устройства лишь при текущем состоянии окружающей среды. Полученные таким образом результаты носят частный характер. Для проведения достаточно полного исследования характеристик устройства при разных состояниях окружающей среды, может потребоваться довольно продолжительный временной промежуток, что позволяет определить общие принципы излучения и взаимодействия электромагнитных волн с подстилающей поверхностью, разумной альтернативой сложным антенным конструкциям могут выступать элементарные излучатели. По этой причине результаты, полученные при анализе цифровых моделей элементарных излучателей, являются всё ещё актуальными.

Оценка ослабления земной волны, испущенной элементарным излучателем, проводилась в процессе численного моделирования методом конечных разностей во временной области (FDTD). Несмотря на известные недостатки метода, заключающиеся в громоздкости расчётов и требовательности к аппаратным ресурсам вычислительной системы, получаемые с его помощью результаты вполне адекватно отображают процессы излучения и распространения радиоволн. Расчёт производился с помощью графического ускорителя NVidia GTX 3090 с использованием технологии CUDA [4], что несколько нивелировало малую скорость работы алгоритма FDTD. На рисунках ниже приведен вид функций зависимости напряженности электромагнитной волны, распространяющейся вблизи слоисто-неоднородной поверхности, в зависимости от расстояния.

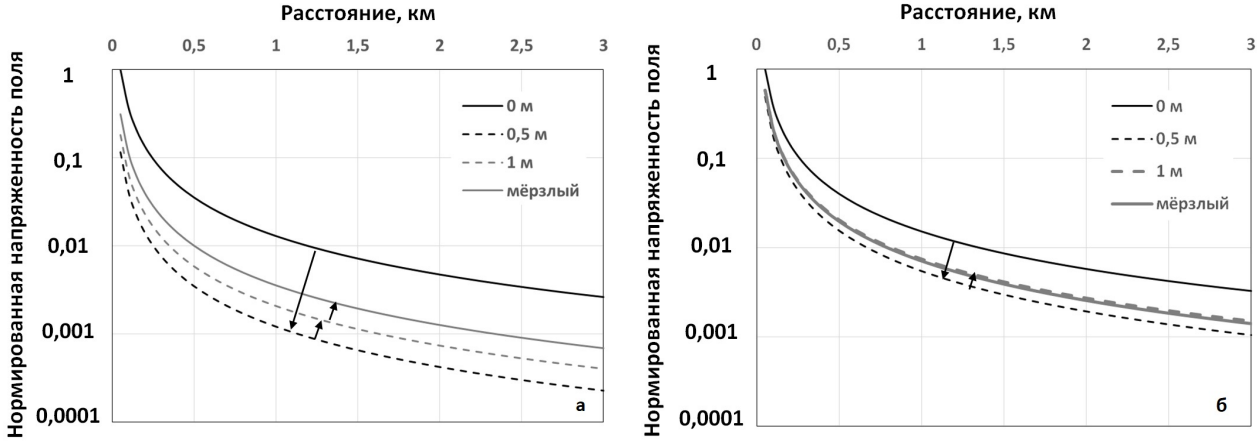


Рис.1 Нормированные значения напряженности поля земной волны, распространяющейся над промерзающей почвой, в зависимости от расстояния, частота 30 МГц, поверхность – промерзающая почва при влажности 0,28 см^3/см^3. (а) – песчаная почва, (б)– суглинок. Стрелками показаны тенденции изменения функции зависимости нормированной напряженности поля при изменении толщины замёрзшего слоя.

Как можно видеть из приведённых данных, при изменении толщины слоя замёрзшей почвы над незамёрзшей, функция зависимости напряженности поля земной волны от расстояния заметно изменяется. С физической точки зрения это объясняется интерференционными процессами, протекающими в слоистой структуре. Данный эффект известен в оптике как «просветляющее действие слоя». Поскольку значения КДП песчаной почвы в промёрзшем состоянии меньше чем у суглинка, то и интерференционные явления при распространении земной волны вблизи промерзающей песчаной почвы, проявляются значительно большей степени, чем в случае распространения земной волны вблизи суглинистой почвы.

Обнаруженные эффекты необходимо учитывать при оценке изменчивости функции ослабления земной волны в регионах, в пределах которых наблюдаются сезонные циклы замерзания/оттаивания почв. Работа выполнена по государственному заданию Омского научного центра СО РАН в соответствии с Программой ФНИ ГАН на 2013–2020 годы (номер госрегистрации проекта в системе ЕГИСУ НИОКТР АААА-А19-119052890058-2).

Список публикаций:

[1] N. Sommerfeld // Ann. Phys. (Leipzig), 1909,28, pp. 665-737.
[2] Van der Pol and K. F. Niessen // Ann. Phys., 1930, 6, pp. 273-294
[3] K. A. Norton // 1936, Proc. IRE, 24, pp. 1367-1387
[4] CUDA Toolkit Available at: https://developer.nvidia.com/cuda-toolkit (date of access: 29.05.2021).

Группировка частиц в широкополосном ультразвуковом поле

Росляков Сергей Николаевич
Суханов Дмитрий Яковлевич
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail: rsnrsn@mail.tsu.ru

Технологии акустической левитации могут найти применение в медицине, перемешивании химических реактивов, прототипировании, сортировке частиц. В настоящие время ученые из разных стран предлагают свои варианты реализации левитации частиц акустическим полем [1-3]. Предложенные решения основаны на взаимодействии двух или четырех встречно направленных узкополосных ультразвуковых решеток, расположенных по граням куба. Такая конфигурация позволяет левитировать частицы, управлять ими в трехмерном плоскости, производить сортировку. Однако такая конфигурация и в целом использование узкополосного поля приводит к тому, что область левитации частиц имеет периодическую структуру и связана с частотой используемого сигнала. В [4] предлагается реализация установки, основанная на описанном выше решении, которая захватывает, переносит и позиционирует электрические компоненты на печатную плату, а затем они припаиваться лазером. Также ранее нами были проведены эксперименты по узкополосной левитации малоразмерных частиц и частиц больше длины волны [5]. Минусом таких систем является использовании монохроматического сигнала, что приводит к тому, что частицы левитируют в плоскости. В случае формирования необходимого распределения используют вспомогательную решетку для «выбивания частиц» или удаляют их механическим путем.

Нами предложен способ левитации частиц в воздухе под действием широкополосных ультразвуковых волн, излучаемых противоположными сфокусированными решетками [6]. Было показано, что сигнал с линейной частотной модуляцией подходит для акустической левитации. Экспериментально показана возможность локализации частиц в заданной области с помощью двух и четырех решеток широполосных ультразвуковых излучателей. Использование четырех противонаправленных решёток, расположенных вдоль граней куба, позволило управлять левитирующими частицами в трехмерном пространстве. Движение частиц в плоскости левитации осуществляется путем манипулирования временной задержкой излучения сигнала противостоящих решеток. В данной работе мы предлагаем расширить возможности широкополосной левитации и показать возможность формирования структуры сложной формы на основе фокусировки поля в заданную область (рис.1). Фокусировка поля плоских излучающих решёток обеспечивает возможность формирования контуров объекта в плоскости параллельной решёткам. Встречное излучение двух решёток создаёт стоячую волну, в узлах которой группируются частицы. Применение широкополосного сигнала позволяет создать единственный устойчивый узел стоячей волны, и реализовать плоскую форму левитирующего объекта.

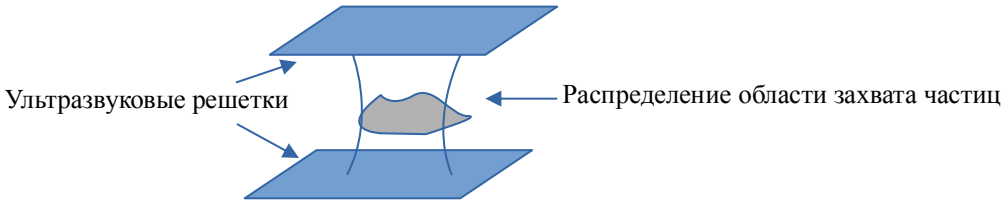


Рис 1. Схема предлагаемой левитационной системы

Контроль за частицами в широкополосном ультразвуковом поле может стать новым направлением в развитии методов акустического захвата и управления частицами, а также технологий акустических пинцетов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90066\20 от 17.08.2020.

Список публикаций:

[1] X. Chen, K. H. Lam, R. Chen, Z. Chen, X. Qian, J. Zhang, P. Yu, Q. Zhou. Acoustic levitation and manipulation by a high-frequency focused ring ultrasonic transducer // Appl. Phys. Lett. 114, 054103 (2019); DOI: 10.1063/1.5066615
[2] Y. Ochiai, T. Hoshi, J. Rekimoto. Three-Dimensional Mid-Air Acoustic Manipulation by Ultrasonic Phased Arrays // May 2014, Volume 9, Issue 5; DOI:10.1371/journal.pone.0097590.g001
[3] A. Marzo, S. A. Seah, B. W. Drinkwater, D. R. Sahoo, B. Long, S. Subramanian. Holographic acoustic elements for manipulation of levitated objects // Nature Communications Published 27 Oct 2015 DOI: 10.1038/ncomms9661.
[4] O. Putkis. Contactless manipulation apparatus, assembly method and 3d printing // International Publication Date: 27 April 2017, WO 2017/068435 Al
[5] Sukhanov D.Y., Roslyakov S.N., Emel'yanov F.S. Levitation and Control for an Ordered Group of Particles and Rectilinear Structures in an Ultrasonic Field // Acoustical Physics. 2020. 66(2), pp. 137-144. DOI: 10.1134/S1063771020020104.
[6] Sukhanov D.,Rosliakov S. Particle levitation and control in midair using wideband ultrasonic waves // Applied Acoustics. July 2021 DOI: 10.1016/j.apacoust.2021.108004

Численное моделирование анизотропных свойств твердого тела методом динамики частиц

Кузовова Анжела Евгеньевна
Суханов Дмитрий Яковлевич
Национальный исследовательский Томский государственный университет
Ang_kuz93@mail.ru:

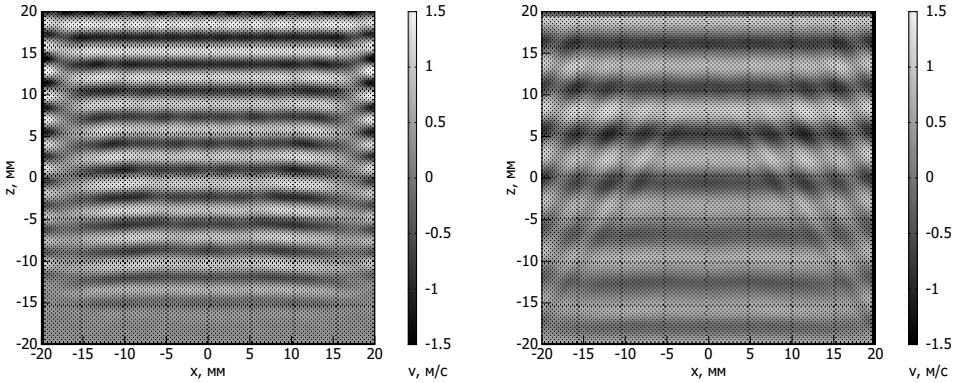
Одним из распространенных методов численного моделирования акустических процессов в твердых телах является метод конечных разностей во временной области [1-2]. Данный метод основан на дискретизации дифференциальных уравнений в пространстве и во времени. Для описания поведения частиц широкое применение находит метод динамики частиц [3]. В методе динамики частиц рассматриваемая среда представляется в виде совокупности взаимодействующих частиц (материальных точек или твердых тел), для которых записываются классические уравнения динамики. Взаимодействие частиц описывается посредством потенциалов взаимодействия, основным свойством которых является отталкивание при сближении и притяжение при удалении. В данной работе предлагается методом динамики частиц моделировать анизотропные свойства твердого тела, представляя твердое тело в виде совокупности взаимодействующих частиц размещенных в кубической объемно-центрированной кристаллической решетке. В такой кристаллической решетке у каждой частицы 14 ближайших соседей: 6 на расстоянии d и 8 на расстоянии $d\sqrt{3}/2$. Анизотропность твердого тела учитывается за счет задания разных коэффициентов пропорциональности для разных направлений.

Зависимость силы притяжения между частицами от расстояния предлагается характеризовать следующей формулой:

$$F(x) = k(x - R)\,. \qquad (1)$$

где R - равновесное расстояние между частицами ($R = d$ или $R = d\sqrt{3}/2$), $k = c^2 m / R^2$ - коэффициент пропорциональности между силой и расстоянием в линейном приближении в Н/м, c - скорость звука в среде. Значение коэффициента k следует из сведения одномерной модели взаимодействующих частиц к волновому уравнению. В формуле (1) значение коэффициента k задается для каждой пары взаимодействующих частиц.

С целью проверки возможности моделирования волновых процессов в анизотропной среде. Было проведено моделирование структуры представляющей собой параллелепипед, состоящий из 161040 частиц. Расстояние между частицами (шаг сетки) 1 мм шаг по времени $dt = 10^{-9} c$. С середины параллелепипеда генерировалась сферическая волна на частоте 1 МГц. На Рис.1 представлено пространственное распределение скорости частиц для поперечной (a) и продольной (b) плоской волны.



a *b*

Рис.1 Пространственное распределение скорости частиц для поперечной (а) и продольной (б) плоских волн

По результатам численного моделирования видно, что скорость поперечной волны меньше скорости продольной волны, что согласуется с аналитическими оценками скорости в твёрдом теле.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90074.

Список публикаций:

[1] Бархатов В. А // Дефектоскопия. 2007. № 9. С. 54-70.
[2] Авдеев Д. А., Римлянд В. И // Вестник ТОГУ. 2016. С. 92-96.
[3] Кривцов А. М // М.: Физматлит. 2007. С.304

Численное моделирование АЧХ и ФЧХ комбинированных СШП антенн в приемо-передающем режиме

Кузнецова Елизавета Андреевна
Андреев Юрий Анатольевич
Плиско Вячеслав Владимирович
ИСЭ СО РАН
E-mail:kea_2000@mail.ru

Комбинированные сверхширокополосные (СШП) антенны широко используются в качестве излучателей в мощных источниках СШП излучения [1, 2]. Такие источники можно использовать в подземной радиолокации и при поиске мин, в радиолокации лесных массивов и аэрокосмических объектов, для воздействия на объекты и среды, в том числе на биологические. В отношении комбинированных антенн в ряде публикаций авторы применяют амплитудно-частотные (АЧХ) и фазо-частотные характеристики (ФЧХ) как параметр одиночной антенны [3, 4]. С использованием данных параметров авторы определяют полосы пропускания антенн, как диапазон частот, в котором выполняются условия для малоискаженной передачи сигнала, т.е. изменение АЧХ антенны относительно среднего значения в пределах ± 1.5 дБ и отклонение ФЧХ от линейной в пределах ± π/16 [3]. Вместе с тем данные параметры традиционно применяются в радиотехнике для описания многополюсников. Из радиотехники известно, что, зная АЧХ и ФЧХ тракта и импульс на его выходе (входе), можно восстановить входящий импульс (импульс на выходе) [5]. В данной работе мы рассмотрим применение терминов АЧХ и ФЧХ к одиночной антенне и возможности восстановления сигнала по АЧХ и ФЧХ одиночной антенны.

В качестве объектов исследования были использованы комбинированные антенны оптимизированные для возбуждения биполярным импульсом напряжения длительностью 1 нс. Размеры антенны следующие: длина L=16 см, высота H=15 см и ширина 15 см [3]. В качестве методики исследований была выбрана схема из двух идентичных антенн, где одна является передающей, а другая приемной.

Для проверки идентичности приемной и передающей антенны были измерены их зависимости КСВН от частоты. Измерения выполнялись на измерителе параметров цепей Agilent PNA N5227A (предоставлен ТомЦКП СО РАН). Кроме того, было проведено численное моделирование и получены зависимости КСВН модели комбинированной антенны от частоты в среде CST Studio Suite. Размеры и конструктив модели соответствовали реальной антенне. Результаты измерений и расчетов представлены на рис. 1. Исходя из полученных результатов можно говорить, что антенны действительно идентичны и численное моделирование соответствует реальному эксперименту (рис. 1). Также были выполнены измерения диаграмм направленности (ДН) комбинированных антенн и CST модели в E- и H- плоскостях. ДН измерялись на фиксированных частотах: 0.3, 0.5, 1, 1.5 и 1.8 ГГц. Результаты измерений показали хорошее согласование ДН модели с экспериментальными ДН.

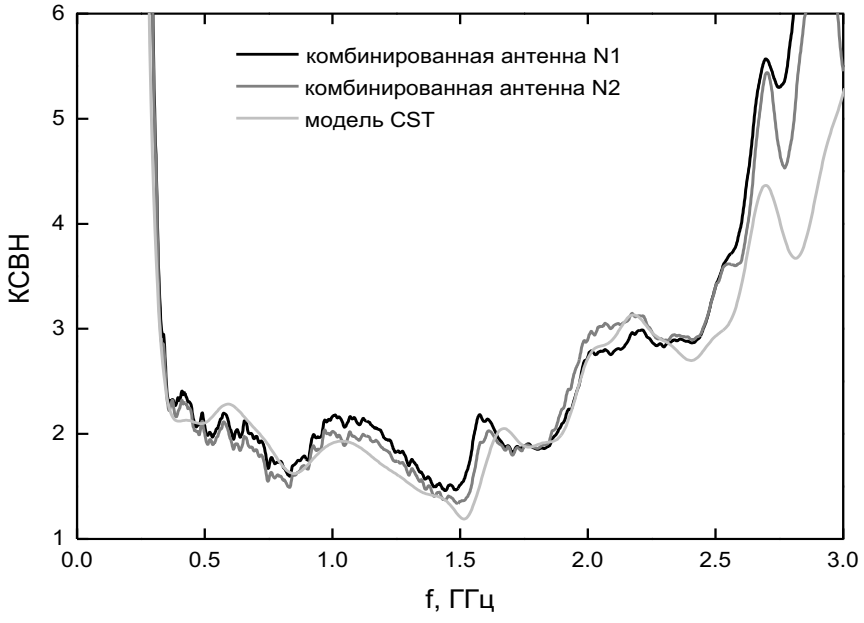


Рис.1 Зависимость КСВН приемной и передающей антенн от частоты

Измерения АЧХ и ФЧХ проводились по методу двух идентичных антенн на различных расстояниях между апертурами антенн. Расчетная и измеренная АЧХ для расстояния между апертурами антенн 80 см приведена на рис. 2. Видно, что расчетные данные хорошо согласуются с измерениями в широкой полосе частот.

Существенные различия наблюдаются только в области высоких часто (f > 2 ГГц), что вероятно связано с отсутствием сплошного поглотителя вокруг экспериментальной установки.

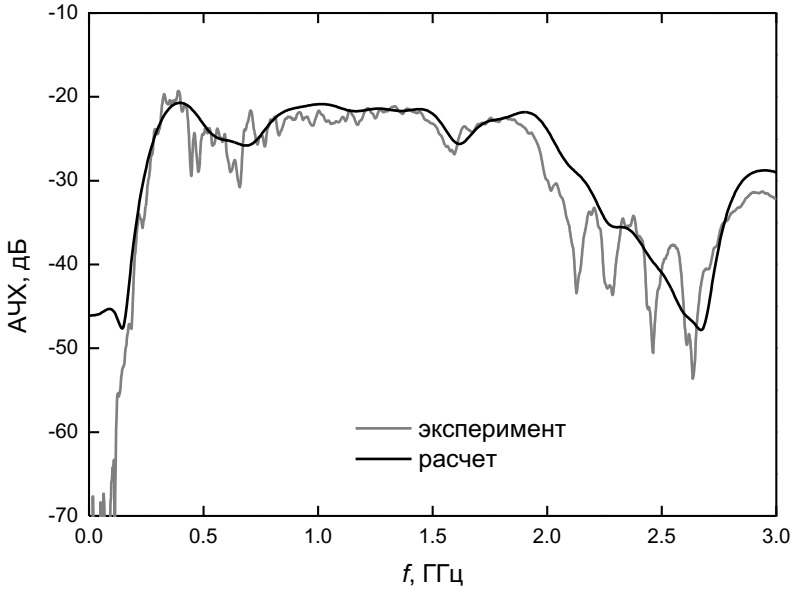
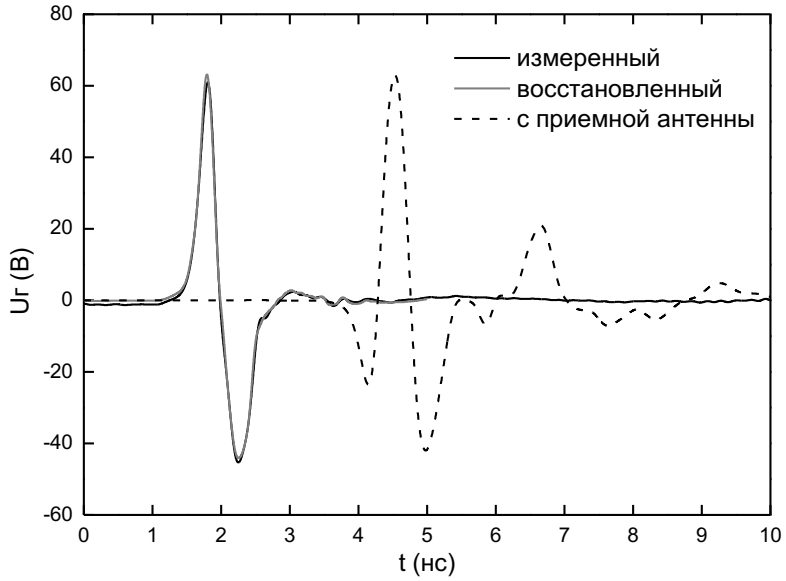


Рис.2 Расчетная и измеренная зависимости АЧХ тракта из двух идентичных антенн на расстоянии 80 см между их апертурами

Для восстановления сигнал по известным частотным характеристикам (АЧХ и ФЧХ) была написана программа на языке MathCad. В качестве примера на рис. 3 приведены падающий сигнал $U_г(t)$ на входе передающей антенны, измеренный осциллографом Le Croy 830Zi с полосой 30 ГГц, и восстановленный в программе MathCad. Как видно из рис. 3, точность восстановления импульса очень высокая. На этом же графике представлена осциллограмма импульса на выходе приемной антенны $U_{пр}(t)$. Амплитуда импульса $U_{пр}(t)$ нормирована на амплитуду $U_г(t)$ для наглядности.



Список публикаций:

[1] Andreev Yu. A., Gubanov V. P., Efremov A. M. et al. // Laser and Particle Beams. 2003. V. 21. N 2. P. 211.

[2] Efremov A. M., Koshelev V. I., Kovalchuk B. M., Plisko V. V., Sukhushin K. N. // Laser and Particle Beams. 2014. V. 32. N 3. P. 413.

[3] Андреев Ю. А., Буянов Ю. И., Кошелев В. И. // РЭ. 2005. Т. 50, № 5. С. 1.

[4] Андреев Ю. А., Корниенко В. Н., Лю Ш. // РЭ. 2017. Т. 62, № 9. С. 882.

[5] Денисенко А. Н. Сигналы. Теоретическая радиотехника. М: Горячая линия-Телеком, 2005. 704 с.

Влияние размеров и формы частиц влажных кварцевых порошков на процессы диэлектрической релаксации в диапазоне частот 10 кГц -20 ГГц

Крошка Елена Сергеевна
Бобров Павел Петрович, Родионова Ольга Васильевна
ФГБОУ ВО Омский государственный педагогический университет
E-mail: smallermoon@mail.ru

Метод диэлектрической спектроскопии обладает высокими потенциальными возможностями при исследовании свойств пород, содержащих воду или углеводороды [1]. На комплексную диэлектрическую проницаемость песков и песчаных почв в широком частотном диапазоне влияют размеры частиц, соленость и доля насыщающего образец раствора [2], [3]. Влияние формы частиц ранее исследовалось при рассмотрении моделей диэлектрических смесей, справедливых, как показали наши исследования [4], только на частотах выше 1–3 ГГц. Для исследования влияния формы частиц в широком диапазоне частот мы использовали рассеянные по ситам фракции порошков кварцевых гранул почти сферической формы (образец № 1), порошков гранул обломочной формы (образец № 2) и речного песка (образец № 3). Размеры полученных и исследованных фракций приведены в Таблице и отмечены знаками "+".

Таблица. Размеры частиц исследованных фракций образцов

Образцы	Размеры частиц, мкм							
	220-300	150-180	90-100	74-90	63-74	45-63	30-45	2–9
№ 1	+	+	+	+	+	+	+	+
№ 2			+	+	+	+	+	
№ 3	+	+	+	+	+	+		

Измерения диэлектрических спектров производились с помощью метода, позволяющего измерять один и тот же образец, помещаемый в коаксиальную ячейку, в диапазоне частот от 20 Гц до 20 ГГц, если использовать измерители Keysight Technologies E4990A и Rohde & Schwarz ZNB20 [5]. Для обработки результатов данных исследований мы ограничивались диапазоном частот 10 кГц–10 ГГц из-за влияния электродной поляризации на нижнем краю спектра и повышенной погрешности измерений на верхнем краю. Погрешность измерения действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости (КДП) в выбранном диапазоне не превышала 4 %.

На частотах ниже 1 ГГц КДП образцов можно описать тремя релаксационными процессами, обусловленными эффектами Максвелла-Вагнера. Как показала практика, низкочастотный и высокочастотный процессы можно моделировать формулой Дебая, а среднечастотный – формулой Коула-Коула. Такая модель КДП имеет вид:

$$\varepsilon^* = \varepsilon' - i\varepsilon'' = \varepsilon^*_{ВЧ} + \frac{\Delta\varepsilon_{S1}}{1+(i\omega\tau_1)} + \frac{\Delta\varepsilon_{S2}}{1+(i\omega\tau_2)^{(1-\alpha_2)}} + \frac{\Delta\varepsilon_{S3}}{1+(i\omega\tau_3)} - i\frac{\sigma_0}{\omega\varepsilon_0}, \quad (1)$$

где $\varepsilon^*_{ВЧ}$ – высокочастотная КДП образца (на частотах выше 1 ГГц, где релаксационные процессы в песчаных породах практически не влияют на КДП), определяемая по рефракционной модели смеси; $\Delta\varepsilon_{S1}$, $\Delta\varepsilon_{S2}$ и $\Delta\varepsilon_{S3}$ – интенсивности (в зарубежной литературе используют термин strengths) первого, второго и третьего релаксационных процессов, соответственно; τ_1, τ_2 и τ_3 – времена релаксации; α_2 – коэффициент распределения времен релаксации второго релаксационного процесса; $\omega = 2\pi f$, где f – частота; σ_0 – низкочастотная удельная проводимость образца почвы, $\varepsilon_0 = 8.854\cdot10^{-12}$ Ф/м – диэлектрическая постоянная; $i^2 = -1$.

На рис. 1 приведены спектры образцов с одинаковыми размерами частиц и при близких значениях доли насыщающего раствора и плотности. Сплошными линиями отмечены результаты моделирования. Видно, что действительная (ε') и мнимая (ε") части КДП порошка из частиц обломочной формы на частотах ниже 2-3 МГц (для ε') и ниже 600 МГц (для ε") значительно меньше, чем у других образцов. Мы впервые исследовали такие образцы, и такой характер частотной зависимости КДП пока не имеет объяснения. Подобная зависимость имеет место и при насыщении образцов дистиллированной водой в таком же количестве. Отметим, что на частотах около 1 ГГц все образцы имеют почти одинаковые значения ε'. Образцы №№ 2 и 3 имеют разные значения ε' только в диапазоне частот от 1 до 100 МГц и разные значения ε" на частотах от 30 МГц до 3 ГГц. Это обусловлено большей интенсивностью третьего релаксационного процесса в песке (образец № 3), влияние которого на мнимую часть КДП распространяется на более высокие частоты.

На рис. 2 приведены спектры КДП образцов при существенно меньшей доле раствора. Как и при более высокой доле раствора, значения ε' и ε" в образце № 2 меньше, чем в других образцах примерно в тех же частотных диапазонах. Интенсивность третьего релаксационного процесса при этой влажности в образце № 3 меньше, чем при большой влажности.

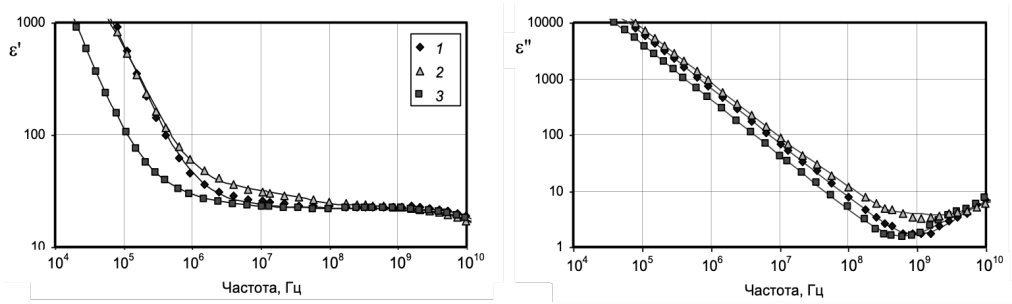


Рис. 1 Частотные зависимости КДП образцов с размерами частиц 63-74 мкм при насыщении солевым раствором с УЭП 0,1 См/м. Значения объёмной доли раствора в образцах: №1 – 0,356; №2 – 0,368; №3 – 0,367. Значения плотности в г/см^3: №1 – 1,47; №2 – 1,47; № 3 – 1,29

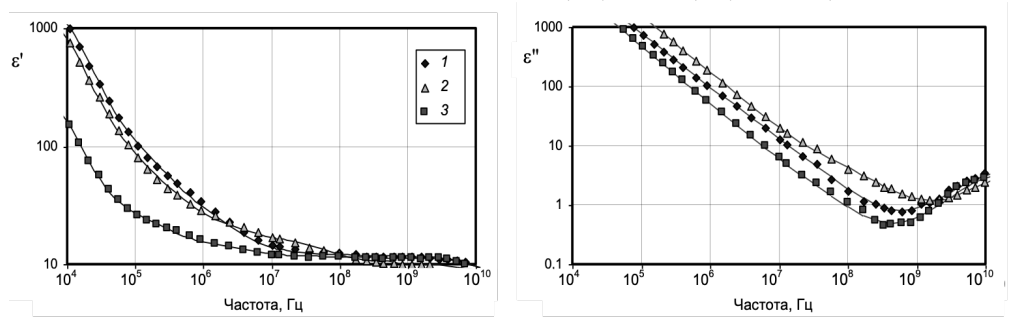


Рис. 2 Частотные зависимости КДП образцов с размерами частиц 63-74 мкм при насыщении солевым раствором с УЭП 0,1 См/м. Значения объёмной доли раствора в образцах: №1 – 0,193; №2 – 0,190; №3 – 0,196. Значения плотности в г/см^3: №1 – 1,41; №2 –1,45; № 3 – 1,42

На рис. 3 показано влияние размеров частиц на действительную часть КДП. Наблюдается тенденция возрастания значений ε' при уменьшении размеров частиц на частотах ниже 10 МГц, особенно заметная при меньшей влажности (рис. 3б). Если при большой влажности на значения ε' влияют, в основном, два низкочастотных релаксационных процесса, то при меньшей влажности значительную роль играет третий релаксационный процесс, поднимающий значения ε' при размерах частиц 2-9 мкм в диапазоне частот 1–10 МГц почти на порядок в сравнении с образцами других размеров.

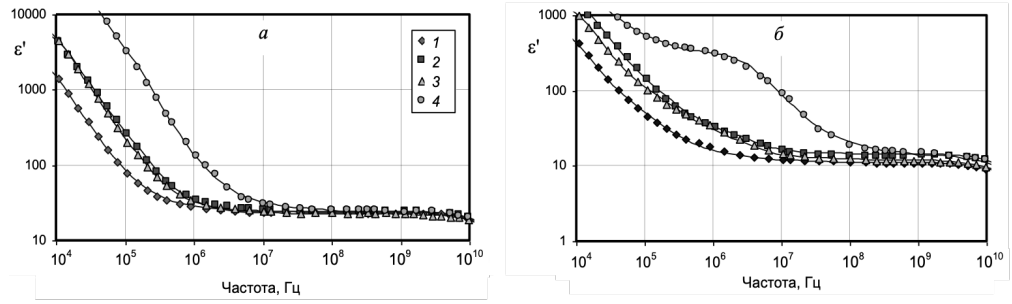


Рис. 3 Частотные зависимости действительной части КДП образца № 1 с разными размерами частиц при насыщении дистиллированной водой в объемных долях 0,347–0,359 (а) и 0,192–0,206 (б). Размеры частиц в мкм: 1 – 150-180; 2 – 90-100; 3 – 63-74; 4 – 2-9

Следует отметить, что значения образцов близких размеров 90-100 мкм и 63-74 мкм различаются мало, причем в образце 63-74 мкм значения даже меньше, чем в образце больших размеров. Такая же ситуация наблюдается и для значений ε" в этих образцах. Таким образом, связь значений ε' с размерами частиц является статистической.

Работа выполнена финансовой поддержке РФФИ, грант № 19-05-00395.

Список публикаций:

[1] Эпов М. И., Бобров П. П., Миронов В. Л., Репин А. В. // Геология и геофизика, 2011. Т. 52. № 9. С. 1302.
[2] Bobrov P. P., Belyaeva T. A., Kroshka E. S., Rodionova O. V. // Eurasian Soil Science. 2019. Vol. 52. №. 7. P. 822.
[3] Bobrov P. P., Belyaeva T. A., Kroshka E. S. // J. Appl. Geophys. 2018. Vol. 159. P. 616.
[4] Bobrov P. P., Belyaeva T. A., Kroshka E. S., Rodionova O. V. // Техника радиосвязи. 2021. Вып. 1 (48). С. 95.
[5] Bobrov P. P., Repin A. V., Rodionova O. V. // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 2015. Vol. 53. № 5. P. 2366.

Численное моделирование линейно поляризованной цилиндрической антенны с шестью лучами диаграммы направленности

Чурикова Татьяна Ивановна[1]
Балзовский Евгений Владимирович[2], *Буянов Юрий Иннокентьевич*[2]
[1]*Томский государственный университет*
[2]*Институт сильноточной электроники СО РАН*
ch98tanya@gmail.com

Аннотация. Представлены результаты численного моделирования линейно поляризованной многолучевой антенны цилиндрической формы с шестью портами. Рассмотрена частотная зависимость коэффициента связи портов при возбуждении одного порта антенны. Приведены характеристики направленности антенны в диапазоне частот 0,7...1,1 ГГц.

Ключевые слова: Многолучевая антенна, диаграмма направленности, коэффициент стоячей волны по напряжению, коэффициент усиления.

Введение. Многолучевой антенной (МА) принято считать антенну с несколькими входами, каждому из которых соответствует свой выраженный максимум диаграммы направленности (ДН), часто называемым лучом ДН. Обычно МА состоит из антенных элементов (излучающая часть) и диаграммообразующей схемы (ДОС). В МА число входов ДОС соответствует количеству формируемых лучей, а к выходам ДОС присоединены антенные элементы, то есть число выходов равно количеству элементов антенной решетки. Многолучевые антенны могут быть использованы в качестве как приемных, так и передающих антенн в системах цифровой связи, радиомониторинга, а также в радиолокационных станциях [1, 2].

Целью работы является разработка и исследование модели приемо-передающей МА цилиндрической формы, работающей в заданном диапазоне частот 862...870 МГц и 902...928 МГц, с коэффициентом усиления не менее 11 дБ. В работе представлены результаты моделирования шестилучевой приемо-передающей антенны с линейной поляризацией.

Модель многолучевой антенной решетки с линейной поляризацией. На рисунке 1 представлена модель МА цилиндрической формы с конусообразной излучающей частью. Излучающая часть разделена на шесть излучателей, к каждому из которых подведен питающий порт. Ось *z* параллельна биссектрисе угла между вертикальными стенками, образующими сектор с портом 1. Высота антенны 460 мм, диаметр 828 мм, зазор между усеченными вершинами конусов 20 мм.

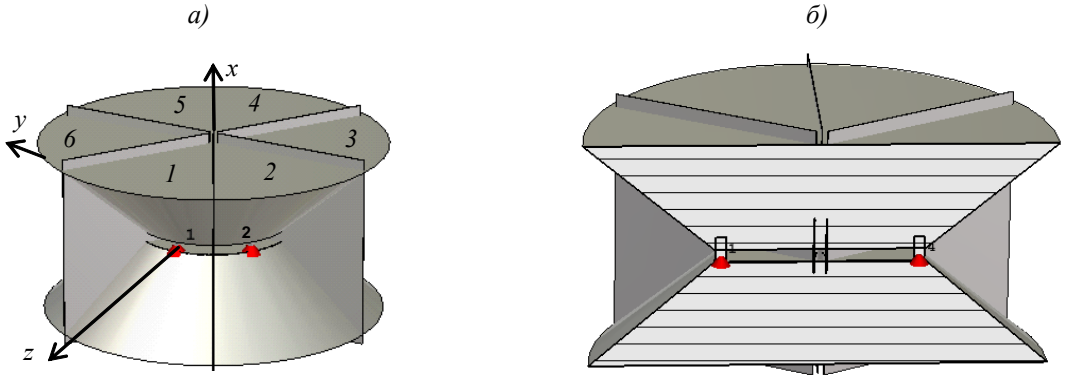


Рис. 1. Модель многолучевой антенны

Результаты численного моделирования. Моделирование антенны проводилось в лицензионной версии программы CST Studio Suite. На рисунке 2 представлена частотная зависимость коэффициента стоячей волны по напряжению (КСВН) от частоты. Минимальный КСВН антенны имеет значение 1,8 на частоте 900 МГц. Для полосы частот 845...960 МГц КСВН не превышает значения 2,2.

На рисунке 3 представлена частотная зависимость коэффициента связи портов при подаче энергии в порт номер 1. Расположение портов показано на рисунке 1а. Рассчитанная развязка для трех пар портов 1-2, 1-3 и 1-4 в виде модуля коэффициента передачи $|S_{x1}|$, где *x*-номер «приемного» порта, представлена на рисунке 3. Для порта 5 результат аналогичен результату для порта 3, а порт 6 аналогичен порту 2. В диапазоне частот 0,8...1 ГГц коэффициент передачи из порта в порт не превышает -48 дБ.

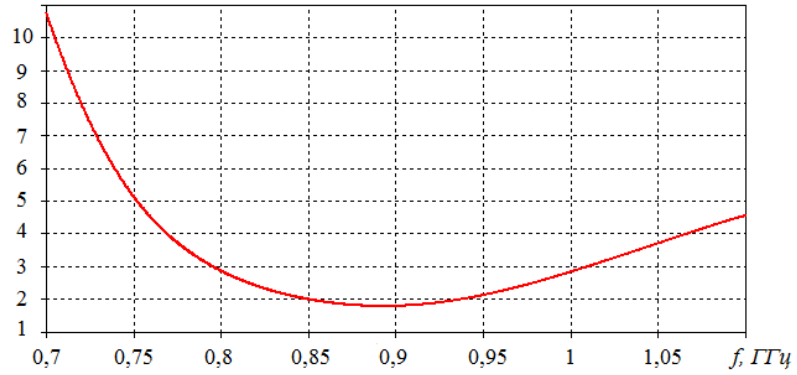


Рис. 2. Зависимость КСВН от частоты

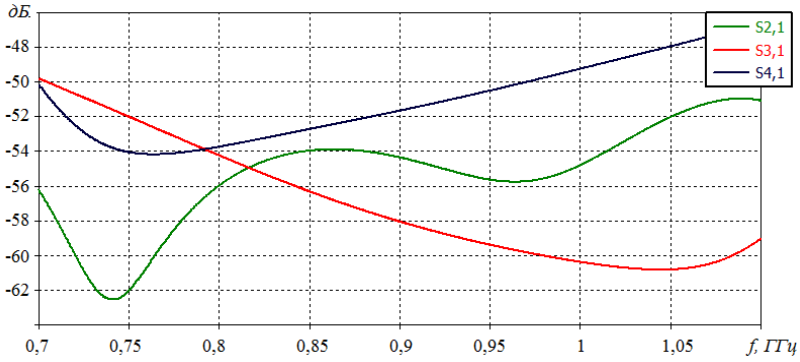


Рис. 3. Частотная зависимость коэффициента передачи из порта в порт

Характеристики направленности антенны. На рисунке 4 приведены результаты расчета ДН в Е-плоскости при возбуждении антенны портом номер 1. На приведенных графиках нормированная ДН антенны умножена на максимальное значение коэффициента усиления *G*.

На рисунке 5 представлена частотная зависимость максимальных значений коэффициента усиления для более широкой полосы частот. Анализ полученных характеристик позволяет заключить, что с увеличением частоты растет значения коэффициента усиления, уменьшается ширина ДН, однако на частотах свыше 1,5 ГГц заметно увеличивается уровень боковых лепестков.

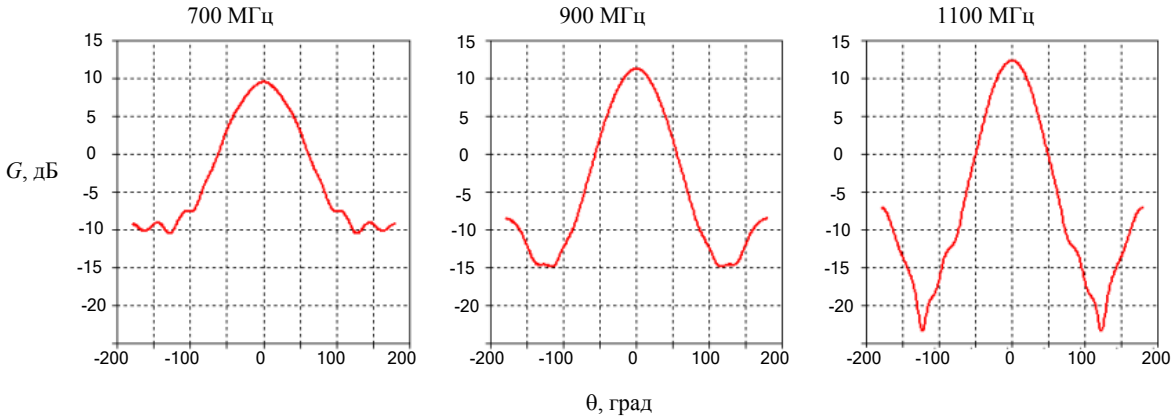


Рис. 4. Диаграмма направленности антенны при возбуждении порта 1

Результаты расчета ДН на частоте 900 МГц приведены на рисунке 6 (в *E*- и *H*-плоскостях). В *E*-плоскости ширина диаграммы направленности составляет 54,4˚, уровень боковых лепестков -19,8 дБ. Для *H*-плоскости ширина ДН равна 91˚, уровень боковых лепестков -13,8 дБ. Коэффициент усиления равен 11,2 дБ.

Излучение антенны линейно поляризовано, вектор напряженности электрического поля основной поляризации лежит в плоскости *xz*. Коэффициент эллиптичности в направлении главного максимума не превышает значения -60 дБ, а в направлении 30° в горизонтальной и вертикальной плоскости от направления

главного максимума, то есть вдоль разделяющих сектора антенны металлических стенок, коэффициент эллиптичности достигает максимума и имеет значение не более -18 дБ.

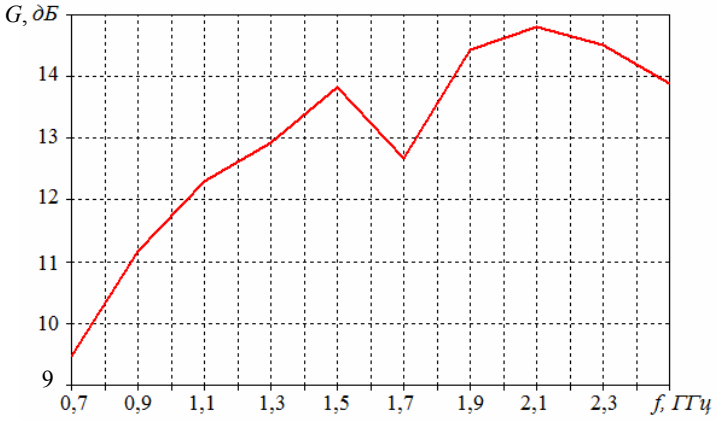


Рис. 5. Зависимость коэффициента усиления от частоты

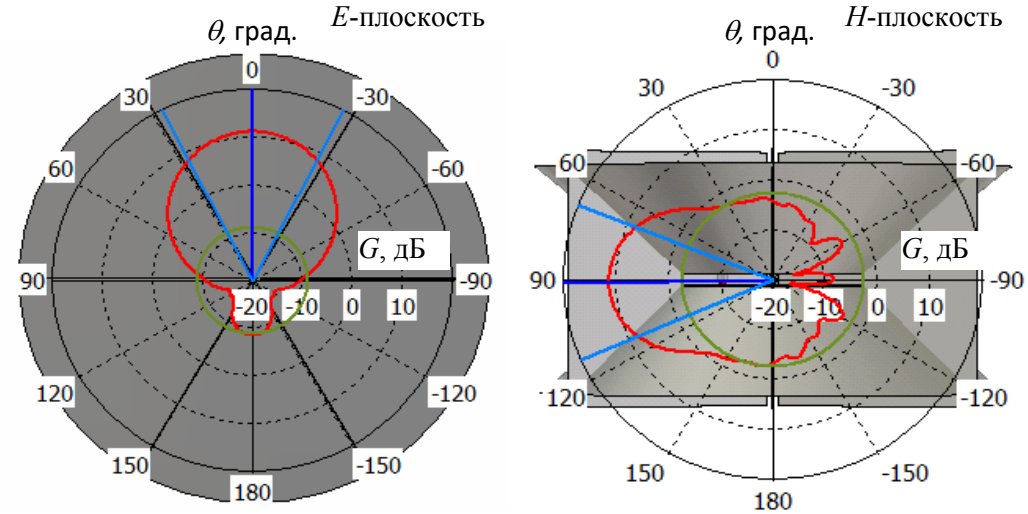


Рис. 6. Диаграмма направленности антенны в двух плоскостях на частоте 900 МГц

Заключение. Предложена модель шестилучевой приемо-передающей антенны и численно исследованы её характеристики. Полоса согласования антенны при КСВН ≤ 2 составляет 850...940 МГц. Излучение антенны линейно поляризовано, ширина ДН антенны составляет 54,4° в *E*-плоскости, и 91° в *H*-плоскости при коэффициенте усиления, равном 11,2 дБ. Полученные результаты соответствуют цели исследования. Дальнейшая работа будет направлена как на улучшение характеристик рассмотренной выше антенны, так и на создание многолучевой антенны с круговой поляризацией.

Исследование выполнено с использованием программного продукта CST Studio Suite разработки Dassault Systemes на основании действующей лицензии LN00031351538 от 21.07.2020, предоставленной ИСЭ СО РАН, и действующей лицензии LN00029178508 от 10.12.2019, предоставленной ТГУ. Все условия предоставления таких лицензий при осуществлении указанными организациями совместных исследований и опубликовании их результатов соблюдены.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по теме № FWRM-2021-0002.

Список публикаций:

[1] Антепов В. Р., Шишлов А. В., Эйдус А. // Спутниковая связь и вещание. 2014. С. 54.
[2] Чистюхин В. В. Антенно-фидерные устройства: учеб. Пособие. М.: МИЭТ, 2010. 200 с.

Плоская сверхширокополосная антенна с оптимизированным заземлённым слоем

Халил Амун
Суханов Дмитрий Яковлевич
Национальный исследовательский Томский государственный университет
sdy@mail.tsu.ru

Сверхширокополосные (СШП) антенн позволяют излучать и принимать ультракороткие электромагнитные импульсы. Широкая полоса и низкий уровень средней мощности усложняют обнаружение сигнала; Чтобы преодолеть это, СШП антенны должны принимать все компоненты спектра сигнала с одинаковой эффективностью и без внесения значительных искажений в фазу этих частотных компонентов. Хотя можно реализовать компенсирующие меры противодействия эффектам искажения, гораздо предпочтительнее искать конструкции антенн, которые вносят минимально возможные искажения в фазовую характеристику, чтобы упростить всю конструкцию системы [1,4,6,11].

Мы рассматриваем следующие требования к СШП антенне:

1. Полоса пропускания 10 ГГц в диапазоне от 12 ГГц до 22 ГГц, при котором необходимы разумная эффективность и удовлетворительная ненаправленная диаграмма направленности.
2. В рассматриваемой полосе пропускания должен быть обеспечен наибольший уровень мощности излучения.
3. Антенна передает сигнал с короткими импульсами с минимальными искажениями во всем частотном диапазоне.

Первый момент является наиболее важным для проектировщиков антенн, что выражается в требовании, чтобы антенна имела широкую полосу согласования, в которой КСВН ≤ 2 [1,2,5-8]. Такая полоса пропускания с высоким импедансом реализуется только при использовании мультирезонансной печатной монопольной антенны, что обычно демонстрируют характеристики полного сопротивления прохода [2,5]. Для такой широкополосной антенны, в отличие от дипольных или монопольных антенн, настроенных на одиночный резонанс, необходимо учитывать некоторые конструктивные особенности. Конструктивными параметрами этих печатных монопольных антенн становятся не резонансная или рабочая частота, а нижняя граничная частота и общая полоса пропускания. Частота нижней полосы зависит в первую очередь от максимальной высоты монополя, тогда как полоса пропускания антенны зависит от того, насколько импеданс различных мод согласован с микрополосковой или копланарной линией питания.

Одними из самых популярных антенн, используемых в современных широкополосных беспроводных системах, являются дипольные и монопольные антенны [3,9]. Эти элементы имеют широкую полосу импеданса, которую можно расширить за счет увеличения радиуса цилиндрического элемента. Это верно до момента, когда ступенчатый радиус от датчика подачи до цилиндрического элемента становится резким. Сужение этого перехода полезно и используется в широкополосных элементах, таких как биконические диполи, но стоимость ограничивает их лабораторными приложениями. Однако было показано, что замена цилиндрического элемента монополя или диполя на плоские элементы обеспечивает более широкую полосу импеданса и, с некоторой простой регулировкой, ширину полосы СШП [5-10].

ДИЗАЙН АНТЕННЫ

Рассмотрим класс комбинированных антенн [12]. На основе сочетания электрических и магнитных излучателей возможно достичь согласования в широкой полосе частот. Предлагается антенна с подложкой Rogers_RO3003, технические характеристики которой приведены ниже в таблице 1.

Таблица 1: характеристики субстрата

Параметры подложки	**Значения**
диэлектрическая проницаемость	3 мм
Тангенс угла потерь	0.0013
Толщина платы	1 мм

Геометрия предлагаемой печатной монопольной антенны с землей показаны на рисунке 1. Эта антенна состоит из двух основных частей: первая представляет собой печатный монополь различной ширины, вторая часть L согласующий шлейф. Длина первой части равна $l_2 + l_3 + l_4$,у него есть входная согласующая линия длиной l_1 с переменной шириной. Вторая часть состоит из 1) линии длиной $l_5 + l_6$ и 2) радиального шлейфа с углом 90° и радиусом равным l_7 чтобы согласовать импеданс с максимально доступной полосой пропускания. Обе части вместе формируют малую рамку. Антенна имеет неполный заземленный слой, который имеет высоту h_g и ширину w_g.

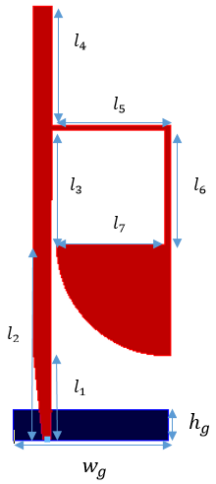


Рис.1. Геометрия предлагаемой СШП антенны

Для КСВН <2 в выбранной полосе частот 12-22 ГГц необходимо принять во внимание некоторые ограничения:

$$2l_4 = l_5 + l_6;\ l_3 = l_6;\ l_5 = l_7 + \delta,\ 0 < \delta < 1мм;\ l_2 = l_7 + l_1,\ l_1 > \frac{l_7}{2}.$$

Положим $l_3 = l_4 = l_5 = l_6 = 7{,}5мм$; $\delta = 0{,}3мм$; $l_1 = 5{,}3мм$; $l_7 = 7мм$; $h_g = 2мм$; $w_g = 10мм$. Данные величины получены путём подбора при численном моделировании с целью расширения полосы согласования.

Для проверки высоких характеристик предлагаемой антенны проведено моделирование КСВН с помощью программы ADS. Результаты моделирования представлены на рисунке 2. Из рисунка видно, что результат хороший. Антенна покрывает полосу пропускания 11,1 ГГц от 11,9 ГГц до 23 ГГц, что удовлетворяет системным требованиям СШП и КСВН < 2.

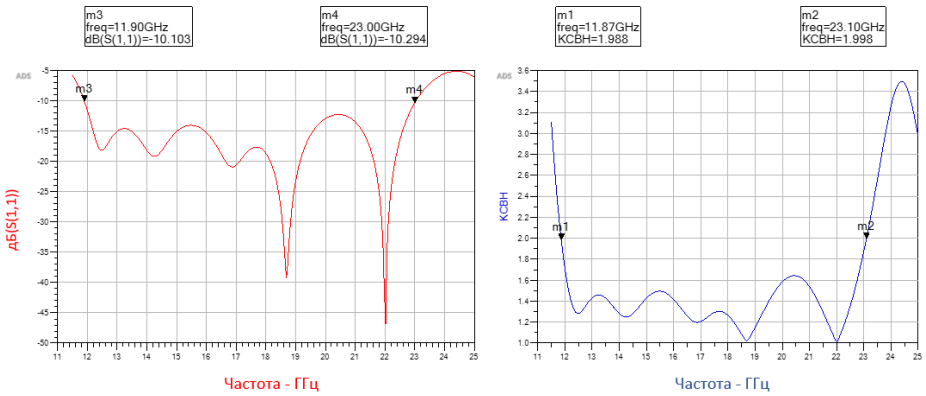


Рис. 2. смоделированный S11 и SWR антенны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Печатная монопольная антенна предлагается для приложений СШП. Он состоит из печатного монополя разной ширины и L согласующего шлейфа. Он имеет возвратные потери менее -10 дБ и КСВ менее 2 в диапазоне 11,1 ГГц от 11,9 ГГц до 23 ГГц.

Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России, проект № 0721-2020-0038.

ЛЕТЕРАТУРА

[1]: Буянов Ю. И. Многофункциональные щелевые излучатели / Ю. И. Буянов, Е. В. Балзовский, С. Э. Шипилов // Актуальные проблемы радиофизики АПР 2019 : 8-я Международная научно-практическая конференция, 1-4 октября 2019 года.

[2]: Никулин Л. С. Использование сетчатых структур при моделировании плоских антенн в пакете 4NEC2 / Л. С. Никулин, Ю. И. Буянов // Актуальные проблемы радиофизики АПР 2019 : 8-я Международная научно-практическая конференция, 1-4 октября 2019 года.

[3]: Балзовский Е. В. Сверхширокополосные антенны и антенные решетки для радиотомографии / Е. В. Балзовский, Д. С. Брезгулевский, Ю. И. Буянов и др. // Всероссийской научно-технической конференции "Антенны и распространение радиоволн", 17-19 октября 2018 года.

[4]: HILDEBERTO., G. //ULTRA WIDEBAND ANTENNAS: Design, methodologies, and performance. CRC Press.(2017).

[5]: Ray, K. P. //Design aspects of Printed Monopole antennas for ultra-wide BAND APPLICATIONS. International Journal of Antennas and Propagation, (2008).

[6]:Kumar, G., & Kumar, R. (2019). A survey on planar ultra-wideband antennas with band notch characteristics: Principle, design, and applications. AEU - International Journal of Electronics and Communications, 109, 76-98. 2008.

[7]: Saeidi, T., Ismail, I., Wen, W. P., Alhawari, A. R., & Mohammadi, A. //Ultra-Wideband antennas for wireless communication applications. International Journal of Antennas and Propagation, 2019, 1-25. (2019).
[8]: Allen, B. //Ultra-wideband: Antennas and propagation for communications, radar and imaging. Chichester (Reino Unido): John Wiley & Sons. (2007).
[9]: Chen, Z. N., Liu, D., Nakano, H., Qing, X., & Zwick, T. //Handbook of Antenna Technologies. Singapore: Springer Singapore. (2016).
[10]: Abdelraheem, A. M., Abdalla, M. A., Elregily, H. A., & Mitkees, A. A. //Coplanar UWB antenna for high speed communication systems. 2012 International Conference on Engineering and Technology (ICET). (2012).
[11]: Балзовский Е.В., Брезгулевский Д.С., Буянов Ю.И., Еремеев А.И., Каменев А.В., Клоков А.В., Сатаров Р.Н., Шипилов С.Э., Якубов В.П. // Сверхширокополосные антенны и антенные решетки для радиотомографии, Антенны и распространение радиоволн. сборник докладов Всероссийской научно-технической конференции. 2018. С. 6-10.
[12] Балзовский Е.В., Буянов Ю.И., Зоркальцева М.Ю., Кошелев В.И., Некрасов Э.С., Петкун А.А. Сверхширокополосная комбинированная антенна с увеличенной длительностью импульса для скважинного радара //Известия высших учебных заведений Физика. 2015. Т. 58, No 8/2 С. 63-67.

Повышение производительности в системах MIMO с помощью пассивных ретрансляторов

Исса Махмуд
Суханов Дмитрий Яковлевич
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail: mahmoud.eissa@stud.tsu.ru

В беспроводных сетях передачи данных используются методы множественных приёмников и множественных передатчиков (MIMO) для улучшения пропускной способности канала и надежной передачи на одной частоте. MIMO, с другой стороны, может применяться только при многолучёвом распространении или значительном расстоянии между антеннами в решётке [1]. Передаточная матрица MIMO системы $\mathbf{H}(\omega)$ характеризует возможность пространственного мультиплексирования для многоканальной передачи данных [2].

Число обусловленности матрицы $\mathbf{H}(\omega)$, вычисляемая как $k(H) = \sqrt{\lambda_{\max} / \lambda_{\min}}$ позволяет оценить возможность пространственного мультиплексирования MIMO-каналов. Для определения количества независимых каналов предлагается вычислять ранг матрицы передачи $\mathbf{H}(\omega)$.

Многие исследователи использовали число обусловленности как показатель эффективности. В [3] число обусловленности используется в качестве метрики при оптимизации расстояний между антеннами для получения матрицы ортогональных каналов и высокой пропускной способности. В [4] коммутируемые паразитные антенны (SPA) используются для значительного улучшения пропускной способности канала MIMO, а число обусловленности также предлагается в качестве метрики выбора для оптимальной конфигурации шаблона MIMO-SPA.

Предлагается реализовать пассивные повторители в MIMO-связи как в условиях прямой видимости (LOS), так и в среде с препятствиями (NLOS). Пассивный повторитель состоит из двух частей, соединенных через СВЧ-линию связи. Каждая часть состоит из антенны и параболического рефлектора (рис. 1).

Первая часть направлена на базовую станцию, а вторая часть - на пользователей. Первая часть антенны соединена со второй частью антенны гибкой соединительной СВЧ линией. Длина линии подбирается в соответствии с требованиями к размещению первой и второй частей. Размещение ретрансляторов в пространстве позволяет обеспечить многолучевое распространение и увеличить количество независимых каналов.

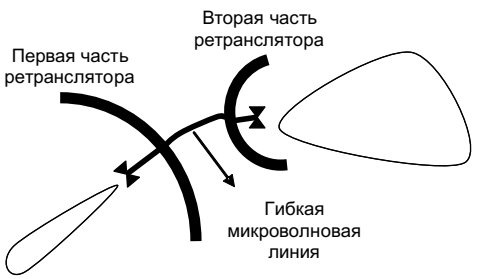


Рис.1. Встречный пассивный ретранслятор (back-to-back)

Численное моделирование показало, что ранг матрицы не меньше числа ретрансляторов (но не больше числа излучателей или приёмников), что обеспечивает разделение каналов и возможность параллельной передачи данных.

Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России, проект № 0721-2020-0038.

Список публикаций:

[1] Hampton J. R., "Introduction to MIMO Communications", Cambridge University Press, New York,2014.
[2] Schindler S., Mellein H. "Assessing a MIMO Channel" [White paper], Rohde & Schwarz, February, 2011.
[3] Zhou L., Ohashi. Y., "Design of Non-uniform Antenna Arrays for Robus Millimeter-Wave LOS MIMO Communications", 2013 IEEE 24th International Symposium on Personal, Indoor and Mobile Radio Communications: Fundamentals and PHY Track, 2013.
[4] Pal P. K., Sherratt R. S. "MIMO Channel Capacity and Configuration Selection for Switched Parasitic Antennas", ETRI Journal, Volume 40, Number 2, April 2018.

Методическое обеспечение оценки долгопериодных трендов ионосферных параметров по данным вертикального радиозондирования в вопросах климатических исследований

Пикалов Максим Вячеславович
Колмаков Александр Анатольевич, Колесник Сергей Анатольевич
Томский государственный университет
E-mail: kolmakov@mail.tsu.ru

Метод вертикального радиозондирования ионосферы Земли относится к числу классических и является наиболее широко используемым для экспериментального определения параметров основных ионосферных слоев [1]. Планетарная сеть ионосферных станций и ряды большой протяженности основных параметров ионосферных слоев позволяют проводить оценку долгопериодных изменений состояния верхней атмосферы Земли на различных высотах [3-10]. Крайнюю важность рассматриваемые вопросы приобретают при использовании сезонной и суточной статистической кластеризации данных [7, 10]. На примере ряда Томской ионосферной станции [11] приведены способы учета и устранения таких «особенностей» применительно к климатическим исследованиям для высотного интервала 80–120 км (области E ионосферы [1]).

Более высоко расположенная область F (выше ~130 км) традиционно является объектом такого рода исследований, смотри, например [3-10, 12-14], в силу большого объема данных и регулярности (в широком смысле) экспериментальных наблюдений, а именно круглосуточное наличие слоя F2 в ионосфере и существенно меньшая по времени экранировка этой области спорадическими слоями Es [1]. Поэтому применительно к проводимым исследованиям важным моментом является учет и принципиальная возможность исключения пропусков в дневных данных (в ночное время, когда foE<1 МГц, экспериментальные данные методом вертикального зондирования на средних широтах практически не регистрируются). Разработка математических методов такого анализа подробно представлена в работе [7] и литературе к ней.

Основным ионизирующим агентом E-области среднеширотной ионосферы является солнечное ультрафиолетовое излучение [1, 2]. Однако, результаты анализа временных рядов солнечного экстремального ультрафиолета, как фактора образования среднеширотной ионосферы Земли, в силу малой протяженности рядов (с 1980 года) пока практически не используются. Более широко пользуются солнечными индексами, характеризующими величину солнечной активности – значения чисел Вольфа и величина потока солнечного радиоизлучения на волне 10.7 см [7]. Для оценки магнитной активности используют преимущественно планетарные индексы геомагнитной возмущенности *Ap*, *Kp* и *Sq* [7, 15].

Парниковые газы (и прежде всего – CO_2) в средней и верхней атмосфере участвуют в процессах охлаждения атмосферного газа (через возбуждение колебательных уровней молекулы CO_2 и последующее излучение инфракрасной эмиссии в пространство), а потому увеличение количества углекислого газа в атмосфере приводит к ее охлаждению. На охлаждение атмосферы влияют и другие малые составляющие атмосферы, такие как CH_4 или озон. Уменьшение концентрации последнего в 80–90 гг. прошлого века широко обсуждалось, см., например [12]. Кроме того, существуют также уникальные геофизические события, такие как солнечные затмения или галактические рентгеновские вспышки. За время ионосферных наблюдений в Томске на Земле произошло более 160 солнечных затмений, из них 30 наблюдались непосредственно в Томске со значением фазы более 0.1, см. подробнее [16, 17]. Перечисленные факторы требуют своего учета, а в ряде случаев – исключения.

В качестве гелиогеофизических условий в работе рассматривались солнечная и геомагнитная активность. В качестве характеристики солнечной активности был выбран индекс солнечной активности F10.7, а в качестве геомагнитной активности – *Ap* индекс. Индекс *F10.7* характеризует плотность потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см. Данные были взяты с сайта Национального центра геофизических данных National Geophysical Data Center, Boulder, USA (http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr) за период до 2007 года, и за последние годы с сайта Natural Resources Canada (ftp://ftp.geolab.nrcan.gc.ca/data/solar_flux/daily_flux_values/fluxtable.txt). За весь период наблюдений минимальное значение F10.7 составило 61,6, максимальное – 457,9 (зафиксировано 07 апреля 1947), среднее значение с учетом среднеквадратического разброса – 125.1±53.4.

Для проведения данных исследований использовалось уникальное программное обеспечение [18-19]. Для примера приведены коэффициенты A и B линейной регрессии $NmE = A \times F10.7 + B$ (рисунок 1). Здесь максимальные значения коэффициента A (таблица 1) наблюдаются в дневные часы с апреля по июль и коэффициент B максимален в это же самое время (таблица 2).

Таким образом, в работе сформулированы базовые подходы для поиска и оценки долгопериодных трендов параметров E-области ионосферы применительно к климатическим исследованиям. На данных Томской ионосферной станции за период с 1947 года проведена оценка параметров линейных трендов с учетом сезонных и суточных закономерностей.

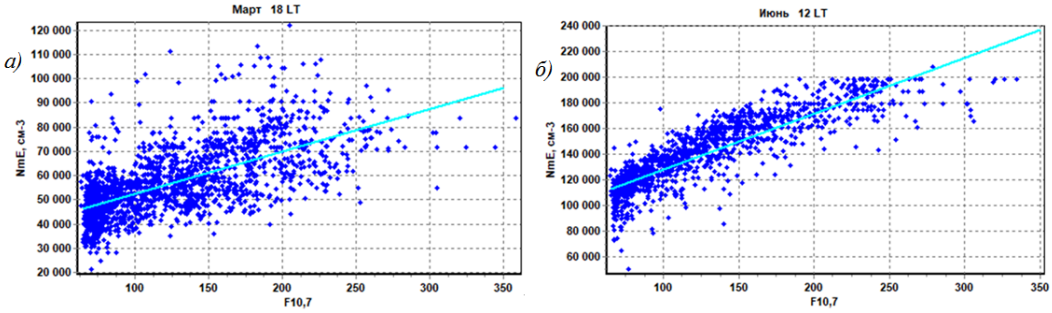


Рис. 1. Регрессионные зависимости электронного содержания NmE от F10.7 за весь период наблюдений, для четырех сезонов года: а) март 18LT, б) июнь 12LT

Таблица 1

LT	НОМЕР МЕСЯЦА											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
06-07	-	-	-	105,25	151,98	161,78	165,96	89,76	87,77	-	-	-
08-09	-	54,10	134,13	225,78	287,29	272,39	275,11	196,44	179,28	93,88	53,28	-
10-11	108,38	179,10	263,54	341,21	387,71	353,75	347,08	289,09	273,46	213,80	160,24	106,79
12-13	203,03	263,94	326,80	415,82	474,16	435,20	424,50	373,49	336,36	264,59	233,12	191,46
14-15	206,52	267,19	336,42	410,34	451,31	445,46	451,84	392,73	329,84	259,94	234,64	188,08
16-17	130,90	211,97	272,10	320,79	390,29	381,40	392,10	334,92	266,66	191,86	125,58	94,69
18-19	-	87,13	175,77	204,62	261,02	302,71	296,76	251,94	179,41	84,47	-	-
20-21	-	-	38,09	106,21	185,77	212,85	217,60	172,57	73,37	-	-	-

Таблица 2

LT	НОМЕР МЕСЯЦА											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
06-07	-	-	-	20718	31226	37995	32575	28255	16709	-	-	-
08-09	-	20898	30547	43192	55187	64336	59255	53339	36939	30679	19486	-
10-11	31558	40885	56238	66817	73639	81352	79295	74727	62033	52221	37106	30018
12-13	45572	57510	70358	78349	79179	84642	83414	81809	75968	65104	50287	42632
14-15	47796	60029	71576	81016	83218	83799	81845	82056	77124	63113	48347	42805
16-17	33924	46779	61615	75733	76852	80687	78419	76405	66402	48120	34612	28331
18-19	-	24591	34703	56516	65391	68412	67115	58923	44095	29571	-	-
20-21	-	-	21607	27806	34889	41462	38675	29062	28758	-	-	-

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Администрации Томской области в рамках научного проекта № 18-45-700023 р_а.

Список публикаций:

[1] Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы, М.: Наука, 1988. 528 с.
[2] Девис К. Радиоволны в ионосфере, М.: Мир, 1973. 502 с.
[3] Данилов А Д. // Геомагнетизм и аэрономия. 2012. Т. 52, № 3. С. 291-312.
[4] Деминов М. Г., Гарбацевич А. В., Деминов Р. Г. // Геомагнетизм и аэрономия. 2001. Т. 41, № 1. С. 105 – 111.
[5] Таращук Ю. Е., Цибиков Б. Б. // Вестник ТГУ. Серия физика. 2003. № 278. С. 150 – 153.
[6] Шубин В. Н., Фельдштейн А. Я. // Геомагнетизм и аэрономия. 1995. Т. 35, № 2. С. 171 – 175.
[7] S. Kolesnik, M. Pikalov, A. Kolmakov // 2019 Russian Open Conference on Radio Wave Propagation, RWP 2019 - Proceedings, Kazan, 01–06 июля 2019 года. – Kazan, 2019. P. 127-130. – DOI 10.1109/RWP.2019.8810191.
[8] Bremer J., Damboldt T., Mielich J., Suessmann P. // J. Atm. Sol.-Terr. Phys. 2012. V. 77. P. 174–185.
[9] Golitsyn G. S., Shefov N. N., Fishkova L. M., Lysenko E. V., Perov S. P. // Geophys. Res. Lett. 1996. V. 23, № 14. P. 1741–1744.
[10] Konstantinova A. V., Danilov A. D. // Geomagnetism and Aeronomy. 2015. Т. 55, № 3. С. 344–352.
[11] Колесник С. А. Свидетельство о государственной регистрации базы данных № 2018620539 «База данных ионосферных параметров, полученных на Томской ионосферной станции» от 10 апреля 2018 г.
[12] Laštovička J. // J. Geophys. Res. Space Physics. 2013. Vol. 118, No 6. P. 3924-3935. – DOI:10.1002/jgra.50341.
[13] Laštovička J. // J. Atmos. SolarTerr. Phys. 2017. V. 163. P. 2-13.
[14] Solomon S. C., Liu H. - L., Marsh D. R., McInerney J. M., Qian L., Vitt F. M. // Geophysical Research Letters. 2018. Vol. 45, No 3. P. 1567-1576. – DOI 10.1002/2017GL076950.
[15] Danilov A D. // Annales Geophysicae. 2003. Vol. 21, No 5. P. 1167-1176.
[16] Kovalev A. A., Kolesnik A. G., Kolesnik S. A. [et al.] // Geomagnetism and Aeronomy. 2009. Vol. 49, No 4. P. 476-482. – DOI 10.1134/S0016793209040070.
[17] Kovalev A. A., Kolesnik A. G., Kolesnik S. A., Kolmakov A. A. // Geomagnetism and Aeronomy. 2010. Vol. 50, No 4. P. 509-513. – DOI 10.1134/S0016793210040122.
[18] Колесник С. А. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2016662332 «Программа визуализации и корректировки базы данных Томской ионосферной станции» от 07 ноября 2016 г.
[19] Колесник С. А. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2016662214 "Программа для расчета трендов" от 02 ноября 2016 г.

Радиоэлектроника и электродинамика СВЧ, КВЧ и ГВЧ

20-22 октября 2021, Томск

Сверхмедленные электромагнитные моды в цилиндрическом двухслойном волноводе с RHM и LHM слоями

Мещеряков Владимир Алексеевич

Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

E-mail: mva@mail.tsu.ru

В работе [1] были приведены результаты моделирования двухслойного волновода с метаматериальным заполнением и отмечено существование моды с высоким замедлением фазовой скорости. В настоящей работе показано существование в таких волноводах целого спектра сверхмедленных мод. Модель волноведущей структуры показана на рис.1. Внутренний слой – идеальная *RHM*-среда (*Right-Handed-Medium*). Относительная диэлектрическая проницаемость ε_1 и нормированный на волновое число свободного пространства радиусом ρ_1 этого слоя изменяетюся в широких пределах, $\mu_1 =1$. Внешний слой – является идеальной *LHM*-средой (*Left-Handed-Medium*, среды Веселаго) с постоянными параметрами $\varepsilon_2 =-1$, $\mu_2 =-1$ (среда с отрицательным показателем преломления) [2,3,4], внешний радиус волновода не меняется, $\rho_M=4$. Все размеры нормированы на волновое число свободного пространства k_0.

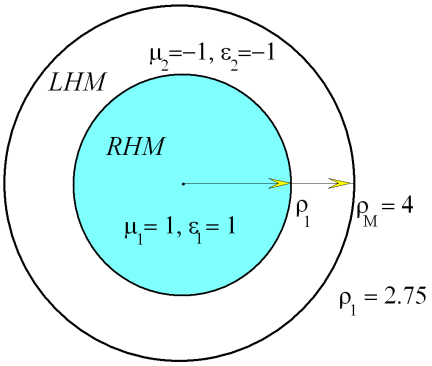


Рис. 1 Двухслойный волновод с идеально проводящим экраном.

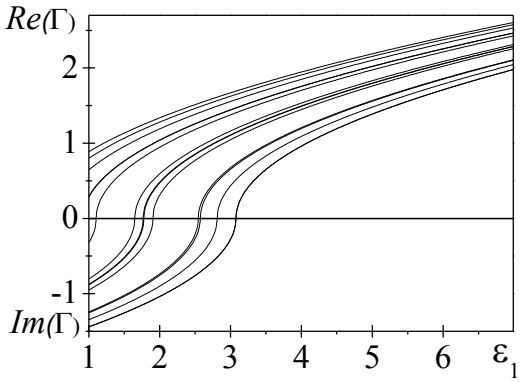


Рис.2 Зависимость Г(ε1) для 15 мод в отсутствии слоя с левой средой, ρ1=4.

Моделируется поведение ряда волноводных мод типа *Hnm* и *Enm* (индексы *n* и *m* есть числа вариаций поля по азимуту и радиусу). Приставка «квази» в именовании мод будет указывать на возникновение электрической продольной компоненты поля в структуре магнитной моды и магнитной продольной компоненты поля в структуре электрической моды, обусловленные различием проницаемостей слоев. В качестве отправной точки, приведен классический результат моделирования зависимостей Г(ε1) ($\Gamma=c_0/v_в$ - нормированная на волновое число свободного пространства постоянная распространения, c_0 и $v_в$ фазовые скорости волн в вакууме и в волноводе), когда всё поперечное сечение волновода заполнено *RHM*-средой с параметрами $\varepsilon1 =1$,$\mu1 =1$.

На рис. 2 представлены результаты изменения постоянных распространения мод H_{11}, E_{01}, H_{21}, H_{01}, E_{11}, H_{31}, E_{21}, H_{41}, H_{12}, E_{02}, E_{31}, H_{51}, H_{22}, H_{02}, E_{12} (пары мод H_{01}, E_{11} и H_{02}, E_{12} вырождены) при увеличении диэлектрической проницаемости ε_1 от 1 до 7. График зависимости Г(ε1) основной моды H_{11} представлен верхней кривой, остальные кривые именованы в соответствии с приведенным выше списком. При $\varepsilon1 =1$ и указанном радиусе экрана, в волноводе распространяются пять мод, при $\varepsilon1 >3.12$ все рассматриваемые моды распространяются. В интервале значений ε1 от 0.05 до 3.08 ряд мод являются запредельными, у них постоянные распространения принимающими мнимые значения. Эти графики используются для выбора начальных приближений для Г при поиске корней дисперсионного уравнения в случае изменения геометрических и материальных параметр системы. Методика получения дисперсионного уравнения описана в работе [1].

Рассмотрим результаты моделирования Г(ε1) для случая, когда внешний слой – является идеальной *LHM*-средой ($\varepsilon2 =-1$,$\mu2 =-1$). Ввод внешнего *LHM*- слоя осуществлялся путем увеличения его толщины от 0 до 1.25, что соответствовало построению зависимости Г(ρ1) для ρ1 изменяющегося в обратном порядке от $\rho_M=4$ до 2.75, рис. 3. Эти графики также используются для выбора начальных приближений для Г при поиске корней дисперсионного уравнения при получении зависимостей Г(ε1) двухслойного волновода.

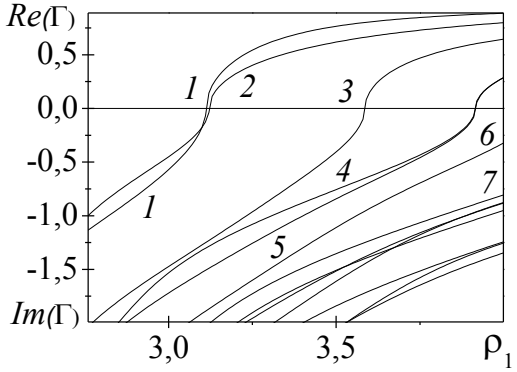


Рис.3 Зависимости Г(ρ1) для мод: квази-Н11 кривая 1; квази- Е01 кривая 2; квази- Н 21 кривая 3; квази-Н01 кривая 4; квази-Е 11 кривая 5; квази-Н 31 кривая 6; квази-Е 21 кривая 7. Остальные зависимости не пронумерованы.

Анализ представленных результатов говорит о том, что с увеличением толщины *LHM*- слоя распространяющиеся моды становятся запредельными и для значений ρ1, приближающихся к 2, стремятся к бесконечно большим мнимым значениям. Можно говорить о том, что мнгомодовый волновод становится запредельным для всех рассмотренных мод. Наблюдается инверсия ряда мод (например: квази- H_{11}кривая 1; квази- E_{01} кривая 2).

Для построения зависимостей Г(ε1) в двухслойном волноводе выбраны три радиуса центрального слоя ρ1 = 3.95, 3.90, 3.85. На рис. 4 представлены группы результаты моделирования Г(ε1) для каждого радиуса.

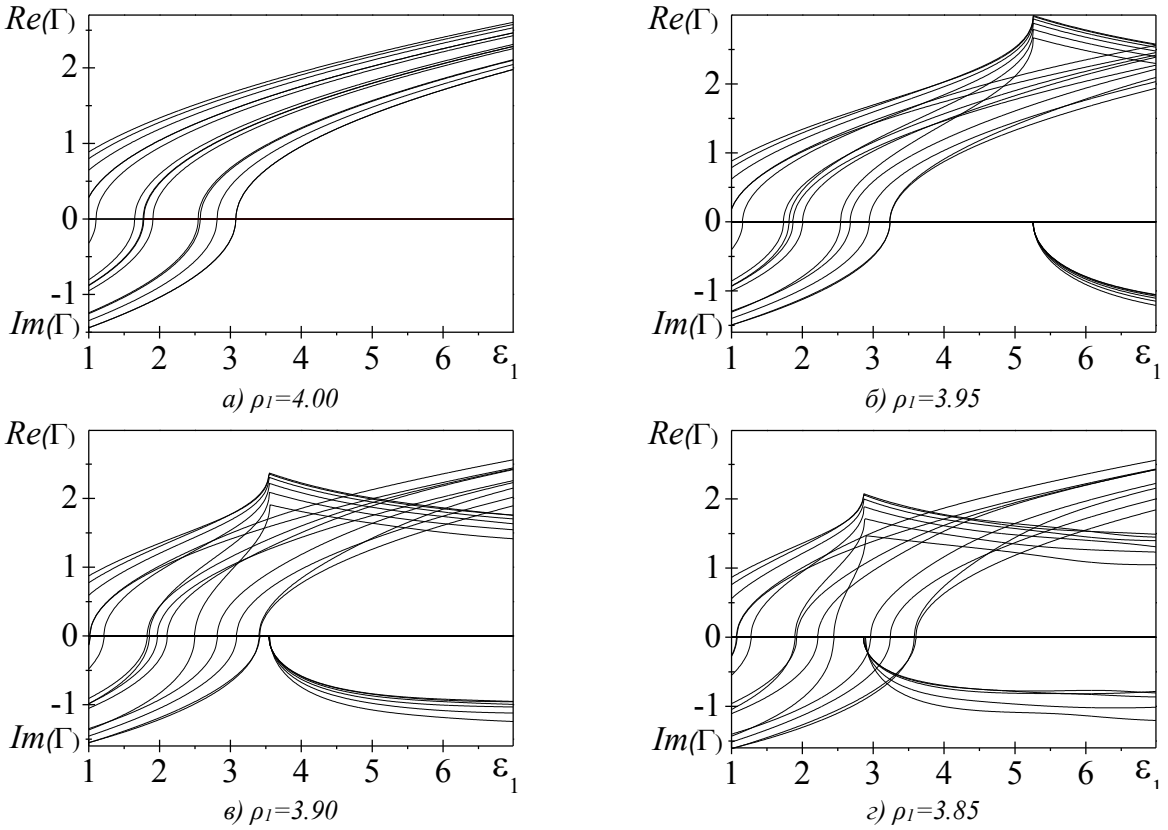


Рис.4 Зависимости Г(ε1) для пятнадцати мод при различных значениях радиуса внутреннего слоя: ρ1 = ρМ= 4.00 - рисунок а); ρ1 = 3.95 - рисунок б); ρ1 = 3.90 - рисунок в; ρ1 = 3.85 - рисунок г).

Анализ полученных результатов говорит о том, что при наличии *LHM*- слоя ряд мод ведет себя аномально (уменьшение параметра распространения с ростом ε1). Для них характерно появление точек бифуркации, связанных с образованием комплексных волн (Г(ε1) становится комплексной величиной в отсутствии потерь энергии в слоях) [5]. Это квази- магнитные моды с вариациями поля по азимутальной координате, которые имеют одну вариацию поля по радиальной координате (квази- H_{n1}, n=1,…,5). Аномально ведет себя мода квази- E_{01}, а

осесимметричная мода квази- H_{01} и остальные, моды имеют нормальное поведение. На рисунках не показаны комплексно-сопряженные мнимые (со знаком +) части комплексных мод.

Наличие точек бифуркации позволяет сделать вывод о существовании на графиках дополнительных ветвей сходящихся в точки бифуркации. Поиск дополнительных ветвей сходящихся в точки бифуркации представляет определенные затруднения при решении краевой задачи. Это связано с многозначностью зависимостей Г(ε1). Однако, эти трудности были преодолены путем построения специальных вычислительных процедур поиска корней дисперсионного уравнения.

Для дальнейших исследований были выбраны квази-магнитные моды квази-H_{01}, квази-H_{11}, квази-H_{21}, квази-H_{31}, квази-H_{41}, квази-E_{01} отличающихся различными радиусами центрального слоя: а) ρ1 = 3.95, б) ρ1 = 3.90, в) ρ1 = 3.85, для которых характерно аномальное поведение. Результаты моделирования представлены на рис. 5,6,7. Анализ полученных результатов указывает на наличие мод с крайне высокими коэффициентами замедления фазовых скоростей электромагнитных волноводных мод (при стремлении ε1 к единице Г(ε1) стремиться к бесконечности). Из рассмотрения была удалена мода квази- E_{01}. Полученные результаты видимо связаны с траекториями парциальных волн в слоях положительными и отрицательными показателями преломления.

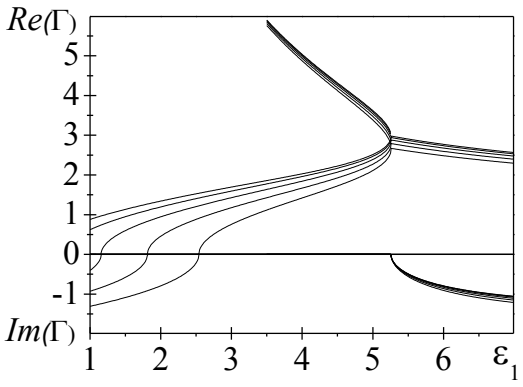


Рис.5. ρ1=3.95

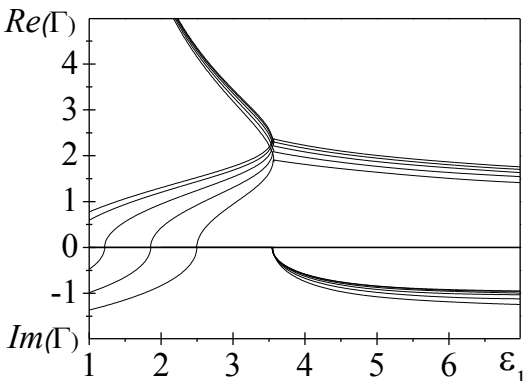


Рис.6. ρ1=3.90

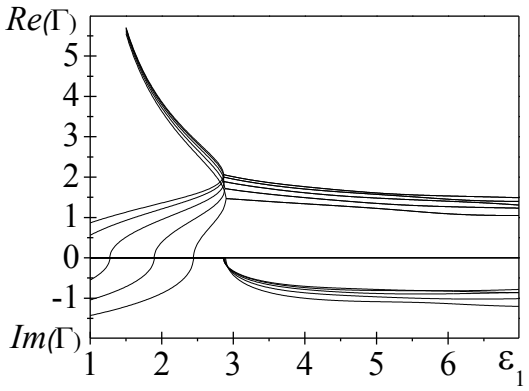


Рис.7. ρ1=3.85

По результатам моделирования можно сделать следующие выводы:

При вариации материальных параметров волновода наблюдается инверсия ряда мод;

В двухслойном волноводе с тонкими внешними слоями из «левого» материала, для ряда мод наблюдаются точки бифуркации на зависимостях постоянных распространения при вариации диэлектрической проницаемости внутренней «правой» среды;

Наличие слоя «левой» среды приводит к возникновению множества квази-магнитных мод с высокими коэффициентами замедления.

Полученные результаты могут быть связаны с траекториями движения парциальных волн в слоях с положительными и отрицательными показателями преломления.

Список публикаций:

[1] G. E. Dunaevskii, V. A. Meshcheryakov, V. A. Zhuravlev, et al., Russ. Phys. J., 52, No. 12, 1325–1330 (2009).
[2] Веселаго В.Г. // УФН – Том 92, Вып. 3. – 1967, –С. 517–526.
[3] Р.К. Силин М.: Фазис. – 1999, – 80 с.
[4] Pendry J.B. et. al. // Phys. Rev. Lett. – 1996, –Vol. 76. –P. 929–935.
[5] Веселов Г.И., Раевский С.Б. Слоистые металлодиэлектрические волноводы. — М.: Радио и связь, 1988.

Метод электродинамического анализа микрополосковых антенн с рамочными излучателями, расположенными на диэлектрических подложках

[1]Клюев Дмитрий Сергеевич,

[2]Коршунов Сергей Александрович, [2]Нещерет Анатолий Михайлович

[1]ФГБОУ ВО «Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики»,

[2] АО «Самарское инновационное предприятие радиосистем»

E-mail: nam@siprs.ru

Высокий темп развития радиотехники задает все более жесткие требования для разработчиков антенн. В связи с этим все чаще встречаются антенные решения на микрополосковых структурах, так как они обладают приоритетными в настоящее время достоинствами: малые габариты и низкопрофильность, технологичность, а также возможность настройки параметров через использование в качестве подстилающей поверхности различных материалов, в т.ч. и метаматериалов [1,2], являющихся диэлектриком с расположенными в нем через некоторый интервал проводящими включениями определенной формы, в т.ч. киральной, фрактальной и т.д. Большое количество математических моделей и исследований представлено для микрополосковых антенн с прямоугольным излучателем, при этом моделей микрополосковых антенн с другими формами излучателя встречается значительно меньше.

В связи с этим, рассматривается излучающая структура, состоящая из идеально проводящей круглой планарной рамки с радиусом R, длиной $2l$ и шириной $2a$, на диэлектрической подложке с односторонней металлизацией и шириной d, диэлектрической проницаемостью ε_1 и магнитной проницаемостью μ_1. Описанная структура находится в диэлектрической среде с диэлектрической проницаемостью ε_2 и магнитной проницаемостью μ_2. В зазор излучателя, шириной 2Δ, приложена сторонняя ЭДС.

Для данной модели решено интегральное уравнение, записана функция распределения тока по рамочному излучателю и выражение для входного импеданса.

На рисунках показаны функции распределения плотности тока по излучателю при $a = 0.01\lambda$, $\varepsilon_2 = \mu_2 = 1$, $\mu_1 = 1$, $\Delta = 0.01\lambda$, $d = 0.25\lambda$, $\varepsilon_1 = 1$ и $\varepsilon_1 = 3$, а также $R = 0.5\lambda$ (рис. 1) и $R = 1.5\lambda$ (рис. 2), рассчитанные с использованием разработанного метода.

Приведенные зависимости демонстрируют увеличение влияния подложки на излучатель с увеличением его радиуса R. При относительно малом радиусе R и относительной диэлектрической проницаемости подложки ε_1, в значениях функции распределения плотности тока преобладает мнимая составляющая, причём в точке питания - положительная. Значит, при этих параметрах рассматриваемая микрополосковая рамочная антенна обладает только реактивной - емкостной составляющей.

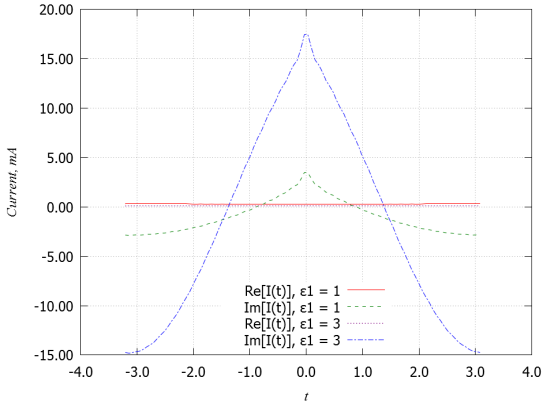


Рис.1

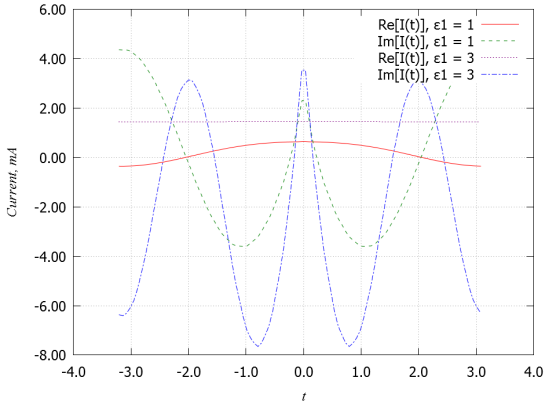


Рис.2

Разработанная математическая модель рамочной микрополосковой антенны, даёт возможность рассчитывать характеристики схожих антенн, и находить для них функцию распределения плотности тока и входной импеданс. Также модель может применяться при создании электродинамических САПР, для корректных расчетов антенн такого типа. К тому же модель может описывать кольцевой разомкнутый резонатор, что даёт возможность рассчитывать параметры метаматериалов на основе таких структур.

Список публикаций:

[1] *Caloz C., Sihvola A. Electromagnetic Chirality, Part 1: The Macroscopic Perspective. IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2020, vol. 62, no. 1, pp. 58 - 71.*

[2] *Buzov A. L., Klyuev D. S., Kopylov D. A., Neshcheret A.M. A Mathematical Model of a Two-Element Microstrip Radiating Structure with a Chiral Metamaterial Substrate // Journal of Communications Technology and Electronics, 2020, Vol. 65, No. 4, pp. 414–420.*

Моделирование излучающих структур с учетом параметров подстилающей поверхности

[1]***Бондарь Павел Игоревич,***
[2]*Карлов Александр Владимирович,* [2]*Нарышкин Михаил Иванович,* [2]*Пестовский Константин Игоревич*
[1]*АО «Самарское инновационное предприятие радиосистем»,*
[2]*ФГБОУ ВО «Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики»*
E-mail: karlovav@siprs.ru

В настоящее время актуальной научно-технической проблемой является организация связи из неподготовленных районов в кратчайшие сроки. Одним из возможных вариантов является использование связи КВ-диапазона. При этом важным аспектом решения данной проблемы является создание быстроразвертываемых, адаптируемых антенных систем КВ-диапазона [1].

Авторами была предложена антенная система в виде кольцевой антенной решетки (КАР). При этом каждый антенный элемент имеет свою колесную базу и представляет собой излучатель с оперативно изменяемой длиной. Изменение длины излучателя, и, соответственно, настройка на рабочую частоту достигается на основе использования телескопической опоры с электромеханическим приводом. При этом антенный элемент представляет собой, по сути, несимметричный петлевой вибратор Пистолькорса [1]. Его внешний вид представлен на рис. 1.

Поскольку мобильный комплекс предполагает быстрое развертывание, количество антенных элементов в нем ограничено. Из этого следует, что предлагаемое решение является малоэлементной широкополосной КАР. Как было показано в [2], в таких антенных решетках при формировании луча в заданное направление происходит «самоослепление», и необходимо применение комплекса мер по устранению данного негативного эффекта. Более того, использование такого типа излучающего элемента требует применение искусственной металлизации подстилающей поверхности. Помимо этого, на импедансные характеристики антенной системы, а также характеристики направленности влияют и электрофизические параметры грунта. Поэтому в данной работе были исследованы параметры предложенной антенной решетки в зависимости от типа металлизации подстилающей поверхности, а также параметров грунта. В качестве металлизации была использована проволока, размещенная на поверхности грунта. Один из вариантов размещения показан на рис. 2. При этом в качестве модели грунта была использована модель влажной земли с параметрами ε=20, σ=0.1 См/м, и сухой земли с параметрами ε=3, σ=0.001 См/м.

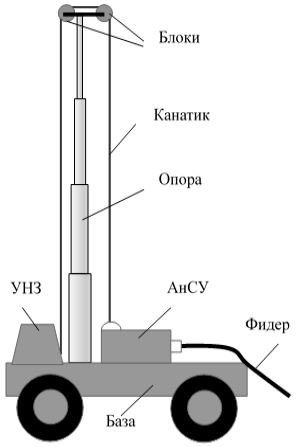


Рис.1 Вид антенного элемента

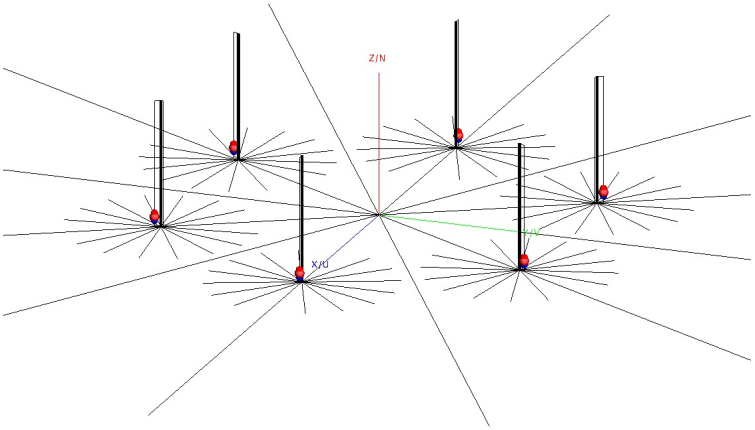


Рис.2 Модель КАР

Как показали результаты проведенного моделирования, параметры подстилающей поверхности влияют на результаты работы данного антенного решения. При этом влияние оказывает как тип грунта, так и тип металлизации. Соответствующие изменения характеристик антенной системы приводят к необходимости изменения предопределенного шага изменения рабочей длины антенных элементов, либо использованию устройства адаптивной подстройки.

Список публикаций:
[1] Карлов Ал.В., Кольчугин Ю.И., Минкин М.А., Пестовский К.И. // Радиотехника. 2020. Т. 84, №6(11). С.46.
[2] Рубис А.А. // Антенны. 2018. № 10. С. 22.

Моделирование электромагнитных излучений в экранированных протяжённых тоннелях

[1]***Котков Константин Витальевич,***
[2]*Моторко Андрей Иванович,* [2]*Нарышкин Иван Михайлович,* [2]*Пестовский Игорь Николаевич*
[1]*АО «Самарское инновационное предприятие радиосистем»,*
[2]*ФГБОУ ВО «Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики»*
E-mail: nam@siprs.ru

Одним из наиболее сложных мест для предоставления беспроводного доступа к сети являются изолированные тоннели [1,2]. Поскольку тоннели имею специфичную форму, представляющую собой длинные узкие участки с множеством изгибов, а земля играет роль экрана, необходимо применять нестандартные для наземной среды решения. Одним из таких решений является использование излучающего кабеля.

Излучающий кабель — это, как правило, коаксиальный радиочастотный кабель, во внешнем проводнике которого имеются отверстия, выполняющие роль антенн. Благодаря этим отверстиям электромагнитное поле существует не только внутри, но и снаружи кабеля, поэтому он одновременно выполняет функции передающей линии, транслирующей сигнал до заданного места и приемо-передающей антенны. Свойства излучающего кабеля одинаковы на прием и передачу. Диапазон частот излучающего кабеля простирается от 1,5 МГц до 2 ГГц. Выбирая форму, размеры, порядок следования излучающих отверстий по длине кабеля можно в широких пределах изменять характеристики самого кабеля.

В работе был проведён электромагнитный анализ модели излучающего кабеля, расположенного вдоль экранированного тоннеля на частоте 430 МГц. Модель излучающего кабеля представляет собой проводящий цилиндр, диаметр которого составляет 297 мм, с вырезанными отверстиями (щелями). В центре цилиндра напротив отверстия расположен источник возбуждения – элементарный электрический диполь. Длина каждого участка кабеля равна 2 м, щели расположены на расстоянии 0,1 м.

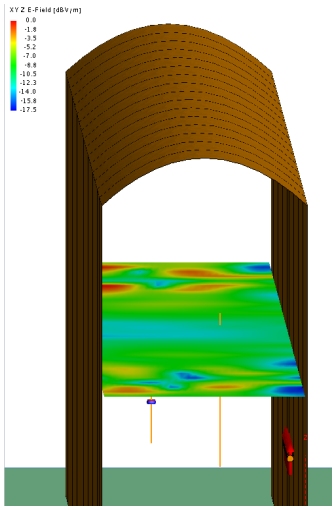


Рис.1 Напряженность поля при расположении кабеля в 0,05 м от стены

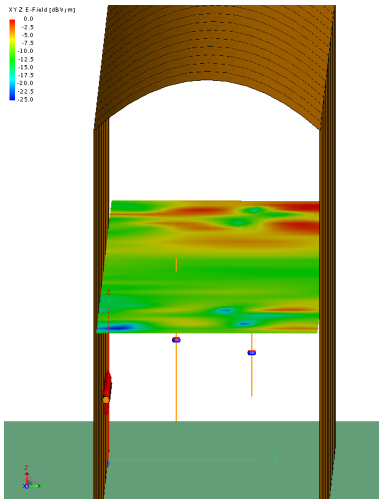


Рис.2 Напряженность поля при расположении кабеля в 0,03 см от стены

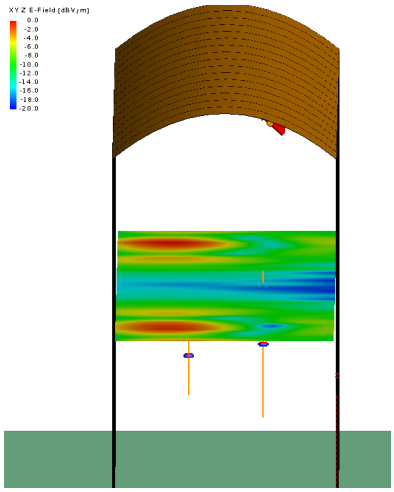


Рис.3 Напряженность поля при расположении кабеля у потолка

На рисунках показано распределение нормированной напряженности поля вдоль тоннеля на высоте 1 м над землёй при расположении кабеля на расстоянии 0,05 м от стены (рис 1.), 0,03 м от стены (рис. 2) и при расположении на потолке (рис. 3).

Как видно из представленных данных, приближение излучающего кабеля к металлической стенке на 0,02 м (с 0,05 м до 0,03 м) в целом уменьшает передаточные потери на 3- 4 дБ. Расположение излучающего кабеля на потолке практически не влияет на излучающие характеристики.

Список публикаций:

[1] *Громаков Ю. А. Стандарты и системы подвижной радиосвязи. – М.: Технологии электронных коммуникаций, 1996. – 239 с.*
[2] *Abo S.O.M. Propagation of electromagnetic waves in a rectangular tunnel // Appl. Math. and Comput. – 2003. – V. 136. – № 2 – 3. – P. 405 – 413.*

Исследование электрических свойств многокомпонентного литиевого феррита

Николаева Светлана Андреевна
Лысенко Елена Николаевна
Томский политехнический университет
E-mail: sal17@tpu.ru

Литиевые ферриты привлекают к себе внимание благодаря невысокой стоимости и возможности применения в различных отраслях промышленности [1-2]. На сегодняшний день ряд замещенных литиевых ферритов широко используется в микроволновом поле, благодаря своим электромагнитным характеристикам. Особое распространение получили литиевые ферриты, замещенные ионами титана и цинка, так как обладают высоким удельным сопротивлением и малыми диэлектрическими потерями. Такие многокомпонентные литиевые ферриты используются при изготовлении следующих микроволновых устройств: изоляторы, циркуляторы, гираторы, фазовращатели [3-6].

Электрическую проводимость ферритов объясняет «прыжковый» механизм Вервея [7]. Вервей один из первых обратил внимание на то, что электропроводность ферритов существенно возрастает если в эквивалентных кристаллографических положениях расположены ионы одного и того же элемента с разной валентностью. Данный механизм описывает электрическую проводимость ферритов процессом перескока электронов от иона к иону. Таким образом, электрон иона Fe^{2+}, после преодоления энергетического барьера, может совершить прыжок к иону Fe^{3+}, в результате чего имеет место процесс:

$$Fe^{2+} + Fe^{3+} \leftrightarrow Fe^{3+} + Fe^{2+}$$

Установлено, что чем больше количество ионов Fe^{2+}, тем больше проводимость. Регулировать концентрацию Fe^{2+} в ферритах можно благодаря введению в их состав малых добавок некоторых легирующих оксидов (Mn, Co и др.). Величина удельного электросопротивления зависит и от условий спекания ферритов. Увеличение температуры спекания, скорости охлаждения и восстановительная атмосфера увеличивают в ферритах содержание ионов Fe^{2+} , что приводит к снижению удельного электрического сопротивления [8].

В данной работе было проведено исследование электрических свойств многокомпонентного литиевого феррита ($Li_{0.65}Fe_{1.6}Ti_{0.5}Zn_{0.2}Mn_{0.05}O_4$) с незначительным содержанием ZrO_2. Исходными реагентами выступали химически чистые порошки оксидов цинка, марганца, циркония, титана и железа, а также карбонат лития. Все исходные реагенты предварительно просушивались в лабораторном сушильном шкафу в течении 180 минут при температуре 200°C. В соответствии с химической формулой порошки взвешивались на цифровых аналитических весах Shimadzu AUW-D и смешивались в агатовой ступке с десятикратным протиранием через металлическое сито с размером ячейки 100 мкм для достижения максимально однородного распределения исходных реагентов. Синтез феррита проводили при 800°C в течение 120 минут. К синтезированному порошку был добавлен ZrO_2 0,5% по массе. Небольшое количество данной добавки позволяет повысить плотность изготавливаемых образцов [9]. Затем полученная смесь прессовалась на гидравлическом ручном прессе ПГр-10 в таблетки диаметром 15мм. Полученные прессовки спекались в воздушной атмосфере при температуре спекания 1010°C в течении 120 минут в стандартной лабораторной печи.

Исследование электрической проводимости ферритовых образцов производилось двухзондовым методом [10]. Хорошо заточенные зонды располагаются на поверхности образца на минимальном расстоянии друг от друга. На один из зондов подается напряжение 5В, с другого осуществляется измерение искомого тока, с помощью вольтметра. Измерение тока проводилось при нагревании образца от комнатной температуры до 280°C. Нагревание осуществлялось с помощью спирального нагревателя, встроенного в подложку, на которую был размещен измеряемый образец. Зависимости тока от температуры были сняты как на поверхности образцов, так и после последовательной сошлифовки тонких слоев феррита. Сошлифовка слоя в 50 мкм проводилась вручную с помощью мелкодисперсного порошка Al_2O_3. По полученным зависимостям тока от температуры были построены экспериментальные кривые в координатах Ln(I)=F[1/(k·T)]. Для образцов, чьи экспериментальные точки ложатся на прямую рассчитывается энергия активация. Энергия активации определяется как тангенс угла наклона к аппроксимационной кривой.

На рисунке 1 изображены кривые зависимости тока объемной проводимости от температуры. Кривая x0 – зависимость тока от температуры, измеренная с поверхности образца, кривые x50, x100, x150, x200, x250, x300 – зависимости, снятые на глубине от 50 до 300мкм соответственно. С повышением температуры можно наблюдать рост электропроводности, следовательно, исследуемый феррит обладает полупроводниковыми свойствами. Из рисунка 1 видно, что на поверхности образца (x=0) значение проводимости минимально, затем с каждым последующим слоем происходит повышение электропроводности.

Такой эффект можно объяснить взаимодействием спекаемых ферритовых прессовок с кислородом окружающей атмосферы. Как известно, в процессе термической обработки происходит обмен кислородом между кислородной матрицей шпинели и атмосферой. Взаимодействие образцов с кислородом при диффузионном характере процесса на этапе спекания может приводить к неоднородности в распределении кислорода по глубине спекаемых образцов.

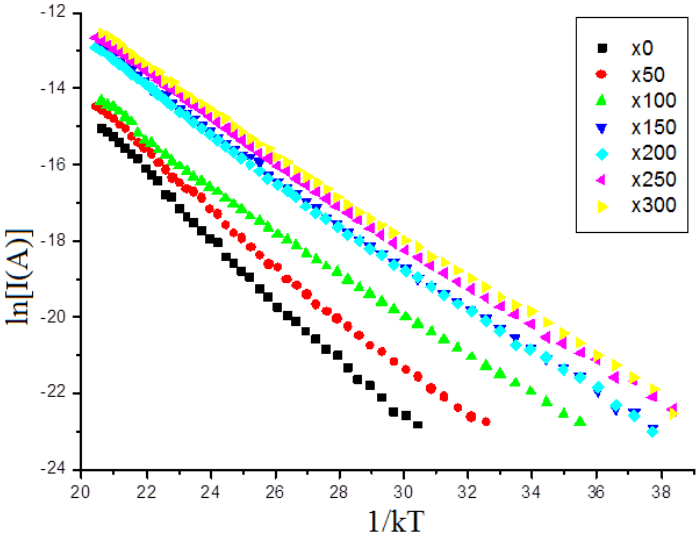


Рис. 1. Температурные зависимости тока объемной проводимости феррита.

На основе данных по электропроводности был произведен расчет удельного электрического сопротивления в точке нагрева образца - 100°С. Значение удельного сопротивления приведены в таблице 1 и записаны с учетом погрешности. Оценку погрешности измерения проводили с помощью критерия Стьюдента. Как видно из таблицы 1 значение Ea существенно снижается до глубины образца 150 мкм, затем снижение существенно замедляется. С глубиной образца также наблюдается снижение удельного электрического сопротивления.

Таблица 1. Электрические параметры исследуемых образцов.

Глубина, мкм	E_a, эВ	ρ, МОм·см
0	0.821 ± 0.074	47.6 ± 3.81
50	0.712 ± 0.064	16.1 ± 1.28
100	0.584 ± 0.052	4.2 ± 0.34
150	0.567 ± 0.051	1.3 ± 0.11
200	0.561 ± 0.050	1.1 ± 0.09
250	0.551 ± 0.049	0.7 ± 0.06
300	0.549 ± 0.049	0.6 ± 0.05

В настоящей работе были исследованы электрические характеристики многокомпонентного литиевого феррита. Исследование показало, что образцы обладают полупроводниковыми свойствами, измеренная электрическая проводимость увеличивается с повышением температуры. Установлено неоднородное распределение удельного сопротивления в приповерхностных слоях образца. Показано, что с каждым последовательно сошлифованным слоем происходит снижение значения энергии активации и соответственно снижения удельного сопротивления.

The research was supported by RFBR grant (project No. 20-07-00662).

Список публикаций:

[1] Berbenni V., Marini A., Matteazzi P., Ricceri R., Welham N. J. // J. of the Europ. Ceram. Soc. 2003. №23. с. 527–536.
[2] Левин Б. Е. // Физико-химические основы получения, свойства и применение ферритов: Металлургия. 1979. с. 471.
[3] Шольц Н. Н. // Ферриты для радиочастот: Энергия. 1966. с. 258.
[4] Белов К. П. // Ферриты в сильных полях: Наука. 1972. с. 200.
[5] Сафантьевский А. Л. // Поликристаллические феррошпинели СВЧ. Современное состояние и перспективы развития 1979. №. 9. с. 32.
[6] Рабкин Л. И. // Технология ферритов: Госэнергоиздат. 1976. с. 353.
[7] Manjula R., Murthy V. R. K., Sobhanadri J. // J. Appl. Phys. 1986. №59. с. 2929–2932.
[8] Жураковский Е. А. // Электронные состояния в ферримагнетиках: Наукава думка. 1985. с. 325.
[9] Lysenko E. N., Ghyngazov S. A., Surzhikov A. P., Nikolaeva S. A. // Ceram Int. 2019. №45. с. 2736–2741.
[10] Clarysse T., Vanhaeren D., Hoflijk I., Vandervorst W. // Mater. Sci. Eng. 2004. №47. с. 123–206.

Устойчивость синхронных режимов системы двух связанных автогенераторов

Новиков Сергей Сергеевич
Костерова Влада Сергеевна
Томский государственный университет
E-mail: nss@sibmail.com, vsk727@yandex.ru

ВВЕДЕНИЕ

В системе двух связанных автогенераторов в зависимости от величины и характера взаимной связи могут возникать различные виды колебаний: как классические так и некогерентные [1]. Свойства и особенности реализации синхронных режимов в автоколебательных системах со многими степенями свободы различного типа хорошо изучены и допускают возможность классификации. Такая классификация, например, может быть проведена по схемным признакам, учитывающим тип генерирующих структур и элементов канала взаимной связи, в том числе: отрезков линий передачи, элементов резонансных объемов генерирующих систем, способы введения диссипативных элементов-нагрузок, симметрию системы в целом [2, 3, 4]. Вместе с тем, попытки классификации должны опираться также на критерии, вытекающие из представлений об устойчивости (или неустойчивости) синхронных движений. Так, оптимальными с точки зрения устойчивости синхронных режимов являются так называемые резистивные связи, обусловленные введением в каналы связи автогенераторов диссипативных элементов-нагрузок. В зависимости от типа (знака) резистивной связи в системе двух автогенераторов устойчивы либо синфазные, либо противофазные (или близкие к ним) синхронные колебания. В случае чисто реактивной связи эти режимы устойчивы одновременно, что вызывает нестабильность. На практике, особенно в области сверхвысоких частот, полные цепи связи кроме внешних элементов (отрезков линий передачи, нагрузок) включают в себя частотнозависимые элементы выходных цепей самих автогенераторов. Поэтому реальные цепи связи обладают резонансными свойствами, влияние которых на устойчивость необходимо учитывать [3]. Как показывает опыт, сильные резонансные свойства каналов связи системы двух автогенераторов могут кардинально изменить поведение системы. Оценка влияния резонансных свойств на устойчивость синхронных колебаний была проведена в [5]. Позднее в [6, 7, 8] было теоретически и экспериментально показано, что при сильных резонансных связях «базовые» синхронные режимы «теряют» устойчивость (разрушаются) и на их месте возникает режим динаимического хаоса. Существенная особенность модели состоит в том, что каждый из автогенераторов в автономном режиме является абсолютно стабильной одночастотной системой.

Одним из важных элементов исследования когерентных многогенераторных систем является анализ динамики переключений синхронных движений при изменении управляющих параметров. В данной работе методом численного моделирования исследуются динамические процессы развития неустойчивостей в системе двух автогенераторов с сильной резонансной связью. С использованием аналитического критерия неустойчивости синфазных колебаний оцениваются параметрические границы областей неустойчивости базовых синхронных режимов.

РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА ЦЕПЕЙ СВЯЗИ, КРИТЕРИЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ СИНФАЗНОГО РЕЖИМА

В качестве примера типичных резонансных свойств на рис.1 приведен [1] профиль частотных характеристик проводимости связи $y_{12}(j\omega)$ простейшей цепи, изображенной на вкладке. В соответствии с этой схемой автогенераторы соединяются друг с другом и с общей нагрузкой $g_н$ отрезками линии передачи с электрическими длинами θ_1 и θ_2 и с волновой проводимостью g_0. Для данной схемы $\alpha_S=\theta_1+\theta_2\equiv\theta_\Sigma\sim\omega\tau$, где τ– время распространения сигнала в канале связи; $\theta=\theta_2-\theta_1$– параметр несимметрии; $g_н=2g_0$ проводимость согласованной общей нагрузки. Резонансные свойства проводимости связи непосредственно вытекают из формулы [2]

$$y_{12} = \frac{-2s}{(\cos\alpha_S - 2s\cos\theta) + j\sin\alpha_S} g_0 \qquad (1)$$

где s и α_S модуль и аргумент элемента матрицы рассеяния $s_{12} = s * \exp(-ja_s)$. Величина s лежит в интервале (0-0.5), причем верхнее значение соответствует отсутствию потерь (погонных) в отрезках линии.

Характеристика $Rey_{12}(j\omega)$ является знакопеременной функцией частоты. Область частот последовательного резонанса, где $Rey_{12}<0$, соответствует резистивной связи первого типа, при которой устойчивы синфазный или близкие к нему режимы колебаний. В области частот с резистивной связью второго типа ($Rey_{12}>0$) устойчивы противофазный или близкие к нему режимы.

В задаче устойчивости [1] резонансные свойства описываются параметром

$$C_{12} = d(\mathrm{Im}\, y_{12}(j\omega))/d\omega\big|_{\omega_0} \qquad (2)$$

Сильная резонансная связь первого типа реализуется в узких частотных интервалах вблизи $\alpha_S \approx 2\pi, 4\pi, \ldots$ где $Rey_{12}<0$. В этих интервалах в случае почти симметричной цепи ($\theta\approx0$) и $s\to0.5$ параметр C_{12} положителен ($C_{12}>0$) и может достигать теоретически сколь угодно больших значений. При выполнении критерия

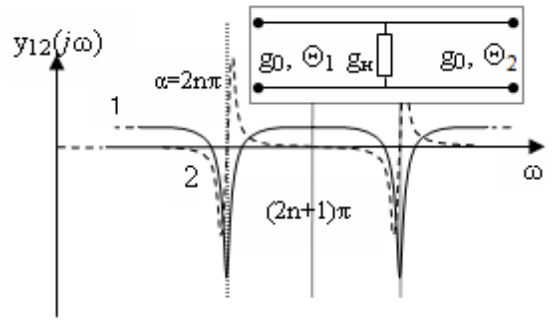


Рис.1 Резонансные свойства проводимости связи, 1 – Rey_{12}; 2 – Imy_{12} [9]

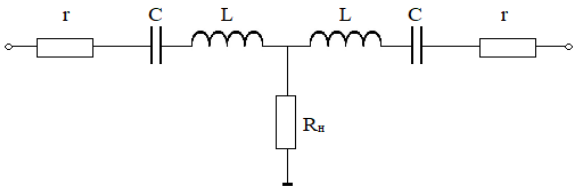


Рис.2 Схема резонансной цепи связи

$$C_{12}>C_{кс}, \quad (3)$$

где $C_{кс}$ – емкости колебательных систем, синфазный режим становится неустойчивым и происходит переход либо к противофазному режиму (если он устойчив), либо к режиму динамического хаоса. В последнем случае имеет место разрушение когерентности [10].

Указанные сильные резонансные свойства взаимной связи автогенераторов реализуются также в схемах, представляющих собой комбинации отрезков линии передачи и нагрузок: антисимметричных схемах, схемах со многими нагрузками в волновом канале связи, а также в схемах, включающих реактивные элементы [11].

На рис.2 приведена схема четырехполюсника связи исследуемой системы, в соответствии с которой автогенераторы соединяются друг с другом и с общей нагрузкой $R_н$ через последовательные сосредоточенные резонансные контуры. Проанализируем резонансные свойства проводимости $y_{12}(j\omega)$ четырехполюсника; с целью упрощения будем считать его симметричным. В этом случае частотные характеристики описываются аналитическим выражением

$$y_{12}(\mathrm{j}\omega) = -\frac{1}{(2+\frac{\mathrm{z}(\mathrm{j}\omega)}{R_н})\mathrm{z}(\mathrm{j}\omega)} \quad (4)$$

где

$$z(\mathrm{j}\omega) = r + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega \mathrm{C}}\right) = r + jz(\omega),$$

комплексное сопротивление последовательных *R L C* -контуров.

Профиль частотных характеристик показан на рис.3. Как видно, $Rey_{12}(j\omega)$ является знакопеременной функцией частоты. Характер связи в резонансной области 2 соответствует резистивной связи 1-го типа: $Rey_{12}<0$. На резонансной частоте $\omega_0 = 1\sqrt{LC}$ проводимость связи равна действительной отрицательной величине $y_{12}(j\omega_0) = -1/\left(2+\frac{r}{R_н}\right)r$. Ширина резонансной области определяется соотношением

$$\left(\omega L - \frac{1}{\omega \mathrm{C}}\right)^2 = (2R_н + r)r \quad (5)$$

Из (5) следует, что ширина резонансной области сужается при уменьшении *r*. Очевидно также, что уменьшение резонансной частоты ω_0 путем увеличения индуктивности *L* сужает указанную область, что соответствует увеличению добротности резонанса. При значительной отстройке частот генераторов от резонанса связи (области 1 и 3) имеем $Rey_{12}>0$ и $Imy_{12}\neq 0$. При данном типе реальной части проводимости связи устойчивы противофазные колебания.

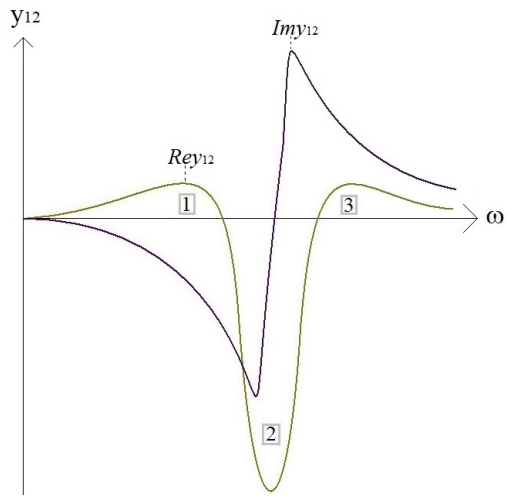


Рис.3 Частотные характеристики цепи

Поведение мнимой части проводимости связи ($Imy_{12}(j\omega)$) в области последовательного резонанса подобно рассмотренному выше примеру. Параметр C_{12} на резонансной частоте ω_0 определяется аналитически и равен

$$C_{12} = \frac{L}{r^2}\ . \quad (6)$$

Характерно, что (6) с точностью до коэффициента совпадает с выражением, приведенным в [5] в качестве частного примера. Представляет интерес управление устойчивостью синфазных колебаний в резонансной области 2. В соответствии с (3) и (6) устойчивость синфазных колебаний при настройке связи в резонанс может быть получена для любого *L* путем выбора достаточно большого значения омических потерь *r*. И, наоборот, при достаточно малых потерях выполняется критерий (3), и синфазный режим становится неустойчивым. Следует отметить, что в пределах области 2 параметр C_{12} изменяется и сохраняет положительный знак в интервале

частот, который приближенно оценивается как

$$\omega_э \simeq \omega_0 \pm \frac{r}{2L}. \quad (7)$$

Таким образом, при типичных добротностях 100-200 указанный частотный интервал весьма узкий.

В то же время, как следует из (7), с увеличением индуктивности ширина указанного интервала уменьшается пропорционально $1/L$, тогда как положение резонанса – пропорционально $1/\sqrt{L}$. В таком случае можно ожидать, что отстройка резонанса вниз в пределах области резонанса путем увеличения управляющей индуктивности будет сопровождаться расширением диапазона частот, в котором выполняется критерий неустойчивости синфазных колебаний (3).

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ СИНХРОННЫХ РЕЖИМОВ

Исследуемая схема (рис.4) представляет собой два транзисторных автогенератора, соединенных друг с другом через резонансную цепь связи. Автогенераторы собраны по схеме емкостной трехточки (цепи питания транзисторов на рис.4 не показаны). Схема резонансного четырехполюсника связи состоит из последовательных колебательных контуров *r*, *C*, *L* и полностью соответствует рис.2. Система реализована в программе NI Multisim. Частота работы автономных автогенераторов порядка 540 кГц, которая задаётся элементами колебательных контуров $C_{1,2}$, $L_{1,2}$. Для исследования временной динамики колебаний в синфазном и противофазном режимах в цепь базы в качестве начальных условий вводились ступенчатые напряжения одинаковых (++) или разных (+-) знаков.

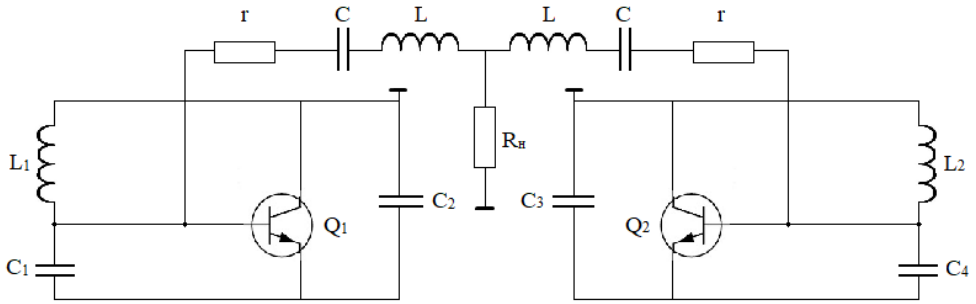


Рис.4. Высокочастотная схема системы связанных автогенераторов с резонансной связью

В ходе экспериментов на двух параллельных осциллографических каналах наблюдались колебательные напряжения, развиваемые автогенераторами в процессе их возбуждения и подавления. Основным синхронным режимом является синфазный режим, соответствующий суммированию мощностей автогенераторов в общей нагрузке $R_н$. Его устойчивость реализуется при настройке цепи связи в область резонанса 2 (рис. 3), где $Rey_{12}(j\omega)<0$ и только при достаточно больших величинах *r*. В случае полной симметрии схемы и при идентичности автогенераторов частота стационарных синхронных колебаний в основном режиме равна парциальным частотам автогенераторов. Противофазный режим при резонансной настройке из-за больших вносимых (со стороны r) потерь существовать не может. Условия устойчивости противофазных колебаний реализуются в областях 1 и 3 (рис. 3), где $Rey_{12}(j\omega)>0$, то есть при значительной отстройке резонанса связи. Такая отстройка, с одной стороны, может быть задана путем смещения резонансной частоты контуров связи относительно частот генераторов. С другой стороны, отстройка от резонанса возникает автоматически за счет «шунтирования» резонансных систем генераторов реактивными элементами цепи связи при динамическом коротком замыкании сопротивления нагрузки $R_н$. Последняя ситуация всегда возникает при переходе системы в противофазный режим в случае неустойчивости синфазных колебаний посредством нарастающей автомодуляции (рис. 5-7).

Условия одновременной устойчивости синфазных и противофазных колебания выполняются на краях области 2, где $Rey_{12}(j\omega)\approx 0$, и проводимость связи характеризуется значительной реактивной составляющей. В численном эксперименте эти типы колебаний реализуются путем смены начальных условий (++) или (+-).

В рамках проведенных исследований основной задачей являлось доказательство критерия разрушения синфазных колебаний (3) при высокой добротности резонанса связи. При выполнении эксперимента необходимо было учесть следующее обстоятельство. Резонансная частота f_0 цепи связи *r*, *C*, *L* определяется однозначно, однако полная цепь связи включает в себя также элементы выходных цепей самих автогенераторов и элементы развязки по питанию. Поэтому на предварительном этапе необходимо было путем подбора величин элементов контура локализовать резонанс связи, поскольку оценка параметра $C_{12} = L/r^2$ справедлива только для резонансной частоты. Как оказалось, такая настройка не является однозначной, так как изменение управляющей индуктивности *L* вызывает как изменение резонансной частоты ω_0, так и параметра C_{12}. Кроме того, такая настройка могла опираться только на косвенные признаки, такие как устойчивость или неустойчивость

синхронных режимов и время перестройки одного режима в другой. Оценка времени переходных процессов существенно усложнила исследование, но было понятно, что только при настройке цепи связи в резонанс с частотами автогенераторов реализуется возможность однозначного управления параметром C_{12} с помощью омических потерь r. При этом мы придерживались версии, что чем больше параметр C_{12}, тем выше степень неустойчивости и тем быстрее завершается переход от неустойчивых синфазных колебаний к противофазным.

В результате описанной процедуры были выбраны L=1020 нГн C=80 нФ. Далее была проведена серия экспериментов при последовательном изменении сопротивления r в пределах 0,0001-0,01 Ом. При этом путем прямого наблюдения осциллограмм оценивалось время перехода от неустойчивого синфазного режима к устойчивому противофазному. В интервале 0,0001–0,008 Ом синфазные колебания, возбуждаемые начальными условиями (++) неустойчивы и система переходят в противофазный режим (рис.5-7) с частотой порядка 690 кГц. Перестройка фаз сопровождается характерной автомодуляцией, которая начинает развиваться после выхода активных элементов (транзисторов) в нелинейный режим. Далее «глубина автомодуляции» нарастает, достигает 100 % и асимптотически уменьшается до нуля. Следует отметить характерный признак переходного процесса: огибающие колебаний находятся в противофазе; можно сказать, что одно колебание попеременно подавляет другое.

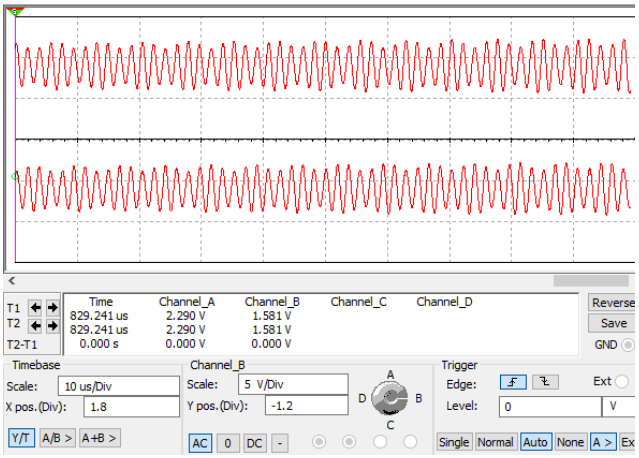


Рис.5. Осциллограммы колебаний автогенераторов – начало автомодуляции; L=1020 нГн C=80 нФ

Рис.6. Осциллограммы колебаний автогенераторов – процесс автомодуляции; L=1020 нГн C=80 нФ

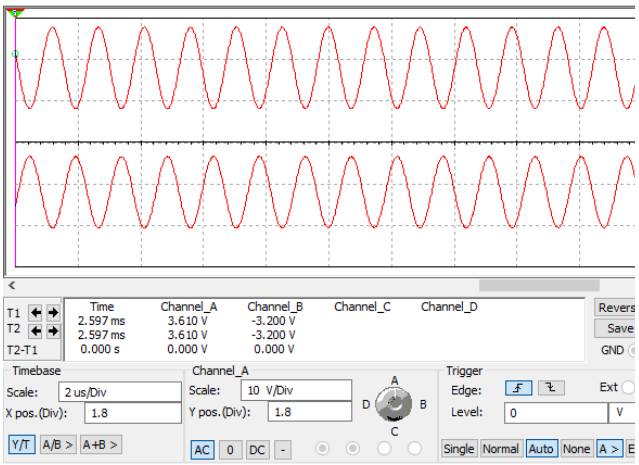


Рис.7. Осциллограммы колебаний – противофазный режим работы; L=1020 нГн C=80 нФ

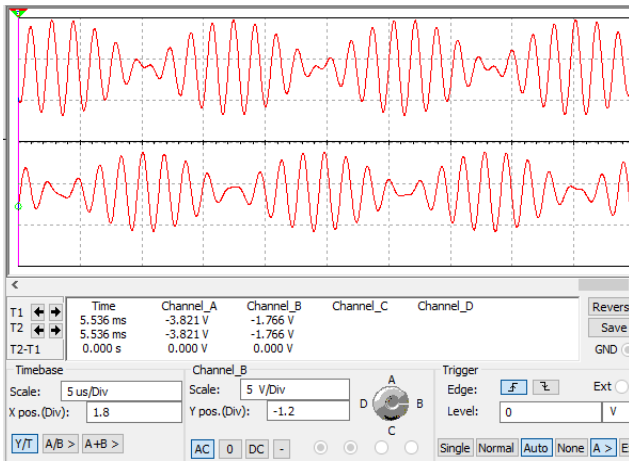


Рис. 8. Осциллограммы колебаний автогенераторов – переход в противофазный режим; L=4020 нГн C=20 нФ

Время перехода в указанном интервале изменяется от 1.5 мс до, примерно, 50–60 мс. На этом основании можно предположить, что вблизи верхнего предела r≈0,008 Ом имеет место $C_{12} = L/r^2 \geq C$, и система находится на границе неустойчивости. Дальнейшее незначительное увеличение r переводит систему к устойчивым синфазным колебаниям; при этом противофазные колебания, инициируемые начальными условиями (+-), переходят после короткого процесса автомодуляции в синфазные колебания, либо затухают на низком уровне.

Далее, величины индуктивностей цепи связи были увеличены в четыре раза (L=4080 нГн), а величины емкостей – во столько же раз уменьшены (20 нФ), что, по предположению, не изменяет резонансную настройку цепи связи. Как следует из (6), граница неустойчивости синфазного режима по параметру r должна теперь находиться вблизи r≈0,016 Ом. Действительно, в аналогичной серии экспериментов при последовательном

увеличении сопротивлений r крайне «долгий» переход к устойчивому противофазному режиму (~60 мс) происходил при r=0,019 Ом. Фрагмент переходного процесса для данного случая показан на рис.8. Таким образом, проведенный численный эксперимент дает подтверждение полученному ранее из обобщенной модели аналитическому критерию разрушения синфазного режима.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрена система двух автогенераторов, связанных друг с другом и с общей нагрузкой непосредственно через последовательные резонансные контуры. Проведен анализ частотных характеристик параметра взаимной связи и получен аналитический критерий неустойчивости синфазных колебаний. Методом численного моделирования изучен характер динамических процессов развития неустойчивостей синхронных режимов; показано, что при резонансной настройке связи могут быть реализованы условия устойчивости синфазных колебаний или условия их разрушения. Проведены оценки границ неустойчивости синхронных режимов и показано их соответствие аналитическому критерию разрушения синфазного режима. Полученные результаты могут быть полезны при построении систем с переключением когерентных режимов.

Список публикаций:

[1] Новиков С. С., Усюкевич А. А. Неустойчивость синхронных режимов в системе двух связанных СВЧ -автогенераторов // Известия высших учебных заведений. Физика. 2012. Т. 55. № 11. С. 51 – 56.

[2] Новиков С. С., Майдановский С.А. Симметричные и несимметричные системы сильно связанных автогенераторов // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48. № 5. С. 595 – 600.

[3] Винтизенко И. И., Новиков С. С. Релятивистские магнетронные СВЧ-генераторы // Научно-исследовательский ин-т ядерной физики Томского политехнического ун-та ; Томский госуниверситет. - Томск : Издательство НТЛ, 2009.

[4] Shigeji N., Jenshan L., Tatsuo I. Mode analysis and stabilization of a spatial power combining array with strongly coupled oscillators // IEEE transactions on microwave theory and techniques. – 1993.– V. 41. – No.10.– P. 1827 – 1837.

[5] Владимиров С.Н., Майдановский А.С., Новиков С.С. Нелинейные колебания многочастотных автоколебательных систем // Томск: Изд. Том. Ун-та, 1993. – 203 с.

[6] Новиков С. С., Усюкевич А. А. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20. №5. С. 16–30.

[7] Новиков С.С., Усюкевич А. А. Явление разрушения когерентности в системе двух связанных СВЧ-автогенераторов // Известия высших учебных заведений. Физика. 2014. Т. 57, № 9/2. С.16-20.

[8] Novikov S. S. Hyper-chaos mode in the mutual coupled and partual stable microwave oscillators system //Progress In Electromagnetics Research Symposium : proceedings. St. Peterburg, 2017. P. 1065-1069.

[9]Новиков С. С. Бифуркационные переходы в системе двух СВЧ автогенераторов при резонансной взаимной связи Актуальные проблемы радиофизики АПР 2019: сборник трудов конференции. Томск, 2019. С. 200-205.

[10] Новиков С. С., Усюкевич А. А. Динамические режимы системы двух связанных СВЧ автогенераторов // Крымская конференция "Микроволновые и телекоммуникационные технологии" Севастополь, Крым 2014. Т.1. С. 79 – 80.

[11] Novikov S. S., Usjukevitch A. A. Coupling circuits for microwave self-oscillator systems with chaotic dynamics// Proc. 25-th Int. Crimean Conf. "Microwave & Telecommunication Technology", Sevastopol, Crimea, Russia, pp.525-526, 2015

Фокусировка оптического излучения системами на основе фотонных кристаллов

Ветлужский Александр Юрьевич
Институт физического материаловедения СО РАН
E-mail: vay@ipms.bscnet.ru

Фотонные кристаллы (ФК) – среды с периодически меняющейся в пространстве диэлектрической проницаемостью с масштабом периодичности, сопоставимым с длиной волны электромагнитного излучения. Ключевое понятие теории фотонных кристаллов – запрещенная зона, означающее полосу частот, в пределах которой подавляется распространение электромагнитных волн через ФК. Физическая природа такого подавления заключается в брэгговском рассеянии излучения на периодических неоднородностях среды. Таким образом, спектр пропускания любого ФК представляет собой чередование запрещенных и разрешенных зон, при этом в диапазоне последних излучение практически свободно проходит через ФК.

Особое место среди ФК занимают металлические структуры (*wire media*). Наиболее распространенным их видом являются двумерно-периодические решетки, образованные цилиндрическими элементами малого радиуса, имеющие высокую проводимость в радио- и инфракрасном диапазонах. Основной особенностью таких ФК является наличие полной низкочастотной запрещенной зоны, формирующейся при E – поляризации излучения (рис. 1). Физический механизм, приводящий к ее формированию, не связан с брэгговским рассеянием, а может быть объяснен на основе проведения прямой аналогии между возбуждением среды из тонких проводников с поведением плазмонных образований в твердом теле [1].

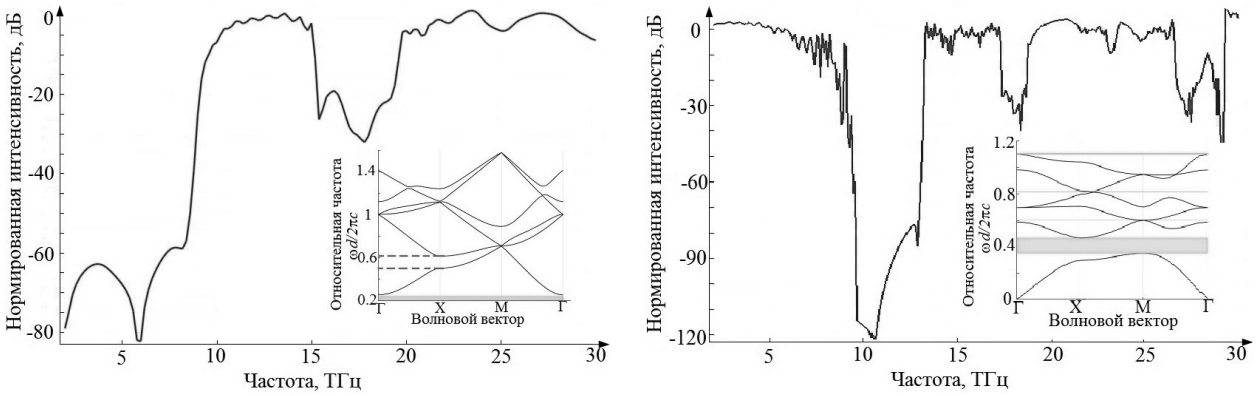


Рис. 1. Спектры пропускания (а) металлического (период d = 100 мкм, радиус элементов a = 5 мкм) и (б) диэлектрического (d = 100 мкм, a = 20 мкм) ФК, представляющих собой квадратные решетки круговых цилиндров, при прохождении волн в направлении ГХ в пространстве волновых векторов. Материал элементов металлического ФК – алюминий, диэлектрического – оксид алюминия (Al_2O_3, $\varepsilon = 9$). На вставках в рис. изображены дисперсионные диаграммы ФК, рассчитанные методом разложения по плоским волнам.

Существование низкочастотной запрещенной зоны позволяет говорить о том, что на частотах ниже пороговой (плазменной) металлические ФК могут рассматриваться в качестве материалов с отрицательными значениями диэлектрической проницаемости (ε –негативных сред). Кроме того, на частотах выше плазменной такие структуры характеризуются значениями эффективного показателя преломления меньшими единицы [2,3], что дает основания рассматривать их не только как ФК, но и как своеобразные метаматериалы.

Описанные свойства двумерных металлических ФК обуславливают возможность их применения в качестве эффективных устройств преобразования пространственного распределения электромагнитного излучения. В частности, целью доклада является анализ путей использования таких ФК как фокусирующих систем инфракрасного диапазона, работа которых основана на возникновении явления полного внутреннего отражения волн на границах таких структур на частотах первой разрешенной зоны.

Одним из направлений практического применения металлических ФК могут служить линзовые системы. На рис. 2 (а) приведены результаты моделирования работы простейшей фокусирующей системы на основе металлического ФК представленной геометрии. Следует отметить хорошую степень фокусировки, достигаемой при помощи достаточно малоэлементной структуры. Однако основной практический интерес, по-видимому, могут представлять сложные линзовые системы на основе ФК, например, линзы Люнеберга, поскольку градиентное изменение показателя преломления тела линзы в этом случае достигается простым изменением периода расположения элементов в структуре ФК.

Другим примером использования необычных преломляющих свойств металлических ФК могут являться коллиматоры или, другими словами, системы, трансформирующие излучаемую локальным источником цилиндрическую волну в волну, близкую по своим свойствам к плоской (подобные системы в антенной технике

могут выполнять функции поверхностей «синфазной апертуры»). Особенно эффективны такие устройства окажутся на частотах, граничных между запрещенными и разрешенными зонами, где показатель преломления метаматериала стремится к нулю. На рис. 2 (б) представлены результаты вычислительного эксперимента, демонстрирующего возможность такого применения металлических ФК. В качестве источника поля в процессе моделирования использовалась нить линейного синфазного электрического тока, ориентированная параллельно элементам, составляющим ФК, и размещаемая в его центре. Отметим, что наблюдаемая на рисунке «делокализация» излучения указывает на возможность и обратного преобразования – энергия падающих на ФК плоских волн может, при соответствующем выборе параметров, фокусироваться внутри структуры.

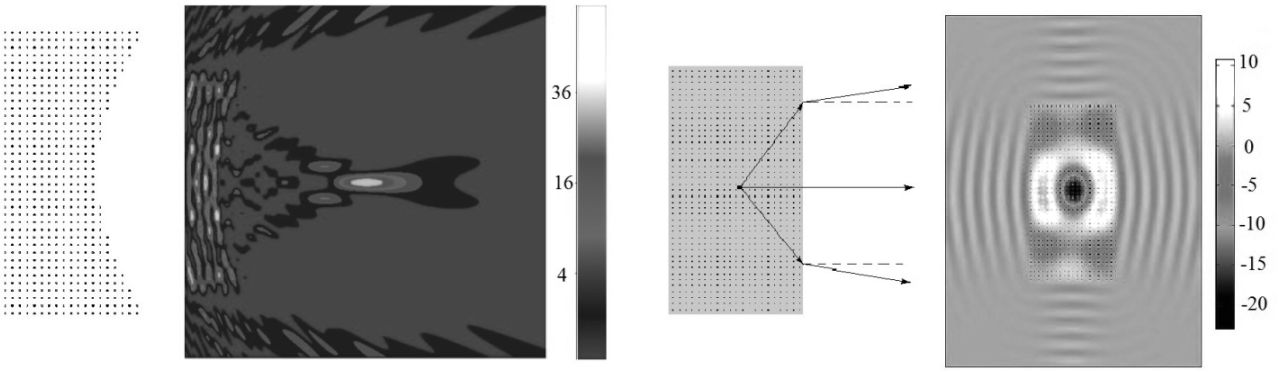


Рис. 2. (а) – конфигурация плоско-вогнутой линзы из металлического ФК, параметры которого соответствуют описанию к рис. 1, и пространственное распределение нормированной интенсивности поля при ее возбуждении на частоте 11 ТГц; (б) – концептуальная схема вычислительного эксперимента и картина пространственного распределения интенсивности излучения в коллиматоре на основе того же ФК на частоте 9.08 ТГц.

Фокусирующие системы могут создаваться и на основе диэлектрических ФК, поскольку, являясь дискретными, они определяют иной характер дифракционных эффектов на своих границах, чем на кромках однородных диэлектриков конечных размеров.

Рассмотрим задачу о падении плоской волны на ФК прямоугольной формы, представляющий собой квадратную решетку диэлектрических цилиндров, параметры которых соответствуют описанию к рис. 1. На рис. 3 (а) линиями 1– 3 обозначены три волны. Первая – это волна, прошедшая через центральную область ФК, и запаздывающая по фазе относительно волн, распространяющихся в окружающем пространстве, поскольку эффективный показатель преломления ФК больше единицы. Цифрами 2 и 3 обозначены волны, распространяющиеся вдоль края ФК. Их фазовая скорость, очевидно, представляет собой взвешенное среднее между скоростями движения волны в ФК и вне его (пунктирные линии на рис. 3 а). Таким образом, краевые волны распространяются с большей скоростью, чем волны, идущие вдоль оси симметрии ФК, что должно приводить к их конструктивной интерференции в некоторых точках на этой оси. Сам ФК при этом приобретает свойства своеобразной линзы, фокусирующие свойства которой связаны не с ее геометрией, а с разными фазовыми набегами волн, прошедшими через различные ее области.

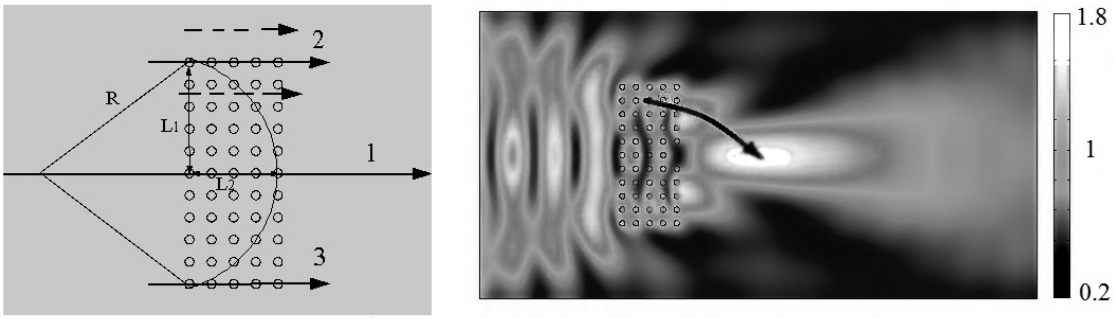


Рис. 3. (а) – концептуальная схема, демонстрирующая типы волн, распространяющих через ФК; (б) – распределение поля при дифракции плоской волны на диэлектрическом ФК на частоте 5 ТГц.

Список публикаций:

[1] Sakoda K. Optical Properties of Photonic Crystals. 2nd edition. Springer. 2005.

[2] Simovski C.R., Belov P. A., Atrashchenko A. V., Kivshar Y. S.// Advanced materials. 2012. Vol. 24. No.31. P. 4229.

[3] Ветлужский А. Ю. // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2015. № 1.

Исследование отраженной волны в области угла Брюстера

Крылов Виталий Петрович
Государственный научный центр Российской Федерации,
АО «Обнинское научно–производственное объединение «Технология» им. А.Г.Ромашина»
e-mail: info@technologiya.ru

В докладе выводится формула для определения угла Брюстера при исследовании отраженной волны от пластины из материала с диэлектрическими и магнитными потерями.

Ключевые слова: диэлектрическая проницаемость, магнитная проницаемость, электродинамические параметры, отраженная волна, угол Брюстера.

Для решения основных задач радиотехники создаются искусственные композиционные материалы с переменными электродинамическими параметрами, определение которых возможно только при применении методов измерения в свободном пространстве в широкой полосе. Для решения этой задачи вызывает интерес исследование отраженной волны от пластины диэлектрика с переменными электромагнитными параметрами в области угла Брюстера.

Для описания этой задачи в рамках геометрической оптики проводятся расчеты для пластины из однородного материала с эффективной диэлектрической проницаемостью, но результаты этих расчетов по классическим формулам при исследовании отраженной волны в области углов Брюстера не соответствуют экспериментальным данным, что вызывает предположения об отклонениях в законах Френеля [1]. Причины отклонений связывают с наличием потерь в материале, наличием промежуточного слоя на границах пластины, но эксперименты показывают, что это не совсем так [2].

Коэффициент отражения ТМ волны находится из выражения:

$$\dot{r} = \frac{(M_{11}+M_{12}\cdot q_1)\cdot q_1-(M_{21}+M_{22}\cdot q_1)}{(M_{11}+M_{12}\cdot q_1)\cdot q_1+(M_{21}+M_{22}\cdot q_1)} \quad , \tag{1}$$

где: i – мнимая единица, $M_{11} = M_{22} = \cos\beta_2;\ M_{12} = \frac{-i}{q_2}\cdot\sin\beta_2;\quad M_{21} = -i\cdot q_2\cdot\sin\beta_2;$

$\beta_2 = \frac{2\cdot\pi}{\lambda_0}\cdot\sqrt{\dot{\varepsilon}_2\cdot\dot{\mu}_2}\cdot d_2\cdot\cos\alpha_2$ –параметр, сответствующий пластине толщиной d_2, $q_1 = \cos\alpha_1;\ q_2 = \sqrt{\frac{\dot{\mu}_2}{\dot{\varepsilon}_2}}\cdot\cos\alpha_2;$ λ_0 –длина волны, α_1–угол падения волны на пластину, α_2–угол преломления,

$$\dot{\varepsilon}_2 = \varepsilon_2' + i\cdot\varepsilon_2'' = \varepsilon_2'\cdot(1+tg\delta_2^{э});\ \dot{\mu}_2 = \mu_2' + i\cdot\mu_2'' = \mu_2'\cdot(1+tg\delta_2^{м}),$$

$tg\delta_2^{э}$– диэлектрические потери в материале пластины, $tg\delta_2^{м}$– магнитные потери в материале пластины.

Фаза отраженной ТМ волны для материала без диэлектрических потерь и при $\dot{\mu}_2 = 1$ равна:

$$\delta_{rs} = -arctg\frac{2\cdot\varepsilon_2'\cdot\sqrt{\varepsilon_2'-\sin^2\alpha_1}\cdot\cos\alpha_1}{\mathrm{tg}\,\beta\cdot(\varepsilon_2'^2\cdot\cos^2\alpha_1-\varepsilon_2'+\sin^2\alpha_1)} \tag{2}$$

Из закона Брюстера следуют два следствия:

–величина угла между направлениями отраженной и преломленной волнами равна $\alpha_0 = 90°$,

– угол $\alpha_{Бр}$, соответствующий минимуму модуля амплитуды и соответствующей фазе 90° отраженной волны, рассчитывается из формулы (1).

Как видно из выражения (2), в фазе отраженной ТМ волны возникает скачок в точке неопределенности функции *arctg* при условии, когда:

$$\varepsilon_2{}^2\cdot\cos^2\alpha_1 - \varepsilon_2' + \sin^2\alpha_1 = 0 \quad , \tag{3}$$

которое выполняется при условии $\sqrt{\varepsilon_2'} = \mathrm{tg}\,\alpha_1$ и соответствует углу Брюстера при отражении ТМ волны от пластины диэлектрика и выводится из условия перпендикулярности отраженной и прошедшей волн.

Второй скачок сдвига фазы отраженной волны соответствует условию:

$$\mathrm{tg}\,\beta = 0 \quad , \tag{4}$$

который выполняется для фазы отраженной волны в точках разрыва функции $arctg = \pm\frac{\pi}{2}$, тогда его аргумент равен $\pm\infty$:$\tan\beta = 0$ или $\beta = \pi\cdot n$, n=0,1,…N, выполняется для толщины пластины кратной половине длины волны в материале при угле падения волны α_1:

$$d_2 = \frac{\lambda_0}{2\cdot\sqrt{\varepsilon_2'-\sin^2\alpha_1}}\cdot n \quad , \tag{5}$$

толщина пластины для обеих поляризаций ТЕ и ТМ волн. Результаты экспериментальных измерений частотных зависимостей амплитуды (1) и сдвига фазы (2) отраженной волны при нормальном падении волны на полуволновую пластину снятые с экрана векторного анализатора цепей представлены на рисунке1.

Рассмотрим выполнение следствий из закона Брюстера для материалов с потерями. Для этого определим угол с минимальной амплитудой отраженной волны из расчетной угловой зависимости модуля амплитуды отраженной волны от тангенса угла диэлектрических потерь материала $tg\delta_2^{э}$ при неизменном значении диэлектрической проницаемости из условия: $\min\left(\left|\dot{r}(\alpha_1)\right|\right)$ и фазы при условии: $\delta = -\mathrm{arctg}\frac{Im(\dot{r})}{Re(\dot{r})} = 90°$.

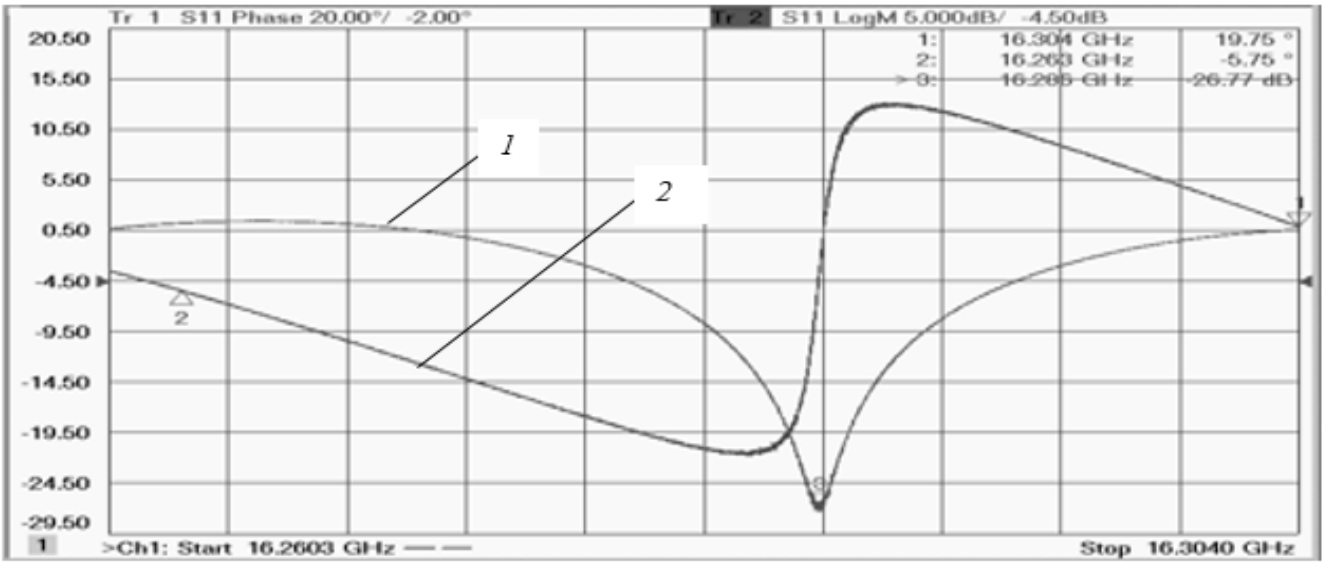


Рис.1

Угол Брюстера, вычисляется по известной формуле:

$$\operatorname{tg}\alpha_{\text{Бр1}} = \sqrt{\varepsilon_2'} \quad . \tag{6}$$

Проведем расчеты углов, соответствующих следствиям из закона Брюстера, в зависимости от диэлектрических потерь материала пластины.

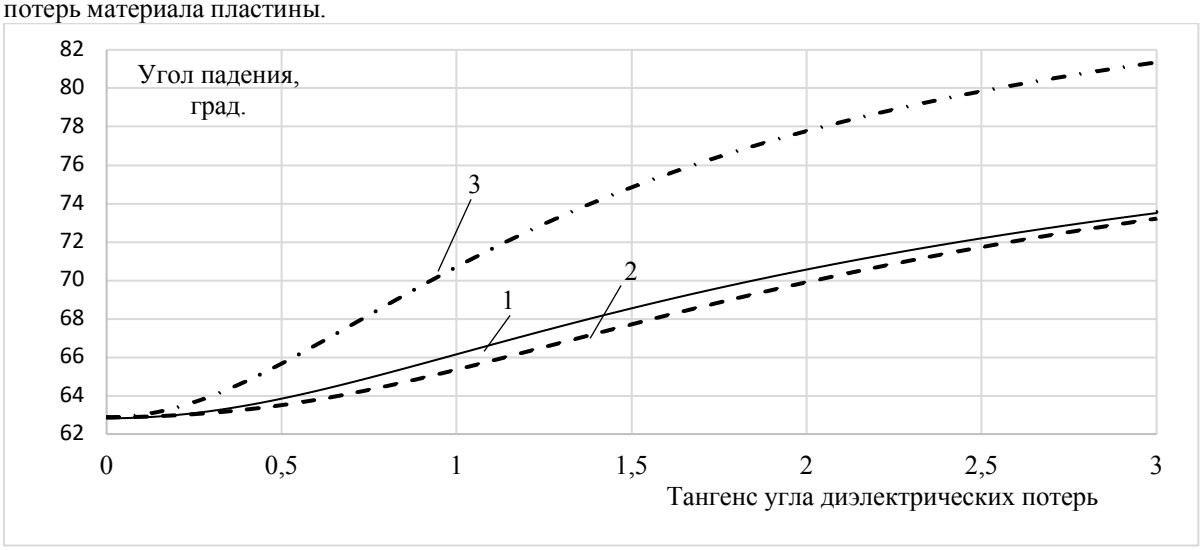


Рисунок 2.

Результаты расчетов показаны на рисунке 2 на котором представлены зависимости углов от тангенса угла диэлектрических потерь, соответствующих: для кривой 1 минимуму модуля коэффициента отражения, для кривой 2 фазе коэффициента отражения равной 90 град., кривой 3 для угла равного 90 град. между направлениями прошедшей и отраженной волнами, при отражении от пластины с $\varepsilon_2' = 3{,}81$ четверть волновой электрической толщины.

Из сравнения кривых, представленных на рисунке 2, видно, что с увеличением потерь в материале пластины увеличивается разница кривыми 1 и 2, то есть условие совпадения, как по формуле (3), между углами при котором наблюдается минимум амплитуды и при котором фаза равняется 90 град., при наличии потерь в материале пластины не выполняется и соответствует только условию для материала пластины без потерь.

Из рисунка 2 также видно, что угол, при котором наблюдается направление отраженной волны, составляющее с направлением прошедшей волны 90 град. с ростом потерь в материале пластины все больше отличается от того, который рассчитывается по формуле (3) для материала пластины без потерь.

Из анализа полученных расчетных зависимостей, моделирование которых не выходило за пределы геометрической оптики, видно, что отклонения от законов Френеля предполагаемые в работах [1,2], не

наблюдается, совпадают с экспериментальными наблюдениями, что говорит о не применимости формулы Брюстера в виде (3) для определения углов, соответствующих его следствиям.

Рассмотрим условие, при котором это выполняется одно из следствий закона Брюстера: равенство нулю отраженной волны при решении задачи наклонного падения плоской волны на бесконечную пластину материала. Проведя аналитические выкладки из выражения (1) авторы определили, что равенство $|\dot{r}| = 0$ выполняется для угла падения волны на пластину $\alpha_1 = \alpha_{Бр2}$ при выполнении следующего условия:

$$\cos\alpha_{Бр2} = \sqrt{\frac{\dot{\mu}_2 - \dot{\varepsilon}_2 \cdot \dot{\mu}_2^{\,2}}{\dot{\mu}_2 - \dot{\varepsilon}_2^{\,2} \cdot \dot{\mu}_2}} \qquad (7)$$

Соответственно, угол Брюстера для материала с потерями равен:

$$\alpha_{Бр2} = arccos\left|\sqrt{\frac{1 - \dot{\varepsilon}_2 \cdot \dot{\mu}_2}{1 - \dot{\varepsilon}_2^{\,2}}}\right| \quad . \qquad (8)$$

При условии отсутствия магнитной составляющей в формуле (5) $\mu_2' = 1;\ tg\delta_2^{м} = 0{,}0$, угол, соответствующий минимуму модуля амплитуды отраженной волны для пластины из материала с диэлектрическими потерями определяется из выражения:

$$\alpha_{Бр2} = arccos\left|\sqrt{\frac{1}{1 + \dot{\varepsilon}_2}}\right| \quad . \qquad (9)$$

Соответственно изменим формулу (3), представляя ее в виде:

$$\alpha_{Бр3} = arctg\left|\sqrt{\dot{\varepsilon}_2}\right| \quad . \qquad (10)$$

Из сравнения формул определения величины угла Брюстера видно различие в определении его для диэлектрического материала с потерями (9,10) и без них (3).

Проведем расчеты величины углов Брюстера, используя различные критерии следующие из закона Брюстера и сравним их с расчетами по формулам 9 и 10, в зависимости от величины потерь материала пластины.

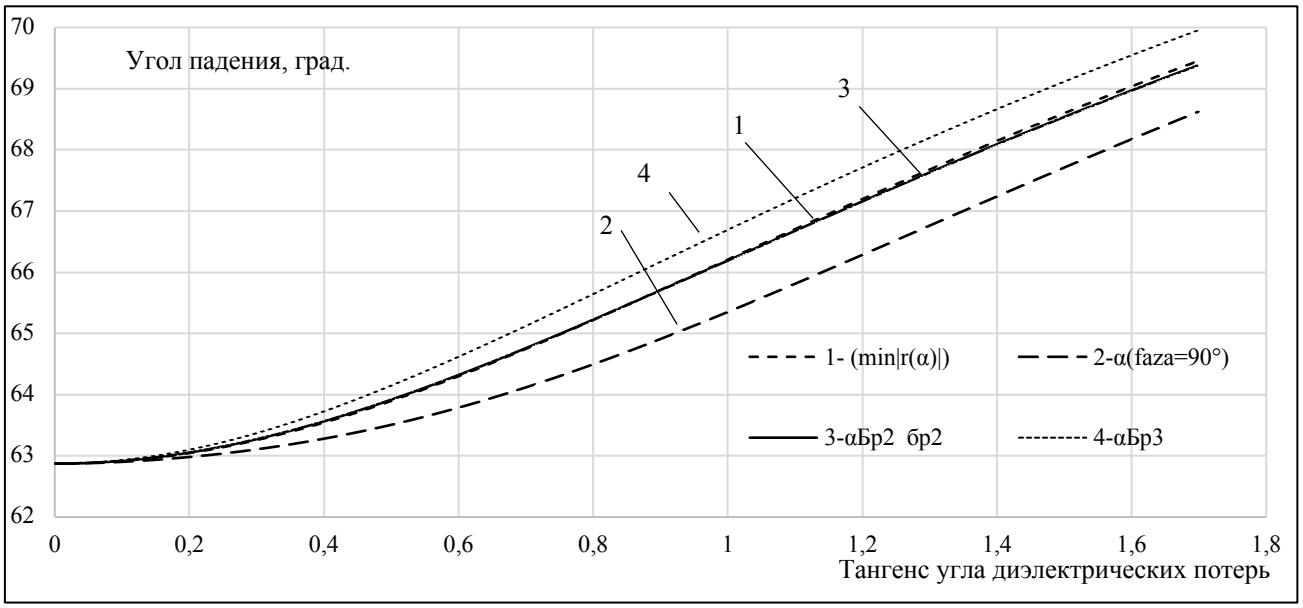


Рисунок 3 Рассчитываемые зависимости угла Брюстера от тангенса угла диэлектрических потерь материала пластины по различным критериям и формулам: кривая 1- по минимуму модуля амплитуды, кривая 2- по значению фазы в 90 град., кривая 3- по формуле 9, кривая 4-по формуле 10

Результаты расчетов приведены на рисунке 3 для материала пластины с $\varepsilon_2' = 3{,}81$, четверть волновой электрической толщины. Кривая 1- это зависимость положения угла, соответствующего минимуму модуля амплитуды отраженной волны от тангенса угла диэлектрических потерь. Кривая 2- это зависимость положения угла, соответствующего значению фазы отраженной волны равной 90° от тангенса угла диэлектрических потерь. Кривая 3 и 4 это зависимость положения угла Брюстера, рассчитываемого по формулам (9) и (10), в зависимости от тангенса угла диэлектрических потерь.

Из рисунка 3 видно, что результаты расчетов по формуле (9) (кривая 3), совпали с результатами численного модельного расчета углов, соответствующих минимуму модуля коэффициента отражения (кривая 1),

а расчеты по формуле (10) не совпадают ни с кривой 1, ни с кривой 2, при чем с увеличением потерь в материале, ростом $tg\delta_2^э$, это различие растет.

Расчеты проводились с использованием программной платформы Microsoft Visual Studio стандарта FORTRAN 2008 с применением дополнительных опций для чисел с плавающими запятыми для уменьшения ошибок расчетов, как по формулам (9, 10) так и при моделировании задачи наклонного падения электромагнитной волны на бесконечную пластину из однородного диэлектрического материала с потерями.

Заключение. Таким образом, определено, что представленная в литературе формула (3) применима для расчета величины угла Брюстера только для материалов без потерь.

Так как все известные материалы обладают диэлектрическими и магнитными потерями, то для нахождения величины угла Брюстера необходимо использовать формулы (9,10).

При падении электромагнитной линейно–поляризованной волны с вектором электрического поля, лежащим в плоскости падения, под углом Брюстера на пластину материала с потерями, угол между отраженной и прошедшей волнами отличается от 90° и растет с увеличением диэлектрических и магнитных потерь.

Из анализа полученных расчетных зависимостей, моделирование которых не выходило за пределы геометрической оптики, видно, что отклонений от законов Френеля, предполагаемые в работах [1, 2, 3], отсутствуют и результаты расчетов углового положения минимума модуля отраженной волны совпадают с результатами расчетов по формуле (9), что совпадает с экспериментальными наблюдениями и говорит о не применимости формулы Брюстера для определения углов, соответствующих его следствиям.

Очевидно, что использование формулы (3) для определения диэлектрической проницаемости материалов при измерении в свободном пространстве невозможно, потому что имеющиеся потери в материале будут интерпретироваться как недостоверные данные по диэлектрической проницаемости, а применение формулы (9) для этих целей требует дополнительных измерительных и методических процедур.

Список публикаций:

[1]. Мандельштам Л.И. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике М.: Изд. «Наука». 1972.–с. 392-400.

[2]. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. Изд. «Мир». 1981. С. 323.

[3]. Ramo´n Paniagua-Domi´nguez, Ye Feng Yu, Andrey E. Miroshnichenko and at. Generalized Brewster effect in dielectric metasurfaces. Nature Communication. Jan. 2016. P. 1-9. DOI: 10.1038/ncomms10362.

Корреляционный анализ признаков детерминизма динамического хаоса системы двух связанных СВЧ автогенераторов

Шульга Александр Александрович
Новиков Сергей Сергеевич, Бородин Александр Семенович
Томский государственный университет
E-mail: s_shu-98@mail.ru, nss@sibmail.com

ВВЕДЕНИЕ.

Существенное отличие систем с динамическим хаосом от источников истинного шума состоит в детерминированности поведения первых. С одной стороны, вследствие присущей этим системам внутренней неустойчивости, их движение отличается сложными, шумоподобными процессами и характеризуется непрерывным спектром и ослаблением корреляции. С другой стороны, эти системы обладают всеми признаками детерминизма, то есть предсказуемостью движения. Если при этом принимать во внимание финитность фазового пространства реальных динамических систем, то мы обязаны прийти к выводу о присутствии в их движении признаков детерминизма. Действительно, фазовая траектория, сколь угодно сложно запутываясь в фазовом пространстве, обязана эпизодически посещать такие его малые области, на «выходе» которых траектории, по крайней мере, на интервале корреляции, должны быть подобными. Хаотическая динамика в автоколебательных структурах часто возникает за счет неустойчивости некоторых базовых регулярных движений и является результатом специфических взаимодействий динамических переменных системы, являющихся компонентами движения. Спектральные и временные характеристики такой динамики содержат элементы базовых колебаний. Одной из систем, демонстрирующих указанные свойства, является система двух связанных СВЧ автогенераторов [1,2]. Для почти одинаковых, не расстроенных по частоте автогенераторов такими базовыми движениями являются синхронные синфазный и противофазный колебания – режимы; возникновение динамического хаоса обусловлено именно неустойчивостью этих режимов [3].

Целью настоящей работы является поиск и экспериментальная демонстрация признаков детерминизма в хаотической динамике системы двух связанных СВЧ автогенераторов.

РЕЗУЛЬТАТЫ КОРРЕЛЯЦИОННОГО АНАЛИЗА

Исследуемая экспериментальная система (рис.1) состоит из двух СВЧ автогенераторов, построенных на транзисторах $T_{1,2}$ (КТ640А2) и перестраиваемых с помощью варикапов $D_{1,2}$ (АП 320) в диапазоне 2.9-3.5 ГГц. Автогенераторы соединены друг с другом и с каналом общей нагрузки отрезками полосковый линии передачи $\theta_1 = \theta_2$.. В такой системе при определенных условиях реализуется сильная резонансная связь, при которой синхронные колебания теряют устойчивость, когерентный режим даже при равенстве частот автогенераторов разрушается и переходит в режим динамического хаоса [1,2].

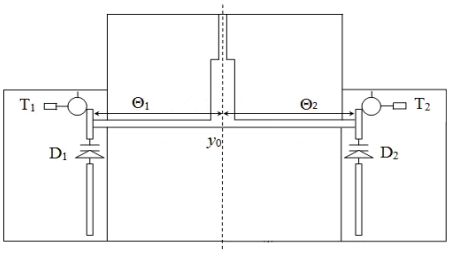
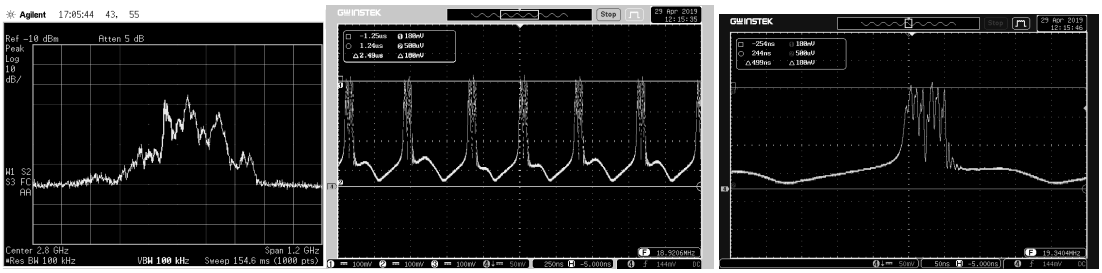


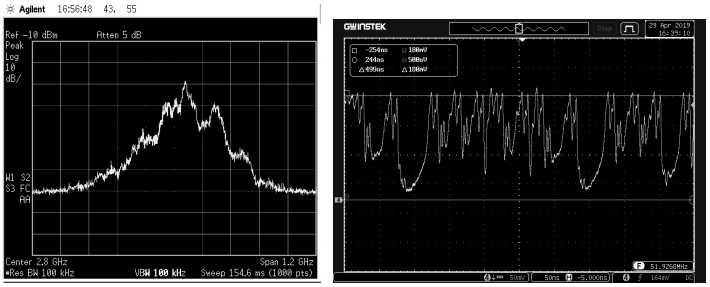
Рис.1. Топология экспериментальной схемы

Характерные признаки детерминизма в хаотической динамике исследуемой схемы наиболее зримо проявляются, когда система находится вблизи бифуркационной границы потери устойчивости. На рис.2а,б приведены спектры сигналов в общей нагрузке и осциллограммы их огибающих (огибающие получены путем детектирования выходного сигнала широкополосным детектором) для двух близких настроек системы при переходе к хаотической динамике. По виду спектров можно сказать, что в обоих случаях в системе имеет место хаотическая динамика, на которую накладывается процесс высокочастотной (~120 МГц) модуляции. В то же время, даже поверхностный анализ временных зависимостей огибающих обнаруживает характерные свойства детерминизма. Действительно, (см. рис. 2а) колебания автогенераторов в течение длительного времени (около 260 нс, что составляет порядка 750 периодов колебаний автогенераторов) удерживаются в синхронном режиме. При этом огибающая сигнала в общей нагрузке имеет низкий уровень, что указывает на режим почти противофазных колебаний; (нулевой уровень, соответствующий полному вычитанию сигналов в противофазном режиме, отмечен нижней горизонтальной линией). В некоторый момент траектория выходит в область притяжения синфазного режима (аттрактора) – его уровень соответствует верхней горизонтальной линии. Так как синфазный предельный цикл также неустойчив, то в примыкающей к нему области формируется колебательный процесс со сложным квазипериодическим законом модуляции. Квазипериод этой модуляции соответствует 120 МГц. Далее, примерно через 50 нс (около 150 периодов) траектория перебрасывается в область неустойчивого противофазного цикла и динамика повторяется. Как видно, система вырабатывает цуги-радиоимпульсы с шумоподобным законом модуляции. Следует подчеркнуть, что период этих цугов непостоянен, в то же время, шумоподобный закон их внутренней модуляции абсолютно одинаков (правая осциллограмма на рис. 2а).

По мере перехода к хаотическому режиму (рис. 2б) длительность цугов увеличивается, а динамика сигнала в целом становится все более шумоподобной. Однако и здесь отчетливо видно, что после резкого перехода из области противофазных колебаний на синфазный аттрактор динамика колебаний в течение 50 нс (!) обладает высокой степенью идентичности. Можно сказать, что при указанном переходе на синфазный аттрактор формируются почти одинаковые стартовые условия.



а



б

Рис.2. Спектры и осциллограммы огибающей сигнала в общей нагрузке при переходе к динамическому хаосу

Исследование корреляционных свойств колебаний системы автогенераторов проводилось с помощью программного пакета для статистического анализа Statistica. Взаимно автокорреляционные функции (АКФ) вычислялись для временных реализаций огибающих выходных сигналов системы автогенераторов при различных настройках. Объем реализаций составлял массив из 25000 точек, зафиксированных с использованием цифрового осциллографа. Длина выводимой на экран осциллографа временной вырезки сигнала составляет 2500 точек.

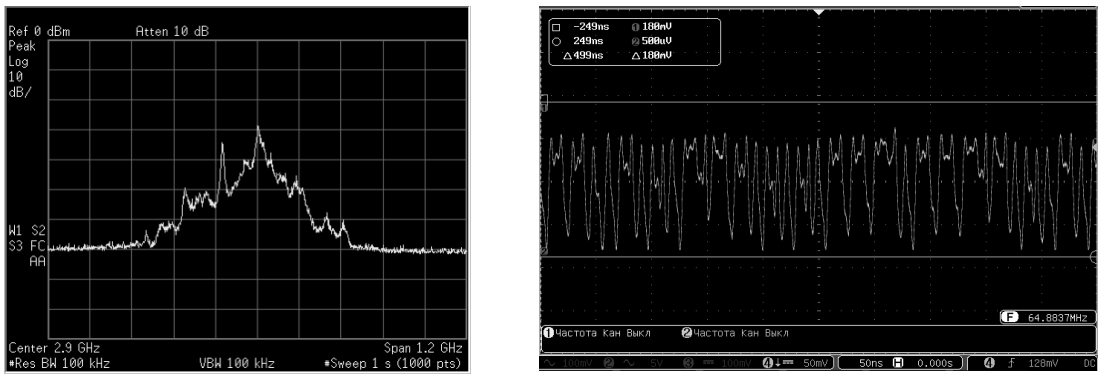
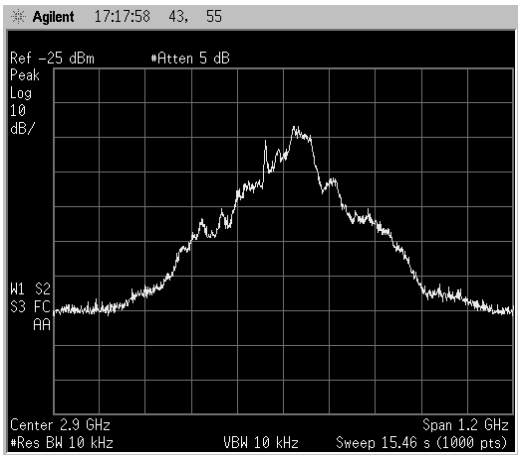


Рис.3а. Спектр сигнала и осциллограмма его огибающей при значительной расстройке: $f_1 = 2{,}838$ ГГц, $f_2 = 2{,}948$ ГГц

На рис. 3а представлен вариант значительной (110 МГц) расстройки частот автогенераторов. Дискретные эквидистантные максимумы спектра отражают характерный автомодуляционный эффект, возникающий обычно на краях полосы захвата связанных автогенераторов; автомодуляция указанной частоты хорошо видна на осциллограмме. Здесь же просматриваются непериодические элементы реализации, формирующие «непрерывную часть» спектра. На рис.3б показан график АКФ данного процесса на глубину 1000 точек. Как видно, АКФ отражает квазипериодический характер колебаний; в то же время, сравнительно медленный спад огибающей АКФ указывает на ослабление корреляционной связи колебательного процесса.

Теоретические и экспериментальные исследования [1-3] указывают на то, что наиболее развитая хаотическая динамика возникает при малых (и даже нулевых) взаимных расстройках частот автогенераторов.



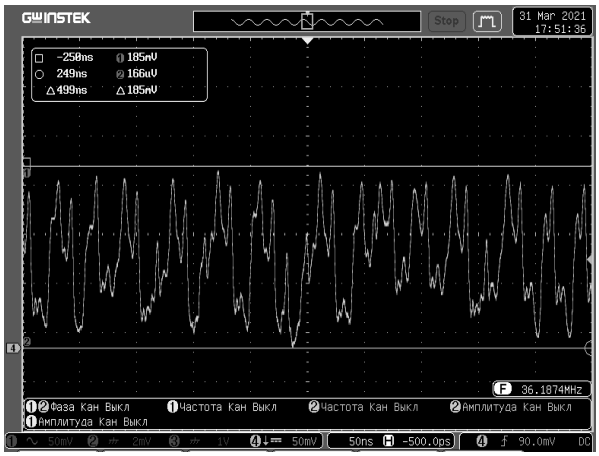


Рис.4а. Спектр сигнала и осциллограмма его огибающей при нулевой расстройке: $f_1 = 2{,}941$ ГГц, $f_2 = 2{,}940$ ГГц

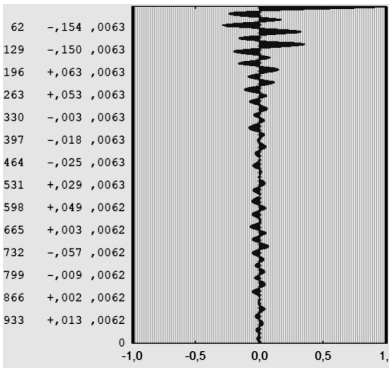


Рис. 3б. АКФ при значительной расстройке автогенераторов

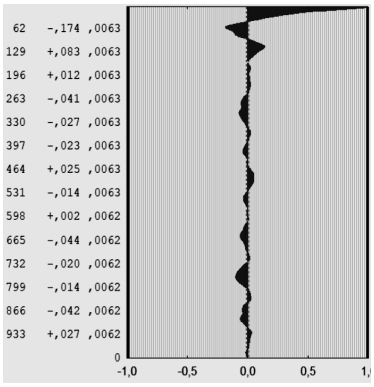
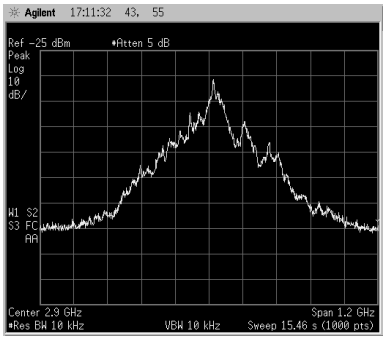
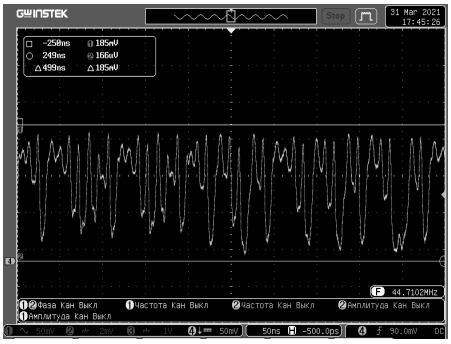


Рис. 4б. АКФ при нулевой расстройке автогенераторов

На рис.4а представлены характеристики для варианта нерасстроенных по частоте автогенераторов. Спектр сигнала здесь имеет более плотную структуру и слабую изрезанность. На временной вырезке сигнала также просматриваются элементы подобия, тогда как признаки периодичности значительно подавлены. Корреляционная зависимость огибающей колебаний (рис.4б) снижается здесь значительно быстрее; в то же время эпизодические выбросы АКФ указывают на присутствие в поведении системы элементов детерминизма.

Для поиска элементов детерминизма был использован корреляционный аппарат статистических расчетов Microsoft Excel. Предварительно путем просмотра полной реализации сигнала, восстановленной по массиву 25000 точек, выбирались фрагменты сигнала (эталонные сигналы). Анализ корреляционного интеграла между выбранным эталоном и исходной реализацией позволяет выделить признаки детерминизма. (Подобная задача в радиотехнике соответствует оптимальному приему сигналов известной формы).





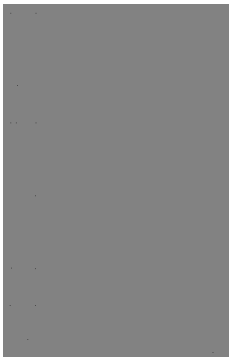


Рис. 5а. Спектр, осциллограмма огибающей сигнала и эталонный сигнал длительностью 200 точек; $f_1 = 2{,}924$ ГГц, $f_2 = 2{,}949$ ГГц

На рис.5а приведены спектр сигнала, форма его огибающей и эталонный элемент огибающей длительностью 200 точек (примерно, 120 периодов колебаний автогенераторов). Нормированная корреляционная функция (КФ) в виде двух половин последовательности представлена на рис. 5б. Фактически, КФ описывает распределение выделенного эталонного элемента по всей временной реализации. В данном случае этот элемент присутствует в реализации 8-10 раз.

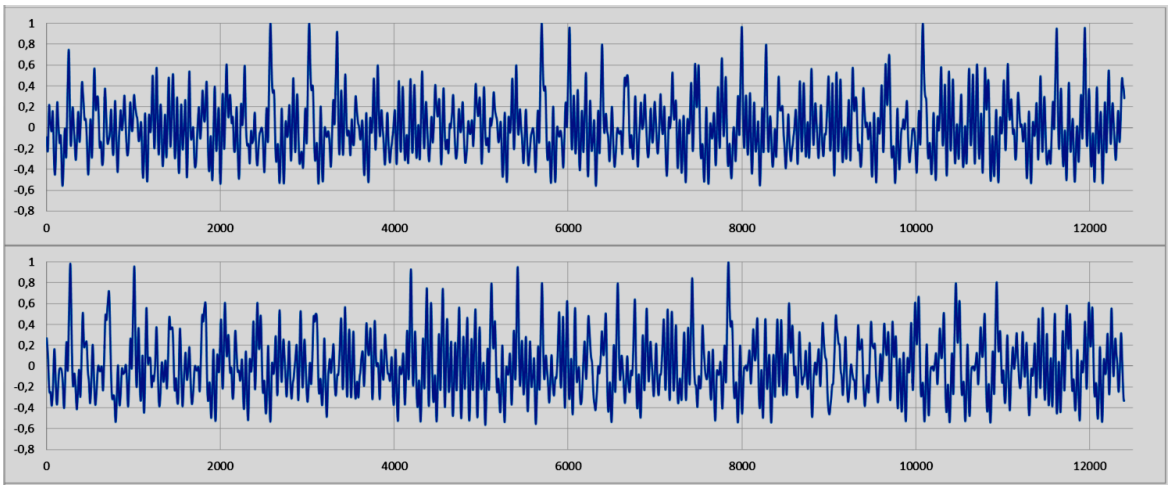


Рис. 5б. Корреляционная функция; f_1= 2,924 ГГц, f_2 = 2,949 ГГц

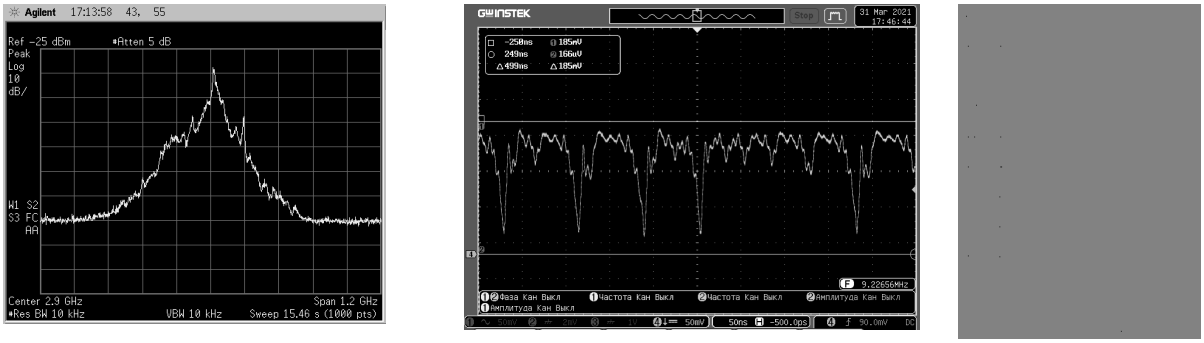


Рис. 6а. Спектр, осциллограмма огибающей сигнала и эталонный сигнал длительностью 300 точек; f_1 = 2,941 ГГц, f_2 = 2,901 ГГц

На рис. 6а,б представлены характеристики еще одного варианта настройки системы автогенераторов, его спектр незначительно отличается от спектра предыдущего варианта. Осциллограмма огибающей указывает на

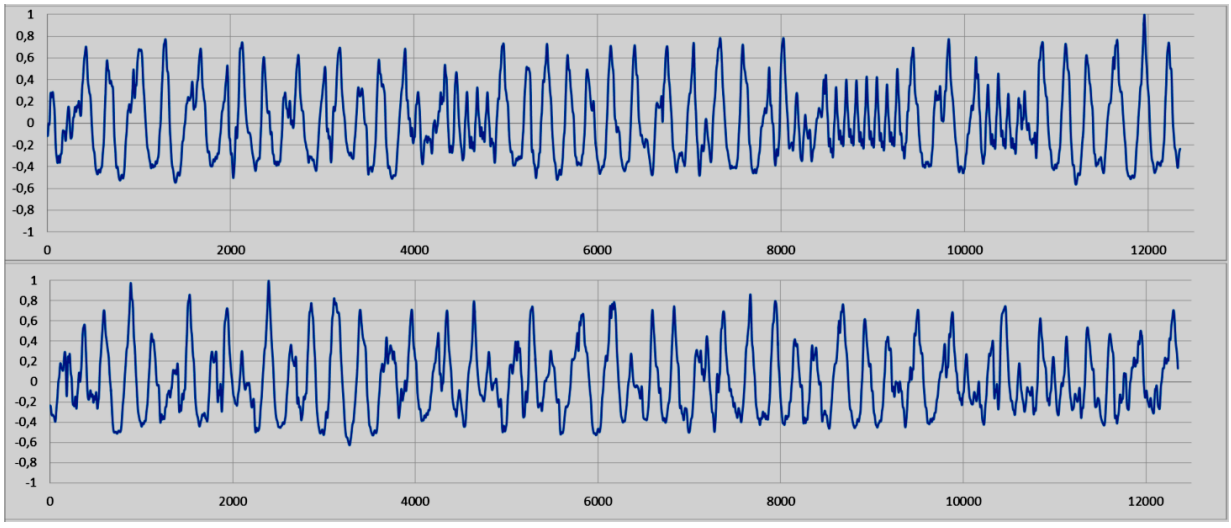


Рис. 6б. Корреляционная функция; f_1 = 2,941 ГГц, f_2 = 2,901 ГГц

возможность выделения элементов подобия. КФ точно фиксирует, что полная копия эталона выбранной формы (длительностью 300 точек) присутствует в реализации не более 3-х раз.

На рис. 7а,б демонстрируются спектрально-корреляционные характеристики рассмотренного выше (см. рис.4а) варианта настройки при равенстве частот автогенераторов. В данном примере длительность эталонного

сигнала сравнительно мала – 150 точек, что соответствует, примерно, 100 периодам колебаний автогенераторов. Такой фрагмент огибающей встречается в полной реализации 9-10 раз.

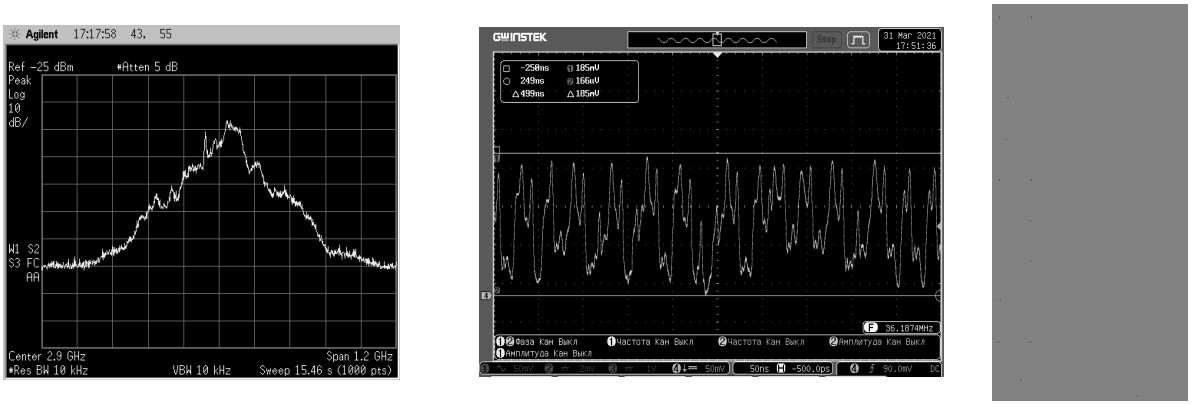


Рис. 7а. Спектр, осциллограмма огибающей сигнала и эталонный сигнал длительностью 150 точек; $f_1 = 2{,}941$ ГГц, $f_2 = 2{,}940$ ГГц

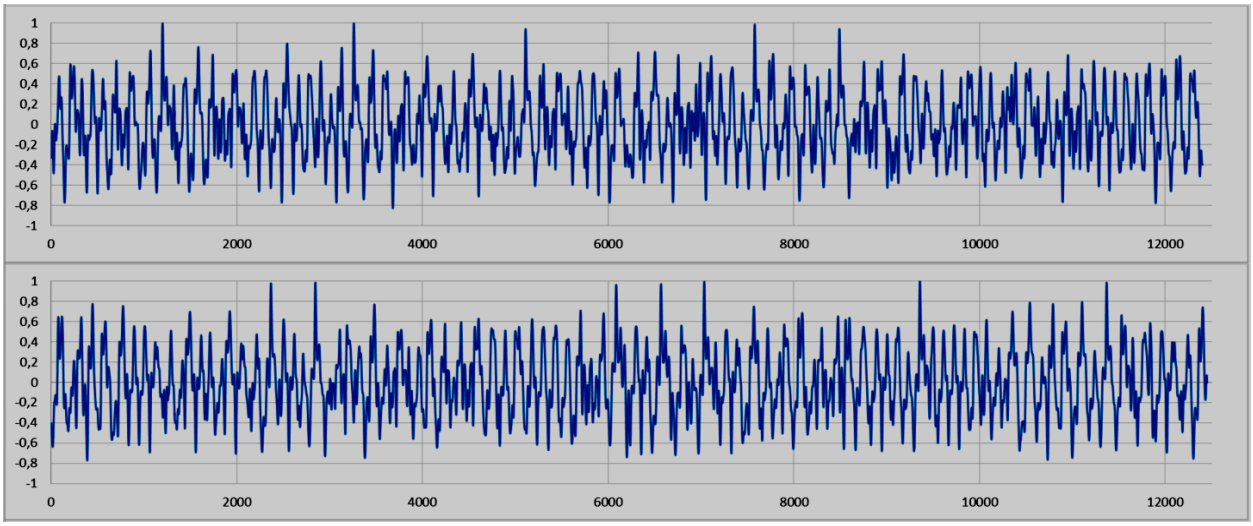


Рис. 7б. Корреляционная функция; $f_1 = 2{,}941$ ГГц, $f_2 = 2{,}940$ ГГц

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен корреляционный анализ признаков детерминизма хаотической динамики системы двух связанных СВЧ автогенераторов. Продемонстрировано, что наиболее протяженные элементы детерминизма возникают вблизи границ бифуркационных переходов от базовых синхронных режимов к хаотическим колебаниям. При этом хаотизация движения обусловлена, в первую очередь, случайным законом чередования этих элементов во временных реализациях. Отмечено, что по мере увеличения степени неустойчивости базовых режимов длительность фрагментов огибающей сигнала, имеющих одинаковые формы, сокращается, а их распределение по реализациям приобретает случайный характер. Процессы «переключения» колебаний между элементами детерминизма формируют особенности перемешивания колебательных траекторий системы. Для изучения этих особенностей можно применять описанную процедуру корреляционного анализа.

Список публикаций:

[1] Новиков С. С. Бифуркационные переходы в системе двух СВЧ автогенераторов при резонансной взаимной связи Актуальные проблемы радиофизики АПР 2019: сборник трудов конференции. Томск, 2019. С. 200-205.

[2] Novikov S. S. Hyper-chaos mode in the mutual coupled and partual stable microwave oscillators system //Progress In Electromagnetics Research Symposium : proceedings. St. Peterburg, 2017. P. 1065-1069.

[3] Новиков С. С., Усюкевич А. А. Неустойчивость синхронных режимов в системе двух связанных СВЧ -автогенераторов // Известия высших учебных заведений. Физика. 2012. Т. 55. № 11. С. 51 – 56.

Двумерная ТГц рефлектометрия периодической структуры, полученной аддитивной технологией

Бадьин Александр Владимирович

Бердюгин Александр Игоревич, Москаленко Виктория Дмитриевна, Симонова Ксения Вадимовна, Гурский Ростислав Петрович

Национальный исследовательский Томский государственный университет

E-mail: thzlab@mail.tsu.ru

За последнее десятилетие произошел значительный прогресс в разработке и создании аддитивными технологиями конструкций, эффективно взаимодействующих с излучением крайневысокочастотного и терагерцового (ТГц) диапазонов [1]. Прежде всего это обусловлено необходимостью в создании однородных материалов, способных управлять излучением [2] равномерно, на протяжении всей своей плоскости, а также обладающих такими преимуществами как легкость, прочность и наличие функциональных особенностей (например, электропроводимость). К тому же изготовление подобных структур методом 3D-печати позволяет легко воспроизводить полученный материал с высокой точностью, при соблюдение всех этапов технологического процесса изготовления. При создании любого материала одним из основных критериев его качества является однородность его структуры. Наиболее перспективным на сегодняшний день инструментом визуализации однородности образца является ТГц рефлектометрия [3]. Применение ТГц излучения для оценки качества периодических структур, изготовленных с помощью аддитивных технологий обусловлено тем, что: излучение является неионизирующим (безопасно для биологических объектов) [4], обладает глубокой проникающей способностью, а также позволяет определять свойства составляющего объекта вещества путем анализа полученных частотных характеристик.

В данной работе была создана трехмерная модель (рис. 1) периодической структуры с шестигональными сквозными отверстиями (ячейками), выполненная в виде цилиндра диаметром 48 мм.

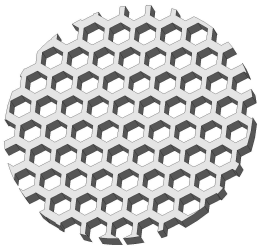


Рис.1 Трехмерная модель периодической структуры на основе гексагональных ячеек

Период повторения ячеек составлял 4 мм, толщина структуры 3,2 мм, ширина грани 3 мм, толщина смежной стенки 1 мм, масса 1,924 г. Изготовление экспериментальных образцов производилось методом послойного наплавления акрилонитрилбутадиенстирола, модифицированного нановолокнами при температуре и диаметре сопла 230 °C и 300 мкм, соответственно. Температура стола 3D-принтера составляла 110 °C.

Для измерения двумерного распределения коэффициента отражения была изготовлена квазиоптическая система (рис. 2), состоящая из источника непрерывного ТГц излучения – лампы обратной волны (ЛОВ), детектора (ячейка Голея), механического амплитудного модулятора, набора пленочных аттенюаторов, сеточного делителя пучка, поглотителя, тефлоновых линз и двумерного позиционера образца с диафрагмой 8 мм.

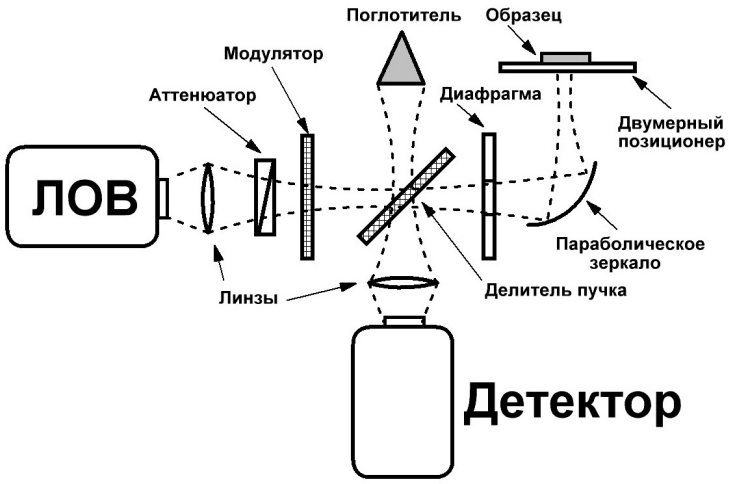


Рис.2 Схема квазиоптического ТГц рефлектометра

Перед параболическим зеркалом устанавливалась поглощающая диафрагма с целью исключения переотражения излучения в детектор. Калибровка опорного сигнала производилась по медному зеркалу. Перемещение образца относительно падающего квазиоптического пучка осуществлялось по алгоритму, позволяющему регистрировать сигнал за время прямого и обратного перемещения образца. Синхронизация и управление элементами квазиоптического ТГц рефлектометра осуществлялось с персонального компьютера через цифровой модуль ввода-вывода L-card E-154, позволяющий регистрировать сигнал детектора с точностью ±2,4 мВ. На основе программного обеспечения для регистрации интенсивности электромагнитного излучения [5] была разработана программа в среде программирования LabVIEW для управления ТГц рефлектометром. Путем регистрации амплитуды опорного сигнала $P_{опорная}$ и сигнала отраженного излучения в каждой точке заданной области поверхности исследуемого образца $P_{образец}\ (x,\ y)$ производился расчет двумерного распределения коэффициента отражения $R\ (x,\ y)$ согласно выражению (1).

$$R(x,y) = P_{образец}(x,y) / P_{опорная} \qquad (1)$$

На рис. 3 представлены результаты измерения двумерного распределения коэффициента отражения.

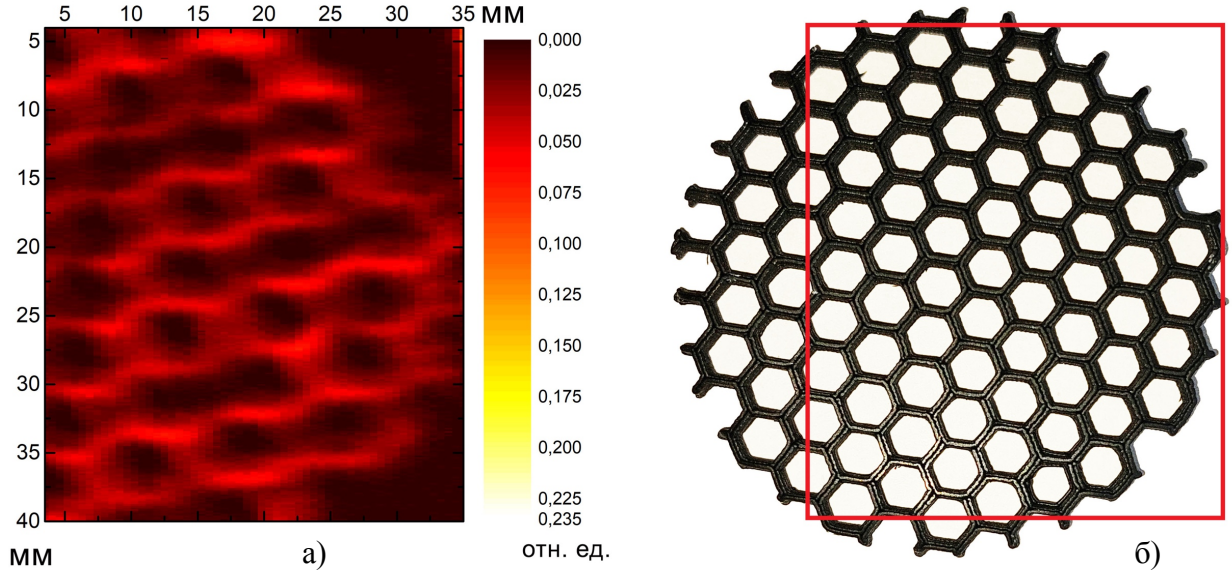


Рис.3 Двумерное распределение коэффициента отражения периодической структуры на основе гексагональных ячеек на частоте 874 ГГц (а) и оптическое изображение образца (б)

Анализ двумерного распределения коэффициента отражения показывает, что периодическая гексагональная структура на основе электропроводящего полимера с размером грани ячейки 3 мм хорошо детализируется при использовании источника электромагнитного излучения с длиной волны 343 мкм.

Максимальное значение коэффициента отражения составило 0,09 отн. ед. на границе ячеек. Горизонтальные нечеткие границы ячеек в образце связаны с низким механическим разрешением системы позиционирования по оси X (1,6 пкс/мм) в сравнении с Y (7,6 пкс/мм).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых МК-1709.2020.8.

Список публикаций:

[1] Tubío C. R., Nóvoa J. A., Martín J., Guitián F., Salgueiro J. R., Gil A. Broadband terahertz ZnO photonic crystals fabricated by 3D printing// Ceram. Int. 2018. No. November. pp. 0–1.

[2] Liang M., Xin H. 3D printed microwave and THz components// Asia-Pacific Microw. Conf. Proceedings, APMC. 2016. Vol. 2. pp. 2–3.

[3] Li W., Qi F., Wang Y., Liu P., Liu Z. Refractive aspherical lens for terahertz imaging// Opt. Commun. 2019. Vol. 433. No. 114. pp. 14–17.

[4] Vohra N., Chavez T., Troncoso J. R., Rajaram N., Wu J., Coan P. N., Jackson T. A., Bailey K., El-Shenawee M. Mammary tumors in Sprague Dawley rats induced by N-ethyl-N-nitrosourea for evaluating terahertz imaging of breast cancer //Journal of Medical Imaging. 2021. Vol. 8. No. 2. P. 023504.

[5] Бадьин А. В., Бердюгин А. И., Выговский В. Ю. Терагерцовая система двумерной диагностики неоднородностей материалов //NI Academic Days 2017. 2017. С. 214-217.

Программно-аппаратный комплекс по сбору параметров климата для науки

Южаков Михаил Сергеевч
Берзин Артём Константинович, Фильченко Даниил Игоревич, Бадьин Александр Владимирович
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail: tomsk.agrozond@gmail.com

На протяжении существования человечества главной непреодолимой силой для него являлась природа. По данным ООН за последние 20 лет от стихийных бедствий погибли 1,3 млн. чел., а ущерб составил 2,9 трлн. долларов [1]. В России самыми частыми стихийными бедствиями являются лесные пожары, наводнения и землетрясения. В большинстве случаев население узнает о приближающихся стихийных бедствиях узнает в момент непосредственного столкновения с ними и не успевает осуществить ряд мероприятий по минимизации последствий. Если же такие бедствия получится заблаговременно обнаружить, то получится существенно снизить ущерб от стихийных бедствий. Для решения такой задачи возможна реализация системы дешевых и автономных метеодатчиков. Стоит отметить, что такая система могла бы помочь ученым следить за параметрами климата в отдаленных местах (например, на болотах) или за микроклиматом в лабораториях. Отслеживание параметров климата в труднодоступных местах позволяет следить за изменением климата в регионе и всей планете, а также оценивать техногенное воздействие на климат.

Предлагается реализовать предложенную систему по топологии «Звезда». Для сбора параметров климата используются энергоэффективные датчики, они передают информацию на базовую станцию. Базовая станция после обработки данных, отправляет их на сервер и в последующем в веб-интерфейс. Структура системы приведена на рисунке 1.

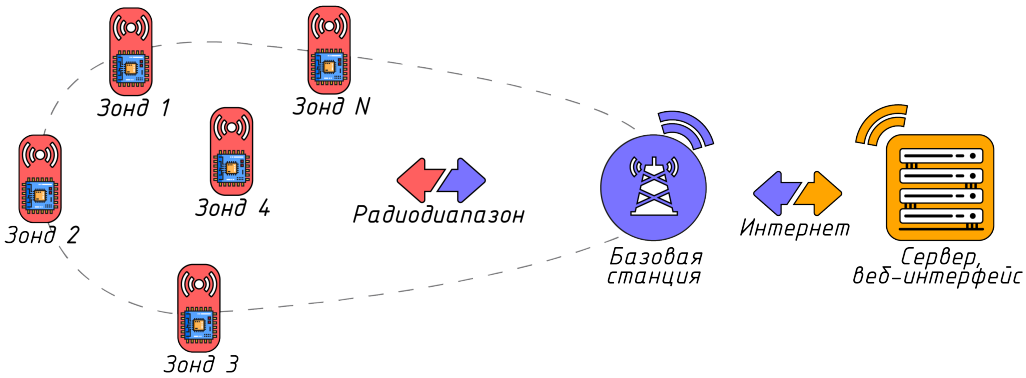


Рис.1 Структура системы сбора климатических данных

Базовыми элементами системы являются метеодатчики (зонды). Их структурная схема приведена на рисунке 2.

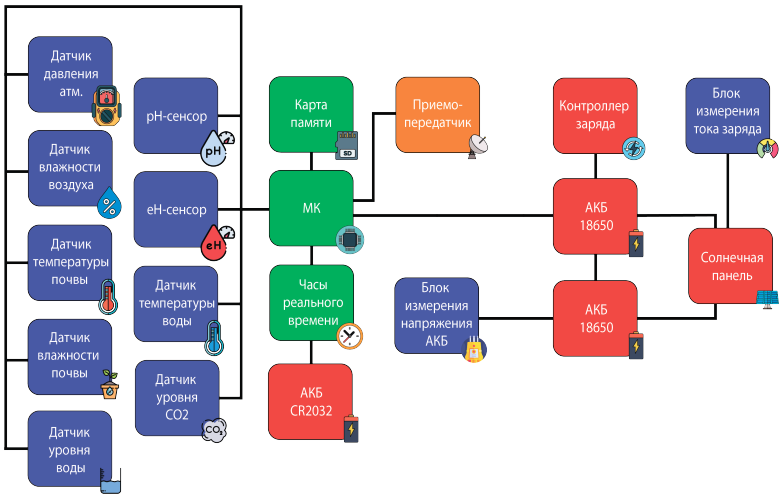


Рис.2 Блок-схема зонда

В структуру зонда входят ряд датчиков (параметров почвы, воды и воздуха), микроконтроллер для обработки данных, карта памяти для сохранения данных, часы для создания временных меток, приемопередатчик, схемы измерения напряжения на АКБ и тока заряда солнечной панели, два АКБ, контроллер заряда для подзарядки от сети и солнечная панель.

Структура базовой станции приведена на рисунке 4. Связь с сервером осуществляется по Wi-Fi, GSM или Ethernet.

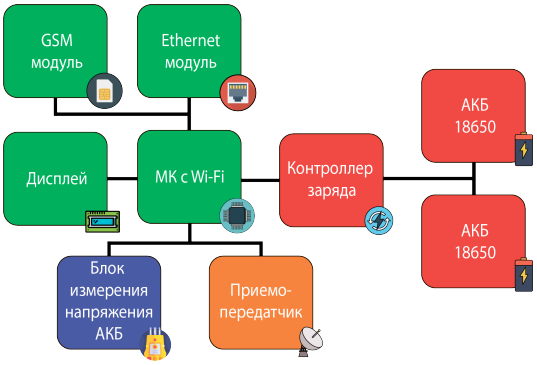


Рис.3 Блок-схема базовой станции

Порядок взаимодействия зондов с базовой станцией и базовой станции с зондом приведены в виде блок-схемы программного кода на рисунке 4.

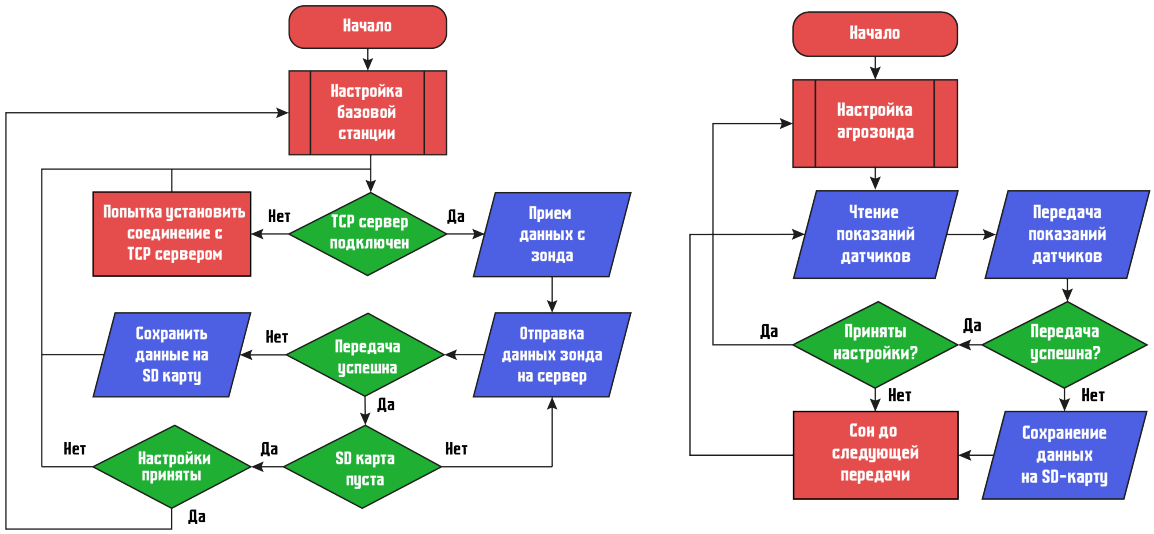


Рис.4 Блок-схема программного кода порядка взаимодействия базовой станции и сервера зонда и БС

Данная система была протестирована в условиях оранжереи и улицы. Также были проведены тестирование автономности и дальности передачи. Все результаты были сравнены с показаниями сервиса погода RP5 [2]. На рисунке 5 приведены результаты тестирования.

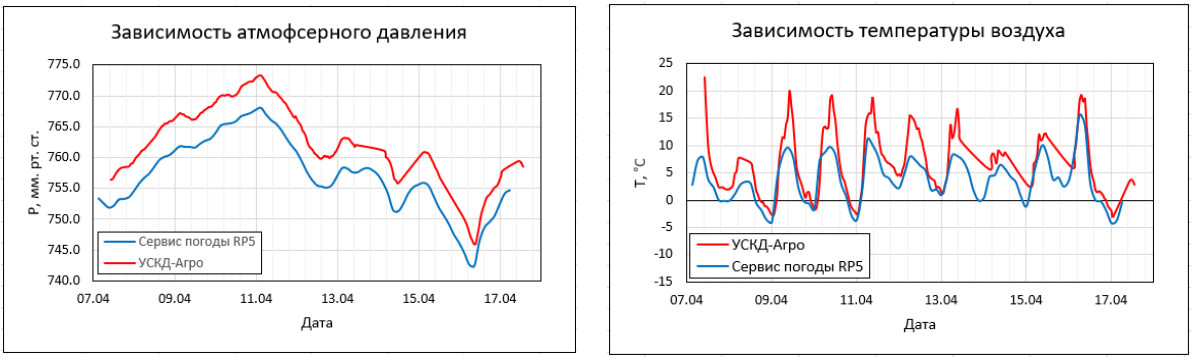


Рис.5 Сравнение показаний атмосферного давления и температуры воздуха

Из графиков на рисунке 5 видно, что динамика изменения атмосферного давления, измеренная разработанной системой, совпадает с показаниями сервиса погоды RP5, за исключением того, что устройства были расположены на разной высоте. То же самое можно сказать относительно динамики температуры воздуха, но на кривой метеодатчика наблюдаются резкие скачки температуры, это связано с тем, что датчик стоял под солнцем.

На рынке есть ряд конкурентов (Сокол-М, Kaipo Base и др.). Основное преимущество разработанной системы заключается в гибкости настройки и стоимости системы. Разница в цене достигает порядка 5-10 раз.

Таким образом была разработана система сбора параметров климата, которая способная бесперебойно и удаленно измерять, и передавать климатические параметры. Дальность связи между зондами и БС достигает 3,5 км на открытой местности, метеодатчик способен автономно проработать порядка двух месяцев без подзарядки от солнечной панели.

Список публикаций:

[1] В ООН назвали число погибших от стихийных бедствия за 20 лет [Электронный ресурс] //РИА Новости – URL: https://clck.ru/VAaNd (дата обращения: 30.05.2021).

[2] Архив погоды [Электронный ресурс] // RP5 расписание погоды – https://rp5.ru (дата обращения 30.05.2021).

СВЧ - отогрев глубоких отморожений: новые результаты и новые задачи

Дунаевский Григорий Ефимович

Антипов Владимир Борисович, Гаврилин Евгений Владимирович, Дорофеев Игорь Олегович. Нечаев Александр Николаевич, Первеев Иван Андреевич, Смыгалина Полина Павловна

Национальный исследовательский Томский государственный университет

E-mail: proecs@mail.tsu.ru

Разработка аппаратуры для лечения глубоких отморожений конечностей остается актуальной задачей на фоне полного отсутствия подобных устройств в системе практической медицины как в нашей стране, та и за рубежом [1]. Применяемые в физиотерапии устройства локального СВЧ-нагрева и соответствующие сертифицированные методики лечения хотя и «подсказывают» пути решения данной проблемы, но не предполагают равномерный объемный отогрев, и для решения указанной задачи не пригодны,. Проведенные в 2006-2011 гг в Томском государственном университете совместно с Томским военно-медицинским институтом исследования на животных, (кролики), показали принципиальную возможность отогрева глубокой холодовой травмы конечности с помощью СВЧ – излучения в замкнутой микроволновой камере [2,3]. В связи с закрытием ТВМИ работы в этом направлении были остановлены.

Возвращение к данной тематике состоялось в 2016 году. В ТГУ была разработана и изготовлена микроволновая камера, предназначенная для СВЧ-отогрева руки, или ноги человека маломощным излучением разрешенной к медицинским применениям частотой 2,45 ГГц. В качестве СВЧ-генератора предложено использовать генераторный блок от сертифицированного медицинского прибора физиотерапии СМВИ – 200[4]. В этот же период были начаты работы по более детальному изучению распределения полей в объеме камеры и находящегося в ней фантома с использованием численного моделирования в программной среде CST-studio. Сначала использовалось упрощенное моделирование конечности однослойным или двухслойным цилиндром с диэлектрической проницаемостью, соответствующей мышечной ткани человека, затем задача последовательно усложнялась: фантом моделировался с кожно- жировым слоем, а также с внутренним стержнем, имитирующим кость. В качестве физической модели использовался цилиндр из полипропилена, заполненный диспергированным мясом свиньи, по своим измеренным диэлектрическим характеристикам близкий к мышечной ткани человека. кость моделировалась восковым цилиндром.

Численным моделированием а также применением нагреваемых в камере диэлектрических фантомов, имитирующих конечность человека, была показана возможность последовательного нагрева отмороженной конечности в микроволновой камере до температуры в объеме фантома, превышающей значение $+15^{O}C$, при котором происходит восстановление динамики ишемизированных холодом сосудов [5,6]. На основании ранее полученных результатов исследований на животных и последующих результатов исследований возможности СВЧ отогрева конечностей человека на фантомах, Комитет по биомедицинской этике Томского государственного университета выдал разрешение на проведение дальнейших исследований с привлечением информированных добровольцев, что, фактически, означало начало нового этапа в развитии данного исследования.

Исследования с привлечением добровольцев осуществлялись под руководством проф. Е.В.Гаврилина в ОГБУЗ Медико-санитарная часть №2 г. Томска. За зимний период 2018-2019 гг лечение прошли 6 пациентов , все – с положительными сдвигами в лечении. Наиболее показательным являлось лечение пациента С (27 лет, история болезни № 21-18047), с глубоким отморожением обеих кистей и обеих стоп, (уровень отморожения – 4-й, как правило, завершающийся ампутацией кистей и стоп). Данному пациенту были проведены 4 сеанса СВЧ-отогрева в сочетании со стандартной медикаментозной терапией. Пациент был выписан с полностью восстановленными кистями и пальцами рук, и стопами , ампутации подверглись ногтевые фаланги пальцев ног [7].

Дальнейшее исследование в МСЧ-2 было приостановлено в связи с перепрофилированием данного медучреждения под CAVID-госпиталь. На период зимы 2020-2021 гг аналогичная установка была размещена в ОГБУЗ Горбольница №3 г. Томска. В указанный период микроволновой нагрев использован при лечении 8 пациентов с отморожениями конечностей, все пациенты выписаны без ампутаций.

В этот же период продолжались исследования, направленные на более глубокое описание процессов СВЧ – отогрева, на совершенствование микроволновой методики и конструкции камеры. В частности, в задачи моделирования камеры с фантомом в среде CST-studio были включены варианты расчетов распределения полей в расположенном в камере фантоме руки (предплечье, ладонь, пальцы). Сделана попытка получить в этой программной среде картину теплового поля в фантоме руки. Для более полного понимания динамики теплопередачи в объеме фантома в присутствии микроволнового поля задача также моделировалась в упрощенной геометрически, но более строгой математически одномерной модели теплопереноса, позволившей также описать и влияние теплообмена фантома с окружающим его воздухом, в том числе, и при интенсивном

обдуве фантома в ходе его СВЧ отогрева. Последнее, как показало это моделирование, позволяет снизить вероятность нежелательного быстрого нагрева поверхности, возникающего из-за скин-эффекта.

Вместе с тем, проведенные численные и натурные эксперименты на фантомах, а также практические апробации методик отогрева с привлечением информированных добровольцев, позволили сформулировать значительное число задач, решение которых желательно осуществить до передачи данной методики и реализующей ее аппаратуры в сертификацию. В частности, это относится к соотношениям между размерами (объемами) отогреваемых конечностей и длительностями сеансов отогрева, к условиям теплоизоляции, или, наоборот, теплообмена отогреваемой конечности с окружающим воздухом в ходе СВЧ нагрева, к оптимальным условиям возбуждения камеры, позволяющим снизить интенсивность микроволнового поля в зоне расположения пальцев, а также к возможности организации бесконтактного температурного, а лучше – тепловизионного контроля процесса отогрева конечности в микроволновой камере.

Все эти задачи в настоящее время находятся в работе, но частично результаты получены. Показан температурный шаг в отогреве, связанный с изменением размеров размещаемой в камере конечности. Сопоставлены картины распределения теплового поля в объемной части конечности (предплечье, голень) и в «критических зонах» (ладонь, пальцы) при одинаковых условиях СВЧ-отогрева, в том числе, для разных условий теплообмена с окружающим воздухом. Показана возможность температурного и тепловизионного контроля процессов в камере с предохранением датчиков температуры, либо тепловизионных камер от нагревания присутствующим в микроволновой камере СВЧ –полем [7].

Во избежание локальных перегревов в камеру введен вращающийся диссектор, способствующий периодическому перераспределению возбуждаемых видов колебаний и, соответственно, изменению расположений максимумов и минимумов СВЧ поля как в объеме камеры, так и в объеме отогреваемой конечности. Для реализации режимов охлаждения кожного покрова обдувом в камере расположены активаторы (вентиляторы), позволяющие поддерживать поверхностную температуру конечности в ходе сеанса СВЧ –нагрева на уровне комнатной.

С учетом результатов моделирования, а также перечисленных модернизаций, конструкция камеры существенно изменена, ее апробация с участием информированных добровольцев предполагается в следующем зимнем периоде.

Список публикаций:

[1] Lorentzen A // Interventions for frostbite injuries / A. Lorentzen , C. Davis , L. Penninga // Cochrane Database Syst Rev. 2020. Vol. 12(12): CD012980.

[2]Гаврилин Е.В. //Устройство для лечения отморожений конечностей: пат. 2334494 Рос. Федерация: МПК A 61 B 17/56 / Е. В. Гаврилин, В. Б. Антипов, И.Э. Горелик, Г. Е. Дунаевский и др. – № 2006121355/14; заявл. 16.06.2006; опубл. 27.09.08, Бюл. № 27. Ч. II. С. 436.

[3] Горелик. И.Э. // Профилактика некроза при отморожениях конечностей в дореактивном и раннем реактивном периодах. Горелик Игорь Эрнстович: автореферат дис. ... канд. мед. наук : 14.00.27, 14.00.16 . ГОУ ВПО Томский военномед. ин-т. Кемерово, 2010. С. 23

[4] СМВи-200 "МЕДТЕКО" [Электронный ресурс] // URL: http://medeco-center.ru/smvi-200-medteko

[5] Antipov V.B.,Gavrilin E.V., Dorofeev I.O., Nechaev A.N. Distribution of Electric and Thermal Fields in a Rectangular Microwawe Chamber with fa Cilindrical Phantom/ Russian Physics Journal.2020. V. 63(2). P. 196 –203

[6] Dunaevskii G.E.// Distribution of temperature along the phantom of the human leg under the influence of microwave radiation / G.E. Dunaevskii, A.N. Nechaev, A.V. Badin, D.D. Teterina // Journal of Physics: Conference Series 1499 (2020) 012021

[7] Gavrilin E.V.//Microwave treatment of cold injuries / E.V. Gavrilin, G.E. Dunaevskiy, V.B.Antipov // Journal of Emergencies, Trauma, and Shock. 2021. V. 14. Is.2.

[8] Nechaev A.V. // Monitoring of the process of microwave heating of frostbite by the IR sensor in the beyond-limit waveguide / A.N. Nechaev, I.A. Perveev, P.P.Smygalina, G.E. Dunaevskiy // Fourth International Conference on Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection, and Applications, Proc. of SPIE 2020, V. 11582, 115820R.

Формирование биполярного СШП импульса путем совмещения монополярных импульсов отдельных генераторов

Лысых Павел Михайлович1
Балзовский Евгений Владимирович[2]
[1]Томский государственный университет
[2]Институт сильноточной электроники СО РАН
E-mail: lysykhp@mail.ru

Аннотация. Рассматривается методика формирования сверхширокополосных биполярных импульсов с использованием двух синхронизуемых генераторов монополярных импульсов разной полярности и широкополосного кольцевого сумматора. В отличие от традиционной схемы на короткозамкнутых шлейфах, предложенный подход позволяет варьировать длительность биполярных импульсов путем изменения временной задержки между генераторами.

Ключевые слова: биполярный импульс, СШП, кольцевой сумматор.

Введение. Сверхширокополосные (СШП) импульсы используются в радиолокации малого радиуса действия [1] и подповерхностном зондировании [2] благодаря широкому спектру и высокому пространственному разрешению. Для формирования коротких СШП импульсов используют газоразрядные коммутаторы, используемые в мощных высоковольтных источниках излучения [3]. Однако широкое распространение получили полупроводниковые генераторы, прежде всего из-за большой частоты повторения импульсов вплоть до сотен килогерц [4]. Можно выделить две разновидности генераторов, в которых полупроводниковый элемент используется либо в режиме резкого перехода из непроводящего состояния в проводящее, соединяя накопитель энергии с нагрузкой, либо в режиме перехода из проводящего состояния в состояние с высоким сопротивлением. В последнем случае применяют диоды с накоплением заряда (ДНЗ), и схема генератора состоит из последовательно включенных источника напряжения, индуктивности и диода. Такая простая схема позволяет формировать монополярный импульс напряжения положительной или отрицательной полярности, в зависимости от типа ДНЗ длительность импульсов составляет от десятков пикосекунд до единиц наносекунд, а пиковое напряжение от единиц до десятков вольт. Представляет интерес использование генераторов на ДНЗ в качестве недорогих источников коротких СШП импульсов для практического применения.

Спектр монополярного импульса богат низкочастотными составляющими, поэтому возбуждать антенны монополярными импульсами энергетически невыгодно: большая часть энергии из-за ограниченности полосы согласования антенны отражается от входа антенны и не принимает участия в формировании излучения. Более эффективным является возбуждение антенны биполярными импульсами. В случае равенства площадей положительной и отрицательной полуволн в спектре таких импульсов имеется минимум на нулевой частоте, а в области низких частот содержится малая часть энергии. Максимум энергии в спектре сосредоточен вблизи частоты, обратно пропорциональной длительности импульса. Для формирования биполярных импульсов из монополярных традиционно используют короткозамкнутые шлейфы [5], однако при этом велико отражение от места включения шлейфов. В качестве альтернативы можно использовать два генератора монополярных импульсов положительной и отрицательной полярности, сдвинутых на фиксированное время задержки, и сложить два импульса в нагрузке с помощью кольцевого сумматора. Такой подход позволит не только увеличить размах напряжения выходного импульса, но и позволяет управлять длительностью биполярного импульса за счет изменения времени задержки. В настоящем докладе предлагается оценить целесообразность подобного метода и перспективы применения для получения импульсов разной временной формы.

Анализ схемы на отрезках линий передачи. Широко распространены методы формирования биполярных импульсов с использованием передающих линий, одной из таких является схема, представленная на рисунке 1. Генератор с внутренним сопротивлением $Z_г$ подключен через линию длиной L_1 и волновым сопротивлением Z_1 к точке присоединения двух шлейфов – отрезков линий длиной L_2 и L_3 с волновыми сопротивлениями Z_2 и Z_3, соответственно, которые закорочены на концах. К точке включения шлейфов присоединена линия длиной L_4 с волновым сопротивлением Z_4. Для анализа схемы примем $Z_г = Z_1 = Z_4 = 50$ Ом. На вход схемы подается монополярный импульс длительностью 0,1 нс на полувысоте, временная форма которого приведена на рисунке 2а (область А). Через интервал, определяемый временем двойного пробега волны в линии L_1 появляется отраженный сигнал (рисунок 2аб область Б) от точки присоединения шлейфов с $Z_2 = Z_3 = 50$ Ом, вызванный скачком сопротивления. Сигнал на выходе схемы приведен на рисунке 2б, он представляет собой сумму прошедшего монополярного импульса и второго импульса, отраженного от короткозамкнутых концов шлейфов L_2 и L_3, поменявшего полярность. В зависимости от длины шлейфов $L_2 = L_3$ длительность биполярных импульсов на выходе может меняться, импульсы для нескольких значения длины приведены на рисунке 2б.

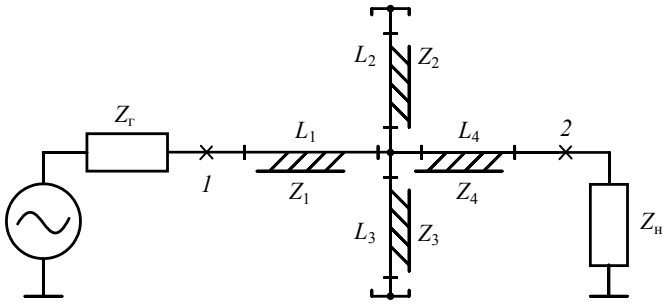


Рис. 1. Схема формирования импульсов на короткозамкнутых шлейфах

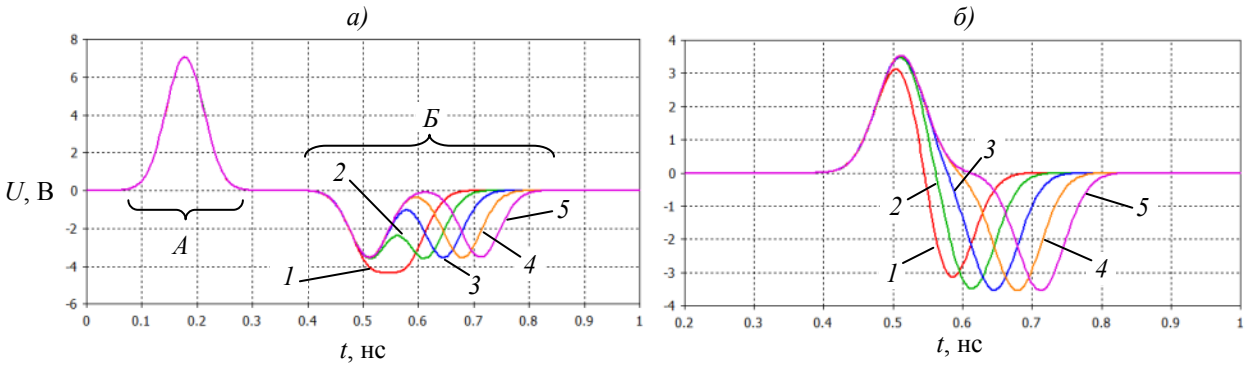


Рис. 2. Импульсы на входе (а) и на выходе (б) формирователя при длинах шлейфов $L_2 = L_3$ = 10, 15, 20, 25 и 30 мм (кривые 1-5, соответственно). Область А – падающий импульс, Б – отраженные импульсы

Несмотря на простоту схемы, она имеет два существенных недостатка. Первый заключается в необходимости механически менять длину короткозамкнутых шлейфов для изменения длительности биполярных импульсов. Второй недостаток связан с потерей энергии на отражение от точки включения шлейфов, пиковое значение напряжения отраженных импульсов достигает половины от пикового значения падающего импульса. Уменьшение Z_2 и Z_3 приводит к еще большему увеличению отражения (рисунок 3а). Изменение значений Z_2 и Z_3 приводит к искажению формы формируемого биполярного импульса, рисунок 3б. Увеличение до Z_2 и Z_3 до 100 Ом позволяет уменьшить долю отраженной энергии, однако при этом возникают значительные искажения формы выходного импульса.

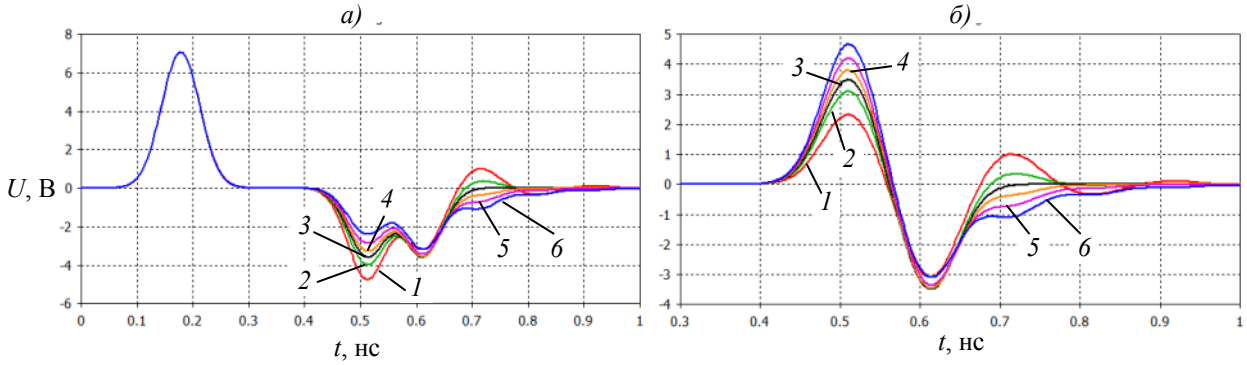


Рис. 3. Импульсы на входе (а) и на выходе (б) формирователя при длинах шлейфов $Z_2 = Z_3$ = 25, 40, 50, 60, 75 и и 100 Ом (кривые 1-6, соответственно)

Сложение импульсов двух генераторов. Для объединения двух импульсов противоположных полярностей в единый биполярный импульс использован кольцевой сумматор. На входы сумматора поступают импульсы с двух генераторов, смещенные во времени, как показано на рисунке 4. Обеспечить временное смещение сигналов τ относительно друг друга можно либо увеличивая время прохождения одного из импульсов от выхода схемы до сумматора, то есть, меняя длину отрезка линии, либо управляя моментом срабатывания одного из генераторов. Данный способ формирования дает возможность уменьшая τ добиться эффекта компенсации положительной и отрицательной полуволн и уменьшения длительности выходного биполярного импульса при уменьшении амплитуды.

Сложение импульсов большего количества генераторов позволит синтезировать импульс более сложной формы, пример которого приведен на рисунке 5, положение временных лепестков внутри которого можно менять, тем самым осуществляя кодировку информации. Однако синхронизация генераторов и сохранение заданных временных сдвигов между исходными монополярными импульсами представляет собой отдельную задачу.

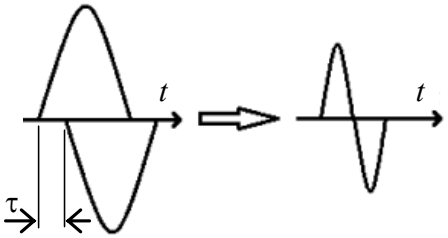


Рис.4 Уменьшение длительности биполярного импульса при сдвиге монополярных импульсов

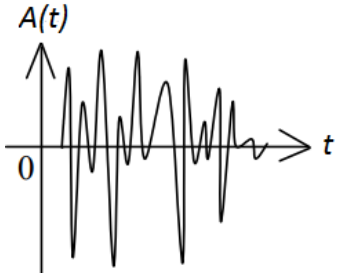


Рис.5 СШП импульс сложной формы

В программном продукте CST Studio Suite проведено численное моделирование схемы сложения импульсов с кольцевым сумматором. Для расширения полосы пропускания сумматор выполнен многозвенным. В соответствии с рекомендациями [6] при увеличении количества звеньев должно увеличиваться волновое сопротивление ближнего к выходу звена. Однако выполнение полосковой линии с высоким волновым сопротивлением (свыше 100 Ом) на СВЧ диэлектрике связано с технологическими ограничениями печатной технологии, не позволяющей выполнить слишком узкие проводники. В данной работе предлагается использовать четырехзвенный сумматор, выполненный на фольгированном СВЧ диэлектрике ФЛАН толщиной 1 мм с относительной диэлектрической проницаемостью, равной 5. Выбор такого материала обусловлен балансом между возможностью выполнить отрезки микрополосковой линии малой ширины с необходимой точностью и уменьшением физических размеров этих отрезков при сохранении их электрической длины. Модель многозвенного кольцевого сумматора приведена на рисунке 6. К микрополосковым линиям 1 и 2 присоединяются входные разъемы, к линии 3 – выходной. Линии 1 и 2 присоединяются к последовательно включенным трем отрезкам линий передачи 4 в виде полуколец с волновыми сопротивлениями 58, 71 и 88 Ом, соответственно. В зазорах между полукольцами включены резисторы 5 с номинальными сопротивлениями 100, 200 и 390 Ом. Полоса пропускания сумматора ограничена полосой согласования и составляет 0,4...3,9 ГГц.

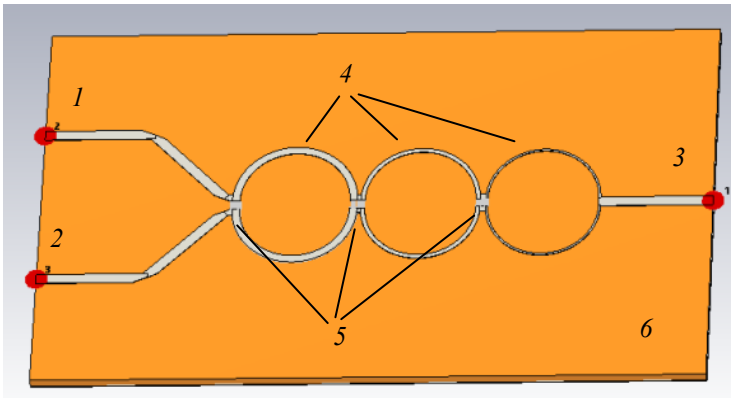


Рис. 6. Модель трехзвенного кольцевого сумматора

На один из входов сумматора подавался монополярный импульс в виде трапеции с временем нарастания и спада 0,05 нс, полная длительность импульса по нулям равнялась 0,2 нс. На второй вход сумматора подавался импульс такой же формы, но обратной полярности и сдвинутый на время τ. Временная форма входных монополярных импульсов приведена на рисунке 7а. Искажения в виде неровной вершины и послеимпульсных осцилляций связаны с отражением от сумматора из-за неидеальности его согласования с питающим фидером. Временная форма выходных биполярных импульсов приведена на рисунке 7б для нескольких значений τ. Как видно, с помощью относительного сдвига монополярных импульсов удается в широких пределах изменять длительность выходных биполярных импульсов. Изменение формы полуволн связано с ограниченной полосой пропускания сумматора, которую можно увеличить, применив большее количество звеньев.

Заключение. В докладе рассмотрен способ формирования биполярных импульсов путём сложения монополярных импульсов противоположной полярности от двух генераторов. Показана возможность управления формой выходных биполярных импульсов посредством изменения временного сдвига между импульсами

генераторов. Дальнейшая работа будет направлена на практическую реализацию маломощных генераторов монополярных импульсов и их синхронизацию для синтезирования биполярных импульсов.

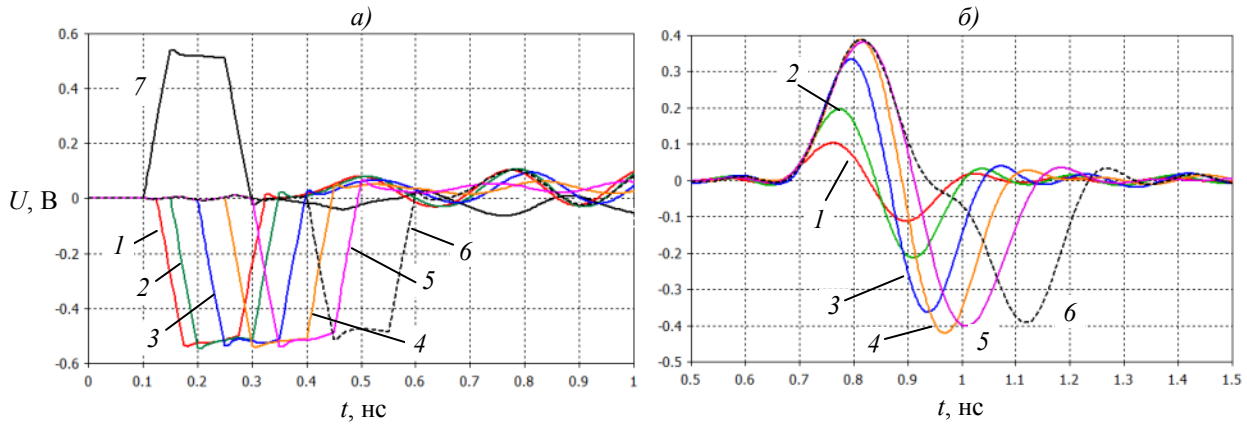


Рис. 7. Временная форма импульсов на одном входе сумматора (кривые 1-6) и втором входе сумматора (кривая 7) (а) и на выходе сумматора (б). Кривые 1-6 соответствуют времени задержки 25, 50, 100, 150, 200 и 300 пс между импульсами на входах сумматора

Исследование выполнено с использованием программного продукта CST Studio Suite разработки Dassault Systemes на основании действующей лицензии LN00031351538 от 21.07.2020, предоставленной ИСЭ СО РАН, и действующей лицензии LN00029178508 от 10.12.2019, предоставленной ТГУ. Все условия предоставления таких лицензий при осуществлении указанными организациями совместных исследований и опубликовании их результатов соблюдены.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по теме № FWRM-2021-0002.

Список публикаций:

[1] Through-the-Wall Radar Imaging / edited by Amin M.G. Boca Raton:CRC Press, 2011. 450 p.
[2] Daniels D J Ground-penetrating radar – 2nd ed. London: The Institution of electrical engineers, 2004. 734 p.
[3] Месяц Г. А., Пегель И. В. Введение в наносекундную импульсную энергетику и электронику. М.: ФИАН, 2009. 240 с.
[4] http://www.fidtechnology.com
[5] Пичугина М. Т. Высоковольтная электротехника. Томск: Изд-во ТПУ, 2011. 120 с.
[6] Малорацкий Л. Г., Явич Л. Р. Проектирование и расчет СВЧ элементов на полосковых линиях. М.: Сов. радио, 1972. 232 с.

Электромагнитные характеристики композиционных конструкций с пирамидальной и пористой структурами в терагерцовом диапазоне

Трофимов Егор Александрович

Кулешов Григорий Евгеньевич, Москаленко Виктория Дмитриевна, Бадьин Александр Владимирович, Дорожкин Кирилл Валерьевич

Национальный исследовательский Томский государственный университет

grigorij-kge@sibmail.com

В настоящее время жизнь среднестатистического человека невозможно представить без радиоэлектронных устройств. Данная отрасль промышленности является наиболее энергично развивающейся среди прочих. К ней можно отнести, например, всевозможные компоненты современной компьютерной техники, различные беспроводные устройства связи и передачи информации, системы позиционирования и мониторинга объектов, роботизированные технологические комплексы и т.д. При чем частотный диапазон работы большинства современных устройств приходится на сверхвысокие частоты. Соответственно при одновременной работе таких устройств может возникнуть ряд проблем, среди которых такие как проблема электромагнитной совместимости [1], электромагнитной безопасности [2] и проблема нежелательного электромагнитного воздействия на биологические объекты [3, 4]. В связи, с чем становится резонным поиск и разработка новых эффективно взаимодействующих с высокочастотными полями радиоматериалов и конструкций, что позволят снизить ненужное воздействие электромагнитного излучения.

Перспективным направлением при решении вышеупомянутых проблем является использование композиционных материалов [5], состоящих, как правило, из двух (или более) фаз: полимерной основы и наполнителя. При правильном подборе составляющих композита они позволяют добиться требуемых ЭМ свойств (высоких значений коэффициента поглощения и малого коэффициента отражения), получить низкий вес и высокую прочность материала. В качестве армирующих наполнителей композитов широко используются, например, ферримагнетики, сегнетоэлектрики, карбонильное железо или различные углеродные структуры (одностенные и многостенные углеродные нанотрубки, аморфный углерод, графены, фуллерены и т.д.) [6, 7].

Также в течение последних десяти лет претерпевает бурное развитие аддитивная технология послойного наплавления [8], использование которой возможно и для печати различных составляющих радиоэлектронного оборудования. Ее применение при создании структур со сложными поверхностями из радиопоглощающих композиционных материалов вверяет обширные возможности для решения проблем работы СВЧ устройств.

В данной работе приведено модельное и экспериментальное исследование электромагнитного отклика от композиционных структур сложной геометрии на основе пластика для 3D печати марки «ABS Conductive» фирмы “Mellow” (Китай). Он содержит в своем составе углеродные волокна и обладает удельным электрическим сопротивлением 10^3-10^5 Ом/см. Его диэлектрические свойства были измерены на спектрометре СТД-21 [9] в диапазоне частот от 115 до 258 ГГц. Действительная часть комплексной диэлектрической проницаемости составляет порядка 6,5 отн.ед., а мнимая 0,8 отн.ед. Они использовались при создании моделей неоднородных структур.

Моделирование проводилось в специализированном пакете программного обеспечения для электромагнитного анализа CST Studio Suite производства DS Simulia Corp. Расчет проводился в свободном пространстве в диапазоне частот от 115 до 258 ГГц по схеме «на проход» для трех моделей образцов: сплошного плоскопараллельного, с включением воздушных пор (рис.1а) и с пирамидальным рифлением поверхности (рис.1б). В модели с включением пор диаметр сферических пор *d* изменялся от 0,6 до 1,6 мм., а период их следования *T* лежал в пределах от 1,5 до 2,5 мм. при толщине слоя равном 1,31 мм. В модели с рифлением поверхности изменялись высота пирамид h от 0,2 до 1 мм. и ширина основания пирамид L от 1 до 1,5 мм.

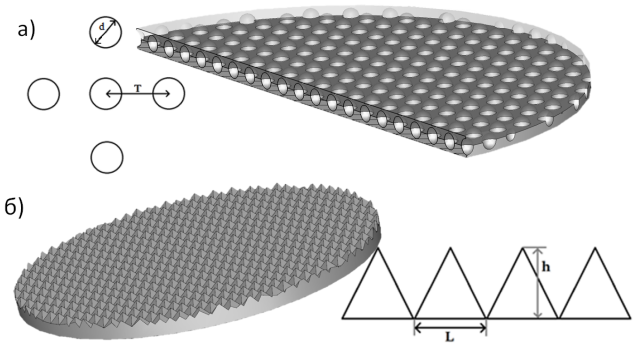


Рис.1 Исследуемые модели: с включением пор (а), с пирамидальной ребристостью на поверхности (б)

На рисунке 2 представлены результаты моделирования для моделей образцов с различным включением воздушных пор. Как видно из графических зависимостей уменьшение периода следования воздушных включений способствует уменьшению коэффициента прохождения. Тот же эффект создает и увеличение пор, такая тенденция поведения сохраняется вплоть до небольшого превышения диаметра пор толщины самого слоя материала. В нашем случае уменьшение прошедшей волны наблюдалось вплоть до d=1,4 мм., дальнейшее увеличение диаметра пор давало обратный результат, что вероятно связано с размерными эффектами. На коэффициент отражения включение пор в толщу материала при неизменной плоскопараллельности поверхности слоя существенного влияния не оказывает. Это обусловлено неизменным импедансом на границе раздела сред пока диаметр пор не превышает толщину материала.

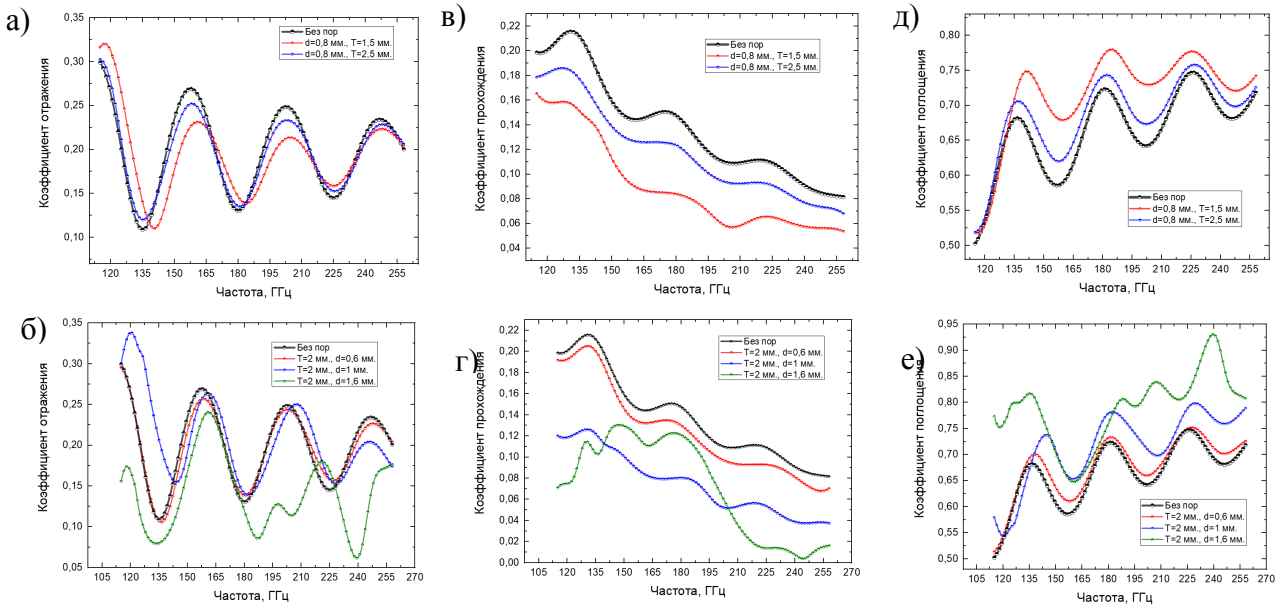


Рис.2 Электромагнитный отклик от образцов с порами в толще материала: коэфициенты отражения (а, б), прохождения (в, г), поглощения (д, е)

Из полученных коэффициентов отражения и прохождения также были рассчитаны доли поглощенной волны для моделируемых образцов. Результат показывает, что как при увеличении самих пор, так и при уменьшении периода их следования значение коэффициента поглощения возрастает. Что интересно, даже для образца, диаметр пор (d=1,6 мм.) которого заметно больше толщины слоя материала (1,31 мм.), доля поглощенной волны значительно выше, чем для сплошного образца. Это вероятно может быть связано с размерными эффектами, возникающими в углеродосодержащих структурах, когда длина волны излучения сопоставима с размерами неоднородных включений.

На рисунке 3 представлены результаты моделирования электромагнитного отклика от нескольких моделей образцов с пирамидальным рифлением поверхности. Как видно из графиков, увеличение, как высоты пирамид, так и ширины их основания приводит к значительному снижению доли проходящей волны. Увеличение параметра h также приводит к уменьшению доли отраженной волны, так как обеспечивает плавность изменения волнового сопротивления на границе перехода двух сред. Соответственно, увеличение высоты и ширины основания приводит к увеличению доли поглощенной волны

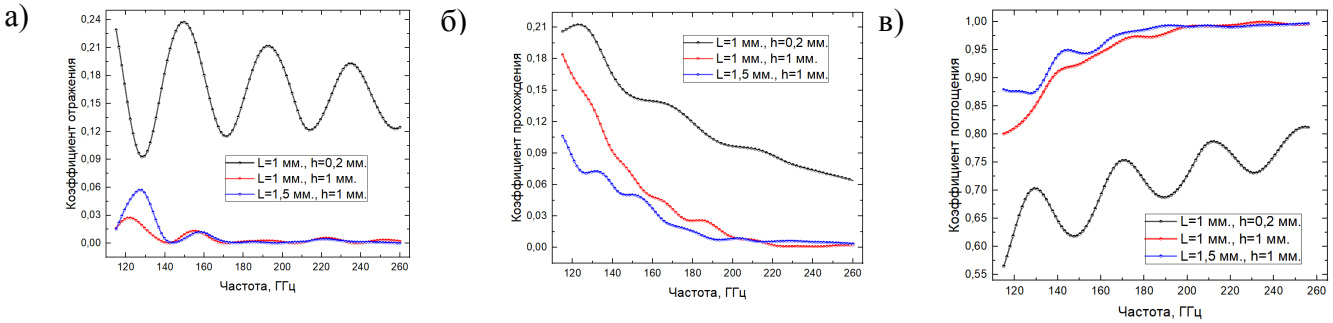


Рис.3 Электромагнитный отклик от образцов с пирамидальной ребристостью поверхности: коэфициент отражения (а), прохождения (б), поглощения (в)

Далее с использованием вышеописанного материала на 3D принтере по технологии послойного направления были изготовлены сплошной образец и 2 образца с технологическими неоднородностями: с добавлением пор диаметром d=1,2 мм. (в процессе печати поры ужались до 0,8 – 1 мм. и приобрели более ступенчатый вид) в толщу материала и с добавлением пирамидального рифления высотой h=1 мм. и шириной основания L=1,5 мм. (в процессе печати также приобрели ступенчатый вид) на поверхность.

Натурный эксперимент по измерению электромагнитного отклика от напечатанных образцов проводился на спектрометре T-Spec 1000, работающем во временной области с использованием быстрого Фурье преобразования в диапазоне частот от 0,1 до 1,6 ТГц.

Ниже приведены экспериментально полученные частотные зависимости коэффициентов отражения (рис.4а), прохождения (рис,4б) и поглощения (рис.4в) для трех исследуемых образцов. Данные, полученные экспериментальным путем, качественно совпадают с результатами моделирования. Наличие количественных расхождений экспериментальных и теоретических кривых можно объяснить наличием неотъемлемых ограничений послойной аддитивной технологии (размер сопла экструдера 0,1 мм) из-за чего изначальная геометрия экспериментальных образцов претерпела некоторые изменения при их распечатке. Из графиков видно, что материал с пирамидальным рифлением поверхности обладает отличными экранирующими свойствами. В рассматриваемом диапазоне частот проходим менее 6 % излучения, причем в диапазоне от 200 до 600 ГГц поглощается более 99% излучения.

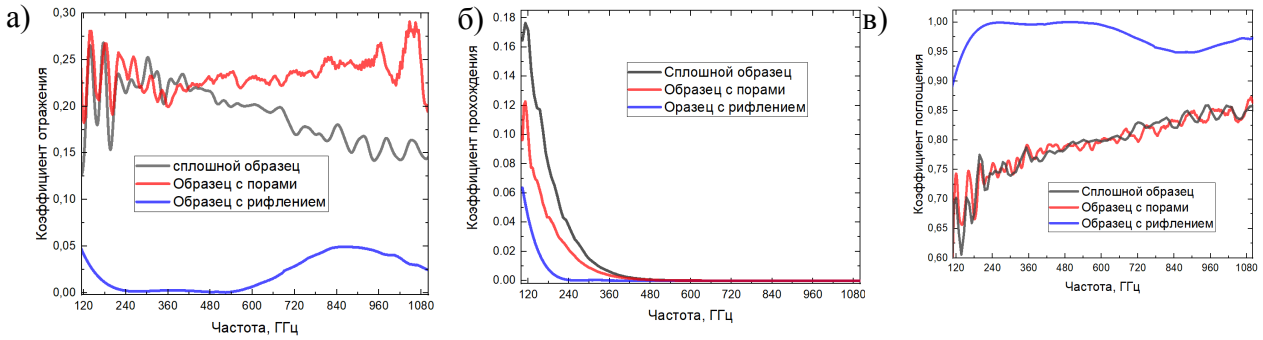


Рис.4 Электромагнитный отклик от экспериментальных образцов: коэфициент отражения (а), прохождения (б), поглощения (в)

Таким образом, полученные результаты можно использовать для создания тонких, легких экранирующих и поглощающих структур для суб-терагерцового диапазона.

Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России, проект № FSWM-2020-0038.

Список публикаций:

[1] Magisetty R.P., Shukla A., Kandasubramanian B. // Journal of Electronic Materials. 2018. V. 47(11), P.6335.
[2] Huang Y., Yuan X., Chen M., Song W.-L., Chen J., Fan Q., Tang L., Fang D // Carbon. 2019. V. 144. P.449.
[3] Lu Z., Ma L., Tan J., Wang H., Ding X. // 2D Materials. 2017. V. 4(2). 025021.
[4] Bonato M., Dossi L., Chiaramello E., et al. // Single user EMF exposure assessment in a case of incoming 5G indoor scenario // Proceedings of the 2020 International Symposium on Electromagnetic Compatibility. 2020. No 9245838
[5] Lu Y., Zhang S., He M., et al. 3D cross-linked graphene or/and MXene based nanomaterials for electromagnetic wave absorbing and shielding // Carbon. 2021. Vol. 178. P. 413–435.
[6] Peng Q., Dearden A., Crean J., et al. // Science and Applications. 2014. V. 7. P.1.
[7] Zhang X., Su X., Zhang B., Wang J. // Ceramics International. 2019. V. 45(10). P.12895.
[8] Sun J., Huang Y., Aslani F., Ma G. Properties of a double-layer EMW-absorbing structure containing a graded nano-sized absorbent combing extruded and sprayed 3D printing // Construction and Building Materials. 2020 Vol. 261. No. 120031.
[9] Badin A. V., Kuleshov G. E., Bodazhkov D. S., Simonova K. V. Electromagnetic response of 3D printed resonant periodic structures in the EHF range // Int. Conf. of Young Spec. on Micro/Nanotech. and Electron Devices, EDM. 2019. P. 143–148.

Качественная оценка температурного распределения в трехслойной среде, имитирующей биоткани человека, при тепловом воздействии СВЧ поля

Смыгалина Полина Павловна
Дунаевский Григорий Ефимович
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail: psmygalina@gmail.com

Согласно статистике, отморожения конечностей составляют до 10% травматических случаев. Особую актуальность проблема лечения холодовой травмы имеет в России, поскольку низкие температуры в зимнее время характерны для большинства российских регионов, а на территории Крайнего Севера низкие температуры сохраняются большую часть календарного года. Одним из методов лечения данного заболевания является нагрев конечностей с помощью электромагнитных волн сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона. За счет проникающего действия СВЧ поля и эндогенно образующегося при этом тепла становится возможным разогрев не только поверхности отогреваемой конечности, но и глубинных областей [1]. Однако известные аппараты для СВЧ нагрева имеют следующий недостаток: из-за сильного затухания электромагнитной волны в биологических тканях поверхностные ткани нагреваются сильнее, чем внутренние [2]. Поэтому представляет интерес математически описать процесс нагрева для того, чтобы более эффективного проведения процедуру СВЧ терапии при холодовой травме.

В данной работе рассматривается одномерная задача прохождения СВЧ поля в среду, имитирующую своими характеристиками биоткани человека, и задача теплопроводности в данной среде вследствие теплового воздействия СВЧ поля. Решение задачи теплопроводности позволяет не только рассчитать стационарное температурное поле, тепловые потоки и средние значения температур отдельных элементов системы, но и определить характер изменения, профили температур в отдельных точках системы, найти оптимальные параметры и составить схему регулирования температуры. Проведено рассмотрение температурного поля при различных частотах СВЧ нагрева, при различных условиях на границе слоя и для различного состава слоя. В частности, проведено сравнение однослойной модели, обладающей свойствами мышечной ткани, и модели, включающей в себя три слоя: мышечная-костная-мышечная ткани.

Для проведения моделирования была использована САПР MATHCAD 15. Решенное в ходе моделирования уравнение теплопроводности имеет следующий вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D\frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + \frac{1}{C\rho} q_{СВЧ}(z) \qquad (1)$$

Как было указано ранее, рассмотрено два типа граничных условий: условие первого типа (2), относящиеся к задаче, когда температура на границе раздела сред поддерживается постоянной, и условие третьего типа (3), относящиеся к задаче, когда на границе раздела сред существует свободная конвекция воздуха:

$$\begin{aligned} &t = 0 : T(z,0) = T_0; \\ &z = 0 : T_z(0,t) = T_{вн}, \\ &z = Z : T_z(Z,t) = T_{вн} \end{aligned} \qquad (2)$$

$$\begin{aligned} &t = 0 : T(z,0) = T_0; \\ &z = 0 : T_z(0,t) = \frac{h}{k}(T(0,t) - T_{вн}), \\ &z = Z : T_z(Z,t) = -\frac{h}{k}(T(0,t) - T_{вн}) \end{aligned} \qquad (3)$$

В приведенном выше уравнении $D = \frac{k}{C\rho}$ – коэффициент температуропроводности, h – коэффициент теплоотдачи, характеризующий интенсивность теплоотдачи при известном значении разности температур. В качестве внешней среды в рассматриваемых задачах выбран воздух, коэффициент теплоотдачи h выбран равным $25\ \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot °\text{C}}$.

Объемная мощность излучаемого СВЧ поля описывается в данной работе следующим образом:

$$q_{СВЧ}(z) = \frac{1}{2}\sigma E(z)^2 = \frac{1}{2}\sigma E_0{}^2 (e^{-\frac{z}{\delta}} + e^{\frac{z-Z}{\delta}})^2 \qquad (4)$$

где σ – удельная электропроводность, δ – глубина проникновения волны, E_0 – амплитуда напряженности электрического поля. В данном моделировании напряженность поля равна $E_0 = 600\frac{\text{В}}{\text{м}}$.

При построении математических моделей биотканей человека используются обобщенные значения относительной диэлектрической проницаемости ε, удельной электропроводности σ и глубины проникновения волны δ. Также для описания непосредственно процесса теплопередачи необходимо знание таких параметров как плотность ρ, теплоемкость C и теплопроводность k материала. Значения вышеперечисленных параметров приведены в таблице 1 [2-4].

Таблица 1 – Физические характеристики костной и мышечной тканей человека

Наименование ткани	f, МГц	ε	σ, См/м	δ, см	ρ, кг/м^3	C, Дж/(кг · °С)	k, Вт/(м · °С)
Мышечная	433	45,8	0,71	2,80	1040..1091	3300..3600	0,44..0,58
	915	41,4	0,87	1,80			
	2450	38,0	1,46	0,84			
Костная	433	13,0	0,09	7,9	1990	2238	0,36
	915	12,5	0,14	4,4			
	2450	11,4	0,40	1,6			

Значения использованных в ходе моделирования электрофизических параметров соответствуют приведенным в таблице 1. Теплофизические характеристики мышечной и костной тканей соответственно выбраны следующими:

$$C_{\text{м}} = 3500\,\frac{\text{Дж}}{\text{кг}\ \ ^\circ\text{C}};\ \rho_{\text{м}} = 1041\,\frac{\text{кг}}{м^3};\ k_{\text{м}} = 0{,}49\,\frac{\text{Вт}}{\text{м}\ \ ^\circ\text{C}};\ C_{\text{к}} = 2238\,\frac{\text{Дж}}{\text{кг}\ \ ^\circ\text{C}};\ \rho_{\text{к}} = 1990\,\frac{\text{кг}}{м^3};\ k_{\text{к}} = 0{,}36\,\frac{\text{Вт}}{\text{м}\ \ ^\circ\text{C}}.$$

Начальное значение температуры внешней среды $T_{\text{вн}}$ = 25 °С. Начальная температура всего слоя T_0 = 10 °С – температура холодовой травмы. Рассматриваемый пространственный интервал Z = 8 см. В трёхслойной модели толщина мышечного слоя 1,6 см, толщина костного слоя – 4,8 см. Рассматриваемый временной интервал τ = 30 мин. Шаг разбиения по пространственной координате Δz = 0,2 мм, шаг разбиения по времени Δt = 1 с.

На рисунке 1 представлена картина температурного распределения для трех различных частот при условии постоянства температуры внешней среды. Аналогично для задачи при свободной конвекции воздуха на границе температурное распределение представлено на рисунке 2. Горизонтальной пунктирной линией обозначен уровень 15 °С – температура, при которой происходит открытие кровеносных сосудов. Вертикальным пунктиром обозначена граница между мышечной и костной тканями в трехслойной модели. На рисунках линией с кружками обозначено температурное распределение, полученное при рассмотрении однослойной задачи, линией с крестами – трехслойной.

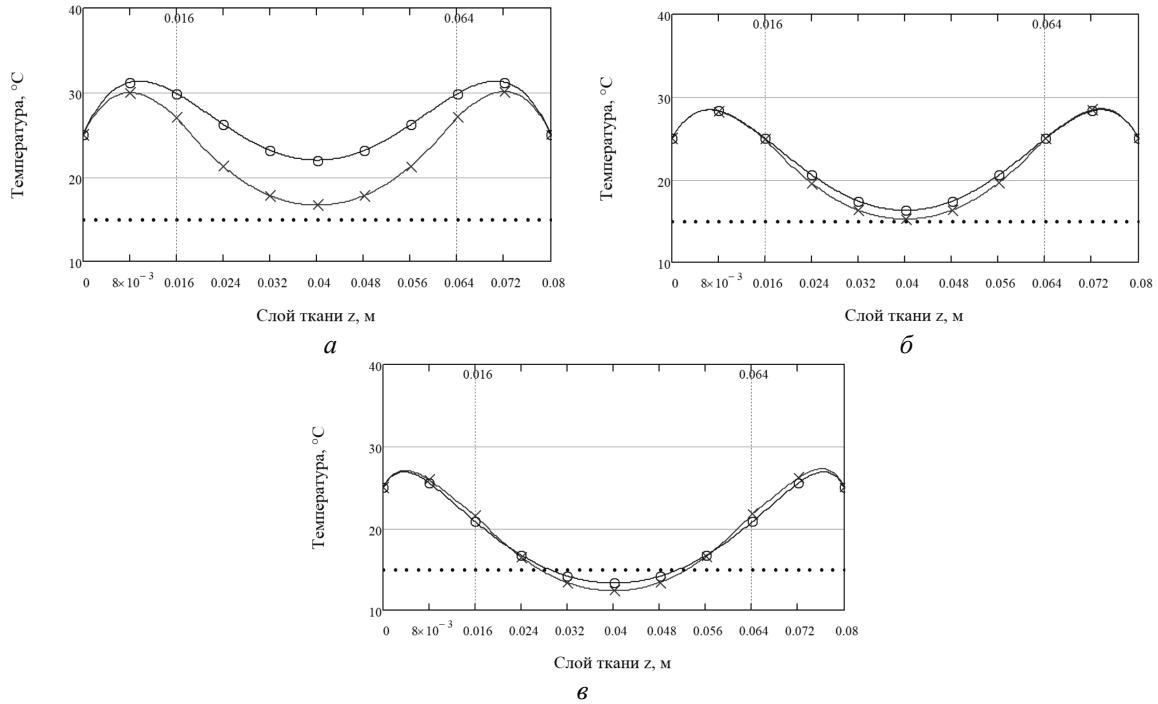


Рис.1 Температурное распределение при фиксированной температуре внешней среды при воздействии поля частотой а) 433 МГц; б) 915 МГц; в) 2450 МГц

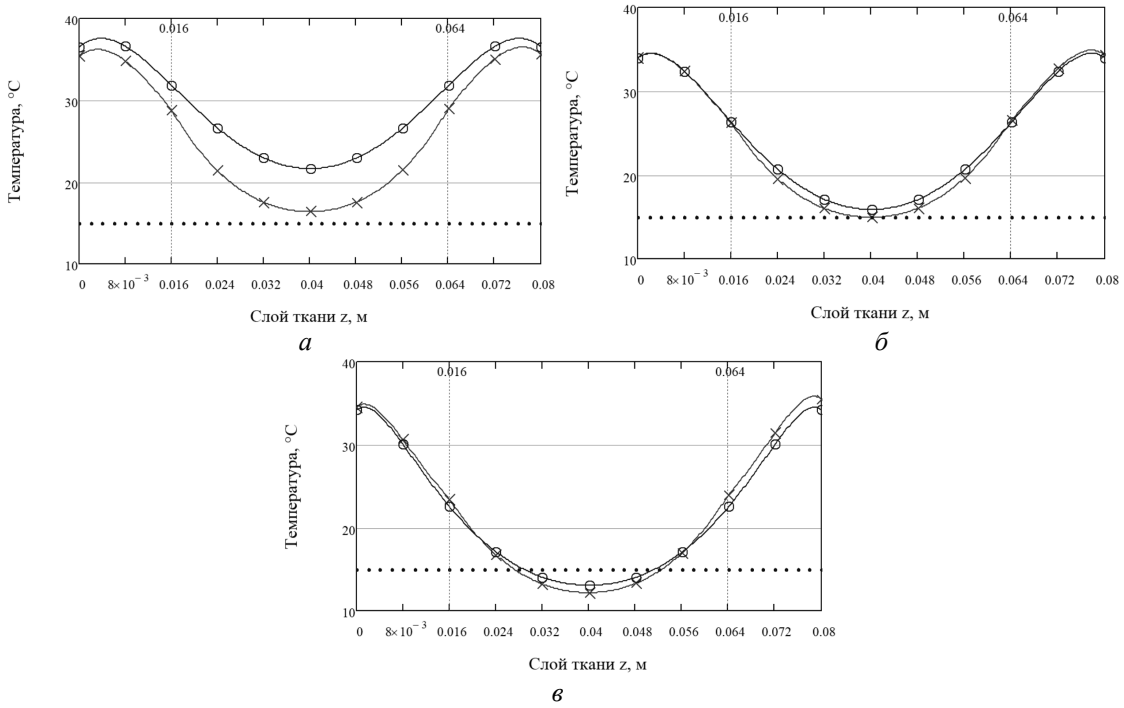


Рис.2 Температурное распределение при свободной конвекции воздуха на границе при воздействии поля частотой а) 433 МГц; б) 915 МГц; в) 2450 МГц

На основании проведенного моделирования можно сделать вывод, что учет костного слоя приводит к значительному изменению температурного поля по сравнению с однослойной моделью для частоты 433 МГц. В этом случае максимальная разность температур наблюдается в центре слоя и достигает 5,4℃. Причем в трехслойной модели температура в глубине слоя ниже. Этот результат можно объяснить тем, что коэффициент температуропроводности D костной ткани меньше, чем для мышечной – поэтому процесс теплопередачи происходит медленнее. Кроме того, за счет малой глубины проникновения СВЧ поля в мышечной ткани наблюдается сильное затухание волны. Для больших частот температурное различие вовсе незначительно – максимальная разность температур достигает лишь 1℃. Несмотря на это можно сделать вывод, что учёт костного слоя необходим для повышения достоверности модели.

Помимо этого, учёт различных граничных условий прекрасно демонстрирует следующее: обдув теплым воздухом поверхности нагреваемого объекта при проведении сеанса СВЧ-отогрева позволяет избежать перегрева приповерхностных областей. Однако при таком подходе утрачивается возможность динамичного мониторинга температуры поверхности, по которой можно приближенно предсказать тепловое распределение внутри конечности по её температуре на поверхности [5].

Список публикаций:

[1] Горелик. И.Э. // Профилактика некроза при отморожениях конечностей в дореактивном и раннем реактивном периодах . Горелик Игорь Эрнстович: автореферат дис. ... канд. мед. наук : 14.00.27, 14.00.16 . ГОУ ВПО Томский военномед. ин-т. Кемерово, 2010. С. 23

[2] Турыгин С.В. Излучатель для СВЧ-нагрева тканей тела человека / С.В. Турыгин, В.А. Яцкевич // Антенны. 2014. №3. С. 49-54.

[3] Березовский В.А. Биофизические характеристики тканей человека: справочник/ В.А. Березовский, Н.Н. Колотков, П.Г. Костюк. – Киев: Наукова думка, 1990. – 224с.

[4] Christ A. // The Dependence of Electromagnetic Far-Field Absorption on Body Tissue Composition in the Frequency Range from 300 MHz to 6 GHz / A. Christ, A. Klingenböck, T. Samaras, C. Goiceanu, N. Kuster // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2006. – Vol. 54(5). – P. 2188–2195.

[5] Nechaev A.V. // Monitoring of the process of microwave heating of frostbite by the IR sensor in the beyond-limit waveguide / A.N. Nechaev, I.A. Perveev, P.P.Smygalina, G.E. Dunaevskiy // Fourth International Conference on Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection, and Applications, Proc. of SPIE 2020, V. 11582, 115820R.

Стабилизация частоты лампы обратной волны для работы с высокодобротными резонаторами

Шаншо Ахмад

Дунаевский Григорий Ефимович, Дорофеев Игорь Олегович, Бадьин Александр Владимирович

Томский государственный университет (ТГУ)

E-mail: ahmadsho1@gmail.com

В настоящее время применение открытых квазиоптических резонаторов позволяет производить очень точные измерения электрофизических параметров веществ [1-3]. Однако, для этих измерений необходимо с высоким частотным разрешением наблюдать резонансную кривую и её изменения [4]. В субмиллиметровом диапазоне частот (0,3 – 3 ТГц) существующие генераторы электромагнитных колебаний обладают либо высокой стабильностью, но малой мощностью, как в случае с квантовыми генераторами, либо приемлемой мощностью, но частотной нестабильностью, как в генераторе на базе лампы обратной волны (ЛОВ). Поэтому мы стремимся разработать синтезатор частот с высокой стабильностью и приемлемой мощностью для использования при измерении параметров материалов.

Несмотря на значительное развитие твердотельной электроники, количество авторов, реализующих ее при создании генераторов ТГц частот для измерения электрофизических параметров материалов, невелико. Это связано с тем, что применение методов твердотельной электроники в источниках излучения терагерцового диапазона вызывает множество трудностей. Применение принципа многократного умножения частот требует использования передовых технологий, однако, и при этом мощность выходного сигнала таких устройств все еще очень мала. Источники на основе ЛОВ имеют более высокую выходную мощность, а схема стабилизации частоты с использованием фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) обеспечивает частотное разрешение, сравнимое с синтезатором СВЧ.

Современные синтезаторы можно разделить на две категории: традиционные электронные синтезаторы и фотонные синтезаторы. В [5] разработана однокристальная цепочка усилителя-умножителя на частоту 300 ГГц. Он состоит из двух балансных удвоителей и интегрированного усилителя мощности для управления удвоителем частоты 300 ГГц. Выходная мощность синтезатора варьировалась от -8 до 2,5 дБм, при этом пиковое значение составляло 2,5 дБм на частоте 284 ГГц с входным сигналом 0 дБм на частоте 71 ГГц. Недостатком данной конструкции синтезатора являлась ограниченная полоса пропускания не более 60 ГГц. В [6] была представлена цепь усилителя-умножителя на диапазон частот 315–340 ГГц на основе MMIC и диодов Шоттки с высокой выходной мощностью. Выходная мощность синтезатора варьировалась от 6 до 8 дБм. Недостатком данной конструкции синтезатора являлась ограниченная полоса пропускания не более 25 ГГц. Фотонные синтезаторы миллиметровых волн, такие как синтезаторы на основе оптических частотных гребенок, имеют преимущество в большей ширине полосы синтезируемых частот и более высокой стабильности. В работе [7] был представлен стабильный и перестраиваемый синтезатор частот миллиметрового диапазона (100–300 ГГц) на основе солитонных микрогребней, однако мощность на выходе была небольшой, а в спектре содержется много “паразитных” гармоник.

В этой работе представлена схема (Рис. 1) для стабилизации ЛОВ с помощью ФАПЧ.

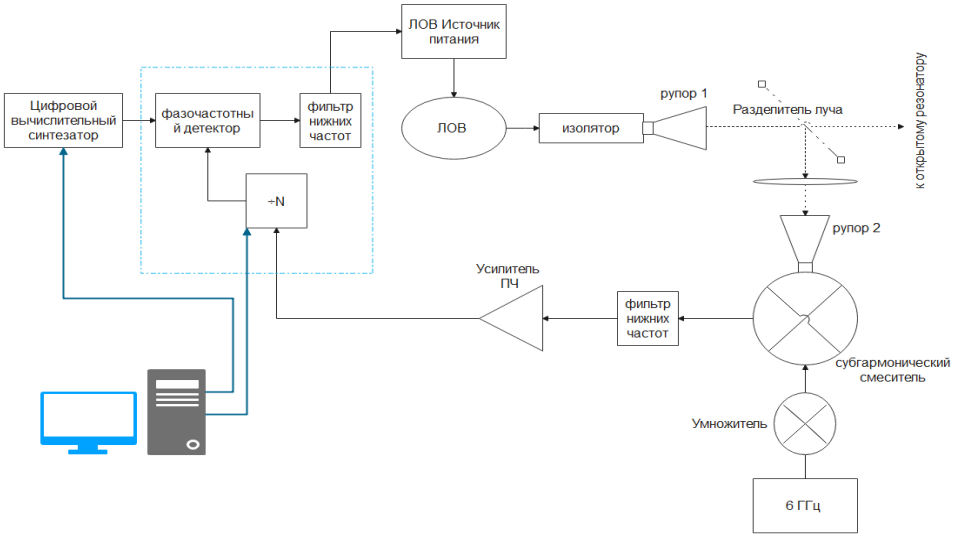


Рис.1 Структурная схема стабилизации частоты лампы обратной волны

Схема синтезатора состоит из цифрового вычислительного синтезатора в качестве эталона, ЛОВ, ФАПЧ, субгармонического смесителя, рупорных антен для передачи и приема, фильтров.

Схема стабилизации ЛОВ работает следующим образом: ЛОВ неприрывно генерирует электромагнитное монохроматическое излучение, которое затем делителем пучка разветвляется на части. Одна часть будет использоваться в качестве выхода синтезатора, а другая - для обратной связи с усителем. Этот сигнал смешивается с *n*-й гармоникой стабильного генератора. Промежуточная частота на выходе смесителя будет выделяться фильтром нижних частот с усилением, а затем поступать на фазово-частотный детектор. Фазово-частотный детектор сравнивает этот сигнал с выходным сигналом прямого цифрового синтезатора и генерирует сигнал, который, в свою очередь, фильтрует, чтобы получить напряжение постоянного тока, пропорциональное различию между двумя предыдущими сигналами. Это постоянное напряжение подается в качестве сигнала на источник питания ЛОВ для управления выходной частотой. Когда частота ЛОВ изменияется, напряжение постоянного тока с выхода частотно-фазового детектора изменяется и частота возвращается к исходному значению. Настройка частоты ЛОВ может быть выполнена на компьютере путем настройки частоты прямого цифрового синтезатора. Предлагаемый синтезатор может быть настроен с очень низким шагом (1 Гц).

Наконец, можно сказать, что предлагаемый частотный комплекс может покрывать частотный диапазон до 1,5 терагерц, но с другим субгармоническим смесителем, работающим в верхнем частотном диапазоне. Он также обеспечивает регулировку частоты с малым шагом (1 Гц), которого более чем достаточно для измерения электрофизических параметров материалов в открытом резонаторе.

Список публикаций:

[1] Бадьин А.В., Дорофеев И.О., Дунаевский Г.Е. Измерения локальных значений анизотропии отражения квазиоптическим резонаторным методом // Известия высших учебных заведений. Физика. 2015. Т. 58. № 8-3. С. 121-123.

[2] Badin A. V. et al. Terahertz resonator diagnostics of filamentary dielectric objects //2018 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). – IEEE, 2018. – С. 1-2.

[3] Karpisz T. et al. W-band measurements of low-loss dielectrics with a Fabry-Perot Open Resonator //2019 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS). – IEEE, 2019. – С. 1503-1506.

[4] Dunaevsky G.E., Dorofeev I.O. From Micro- to Nano-objects and from Giga- to Terahertz Frequency Range: Quasi-optical Resonant Diagnostics of Objects // Semiconductor Nanotechnology: advances in information and energy processing and storage. Cham: Springer International Publishing AG, 2018. P. 169-197.

[5] P. Zhou, J. Chen, P. Yan, Z. Chen, D. Hou and W. Hong, "A 280-325 GHz Frequency Multiplier Chain With 2.5 dBm Peak Output Power," 2019 IEEE Custom Integrated Circuits Conference (CICC), 2019, pp. 1-4.

[6] X. Deng et al., "A 315–340 GHz Frequency Amplifier/Multiplier Chain with 8.5 dBm Peak Output Power," 2020 IEEE MTT-S International Wireless Symposium (IWS), 2020, pp. 1-3.

[7] J. Zang, T. C. Briles, J. S. Morgan, S. Yu, A. Beling and S. Papp, "Soliton Microcomb-Based Millimeter-Wave Synthesizer," 2019 IEEE Avionics and Vehicle Fiber-Optics and Photonics Conference (AVFOP), 2019, pp. 1-2.

Широкополосная селекция КВЧ излучения метаматериальной поверхностью, полученной фотолитографией

Билинский Кирилл Владимирович

Дорожкин Кирилл Валерьевич, Москаленко Виктория Дмитриевна, Кулешов Григорий Евгеньевич, Бадьин Александр Владимирович, Трофимов Егор Александрович, Бердюгин Александр Игоревич

Национальный исследовательский Томский государственный университет

E-mail: thzlab@mail.ru

В 60-х годах прошлого века появилось описание необычных свойств сред с одновременно отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей. Для таких сред знак показателя преломления мог быть отрицательным вследствие изменения направления вектора Пойнтинга на противоположное, которое образует с векторами напряженностей магнитного и электрических полей левовинтовую тройку. По этой аналогии среды получили название «левых» или отрицательно преломляющих. В англоязычной литературе такие среды чаще упоминаются как LHM (left-handed materials). В последнее время широкое распространение получил термин «метаматериал», который указывает на зависимость свойств материала от особенностей искусственно созданной конструкции из наноразмерных емкостных и индуктивных элементов. Явление отрицательной рефракции электромагнитных волн нашло применение в создании частотно-избирательных диэлектрических метаповерхностях, которые можно представить как фильтр, управляющий волновым фронтом в режиме отражения или передачи путем введения резких фазовых изменений в определенных частотных диапазонах [1, 2]. Особенно актуально создание метаматериальных поверхностей с геометрическими размерами, позволяющими получить частотно-избирательную характеристику для различных частотных диапазонов.

Представляет интерес провести комплексное исследование характеристик таких структур используя математическое моделирование электромагнитного отклика и измерения методом непрерывной спектроскопии в КВЧ диапазоне.

В рамках данной работы был создан образец метаматериала (Рис. 1а), который представляет собой массив из одинаковых элементарных split-ring ячеек, полученных методом двухсторонней фотолитографии на текстолите.

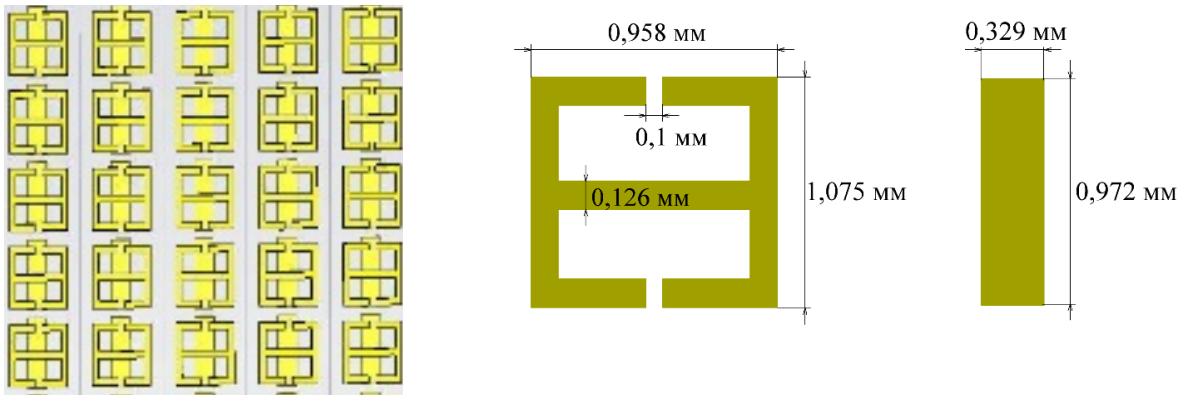


Рис. 1 Модель метаматериальной поверхности (а); геометрические размеры отдельных элементов (б)

На верхней стороне текстолита нанесена металлизация в виде электрически связанных между собой контуров, имеющих небольшой разрыв. На нижней стороне ортогонально общей стенке контуров расположены отрезки проводников. Размеры элементов приводятся на рис. 1б. Толщина металлизации равна 18 мкм. Элементы, составляющие метаматериал, разнесены в пространстве на толщину текстолита FR4, равную 0,3 мм. Действительная часть диэлектрической проницаемости подложки $\varepsilon' = 4{,}3$; тангенс угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta = 0{,}025$.

Исследование спектров коэффициента прохождения проводилось на спектрометре терагерцового диапазона СТД-21 (Рис. 2) в интервале частот от 34 до 177 ГГц. Для перекрытия указанного диапазона были использованы четыре лампы обратной волны (ЛОВ) пакетированного типа. Детектирование осуществлялось при помощи оптоакустического преобразователя (ячейка Голея).

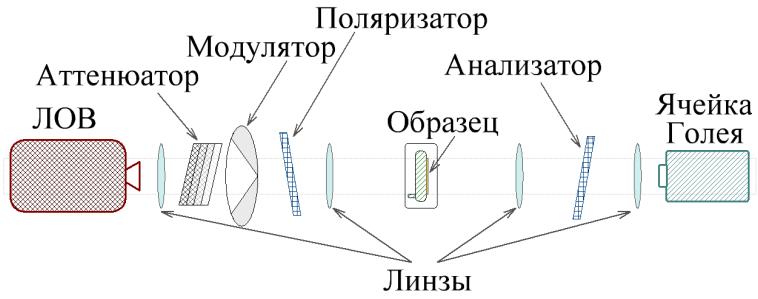


Рис. 2 Схема спектрометра терагерцового диапазона СТД-21

Излучение, генерируемое источником, имеет линейную поляризацию. Образец располагался таким образом относительно падающей электромагнитной волны, чтобы вектор электрической поляризации $\vec{E}$ был ориентирован вдоль проводников на нижнем слое и ортогонален общей стенке контуров.

Теоретический расчет электромагнитного отклика происходил в программном продукте CST Studio. Моделирование осуществлялось в частотном диапазоне 30 – 200 ГГц (Рис. 3). Как видно из полученных результатов, для образца метаматериала при таком расположении наблюдается минимум коэффициента прохождения (менее 10%) в широком интервале частот от 54 до 130 ГГц. При этом коэффициент отражения в том же диапазоне превышает 85%, что говорит о создании эффективного заграждающего фильтра. Также данная структура обладает узким пиком поглощения на частоте 55 ГГц.

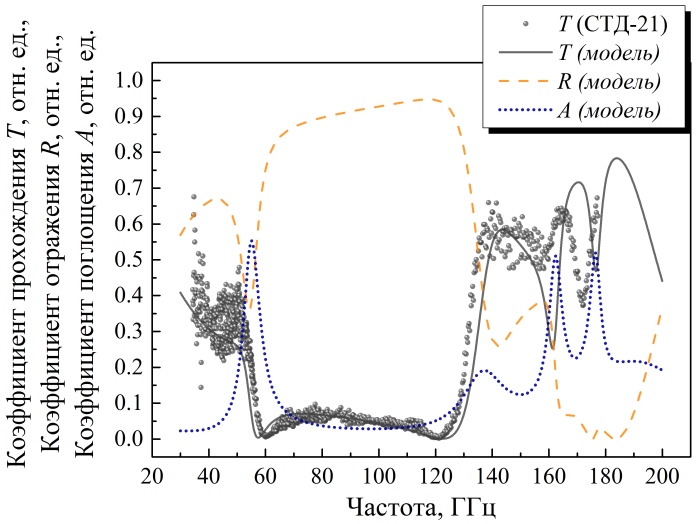


Рис. 3 Результаты измерения и моделирования электромагнитного отклика от метаматериала

Стоит отметить, что спектры коэффициентов прохождения, полученные на практике, хорошо согласуются с теоретическими расчетами, что позволяет говорить о корректности получаемых результатов.

Полученная структура метаматериальной поверхности позволяет создавать конструкцию с высокой отражательной способностью в широком диапазоне частот, причем данный материал также будет обладать узкополосными максимумами поглощения. Применение двух таких материалов с разной топологией могут позволить выделить узкую полосу полезного КВЧ-сигнала, так как каждый из материалов в отдельности является полосно-заграждающим фильтром с достаточно высоким коэффициентом прямоугольности.

Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России, проект № FSWM-2020-0038.

Список публикаций:

[1] Veselago V. G. // Electromagnetic Materials. 2003. С. 115–122
[2] Landy N., Mock J., Padilla W. // Physical Review Letters. 2008. Т. 100. С. 207402

Твердотельная электроника, микро- и наноэлектроника

20-22 октября 2021, Томск

Моделирование электротранспортных свойств Li-интеркалированной графеновой пленки

***Сергеев Даулет Максатович*[1,2]**
Дуйсенова Айнур Гайсиевна[1]
Ембергенов Жансултан Муратулы[1]
[1]*Актюбинский региональный университет имени К. Жубанова*
[2]*Военный институт Сил воздушной обороны имени Т. Бегельдинова*
E-mail: serdau@mail.ru

В последнее время для уменьшения габаритных размеров, массы и потребляемой энергии электронной техники активно ведутся исследования электрофизических свойств различных наноразмерных контактов, которые будут использоваться в качестве активных и пассивных элементов электрической цепи и заменять традиционные элементы (см. например [1, 2]). Развиваются новые направления электроники на базе экзотических материалов, позволяющие создать новое поколение электронных устройств и приборов, например, сверхпроводниковая [3–5], органическая [6], одноэлектроника [7,8], спинтроника [9] и другие. В этом плане одним из перспективных наноматериалов для создания подобных наноконтактов является графен, представляющий собой аллотропную модификацию углерода в виде двумерного одноатомного слоя [10, 11]. Именно, с открытием графена начался поиск новых двумерных материалов, и были получены ряд квазидвумерных материалов с необычными электронными свойствами [12–14]. В работах [15–17] были рассмотрены возможные сверхпроводящие свойства допированного кальцием и литием графеновой пленки. Однако, имеются существенные разногласия при объяснении электронных свойств указанных двумерных материалов. Например, в работе [18] за возникновения сверхпроводимости отвечает нефононный механизм образования куперовских пар электронов за счет слабого отталкивания между ними, приводящего к d-спариванию спирального типа, а в работе [19] рассматривается обычный фононный механизм спаривания электронов в s-канале, при этом в рамках теории Элиашберга приведена оценка критической температуры наноструктуры LiC_6, составляющий ~8 К. Несмотря на то, что до сих пор надежно не подтвердилась экспериментально сверхпроводимость в монослое LiC_6, наблюдаются заметные изменения в электронных свойствах Li-интеркалированного графена по сравнению с «чистым» графеном. В данной работе в рамках теории функционала электронной плотности (ТФП) в сочетании с методом неравновесных гриновских функций (НРГФ) моделируются и анализируются электротранспортные характеристики Li-интеркалированного графена.

Геометрия наноустройства из Li-интеркалированного графена приведена рис. 1. Длина наноустройства составляет ~51,15 Å. Электроды являются продолжением Li-интеркалированного графена с длиной ~8,525 Å. Li-графеновая плоскость с размером ~ 34,1 × 17,23 Å состоит из 255 атомов углерода и 40 атомов лития. Для описания межатомного взаимодействия и оптимизации наноструктуры использовались потенциалы Brenner [20] и ReaxFF_CHONSSiLi_2013 [21]. При оптимизации геометрии наноустройства параметры атомной конфигурации релаксировались до тех пор, пока силы на всех атомах не стали ниже заданного порогового значения 0,05 эВ/Å.

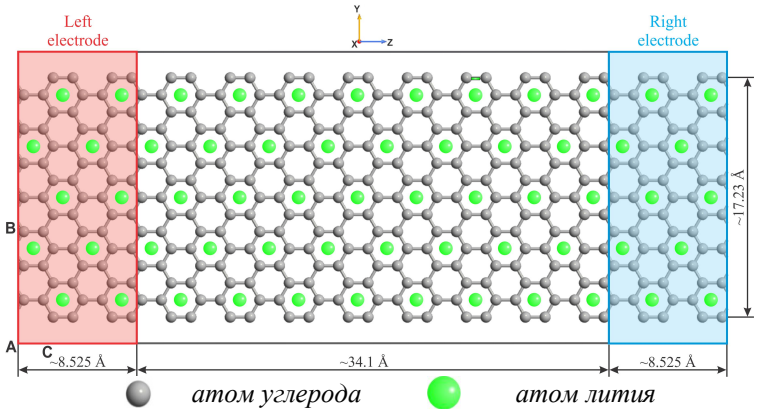


Рис.1 Геометрия Li-интеркалированного графенового наноустройства

Компьютерное моделирование электротранспортных характеристик Li-графенового наноустройства производилось в рамках ТФП + НРГФ в приближении локальной плотности (LDA). Моделирование электротранспортных характеристик наноустройства реализовано в программе Atomistix ToolKit with Virtual NanoLab [21]. (Основные уравнения данного метода подробно описаны в наших предыдущих работах [22, 23]). Вольтамперная характеристика (ВАХ) наноструктуры определилась с помощью решения уравнения Ландауэра, указывающего фундаментальную связь электрического тока I со спектром пропускания $T(E)$:

$$I(V_L,\ V_R,\ T_L,\ T_R) = \frac{2e}{h}\int_{-\infty}^{+\infty} T(E)\left[f\left(\frac{E-\mu_R}{k_B T_R}\right) - f\left(\frac{E-\mu_L}{k_B T_L}\right)\right] dE\ , \qquad (1)$$

где e – элементарный заряд, h – постоянная Планка, E – энергия, $f(E)$ – фермиевская функция распределения квазичастиц по энергиям, k_B – постоянная Больцмана, T_R, T_L – текущие температуры и μ_R, μ_L – электрохимические потенциалы правого и левого электрода, $T(E) = \mathrm{tr}\left[\Gamma^L G \Gamma^R G^\dagger\right] = \mathrm{tr}\left[\Gamma^R G \Gamma^L G^\dagger\right]$ – функция (спектр) пропускания, Γ^L – матрица уширения, G, $G^\dagger$ - запаздывающая и опережающая функции Грина. Дифференциальная проводимость наноструктуры была получена путем расчета самосогласованного тока при ряде приложенных смещений и выполнения численного дифференцирования.

Плотность состояний (ПС) LiC_6–наноустройства представлена на рис. 2. В ПС LiC_6-наноструктуры около энергии Ферми ($\varepsilon_F \approx 0$) составляет 35–52 эВ$^{-1}$, когда в чистом графене – 20 эВ$^{-1}$, т.е. ПС LiC_6 при $\varepsilon_F \approx 0$ увеличивается в 1,75-2,6 раза относительно графена. Это означает, что в LiC_6–наноустройстве вблизи энергии Ферми увеличивается количество энергетических уровней, что должно приводит к усилению электронного транспорта квазичастиц при малом напряжении смещении.

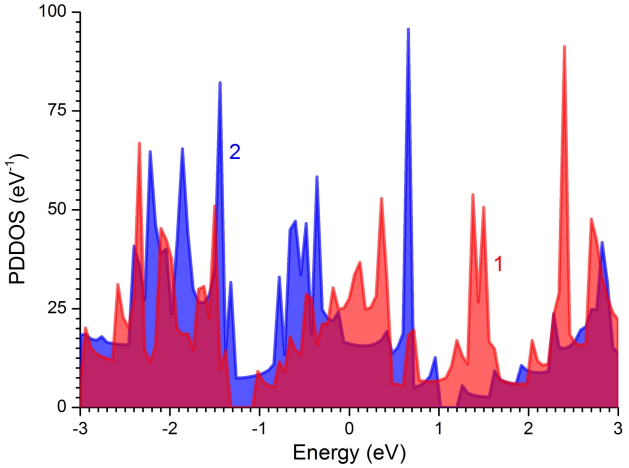
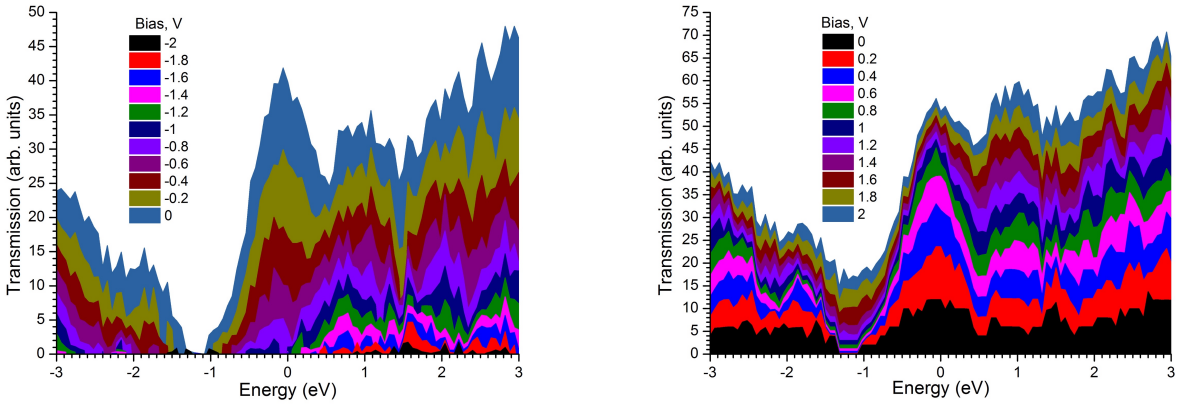


Рис.2 Плотность состояний LiC_6-наноустройства: 1 – LiC_6, 2 – графен (для сравнения)

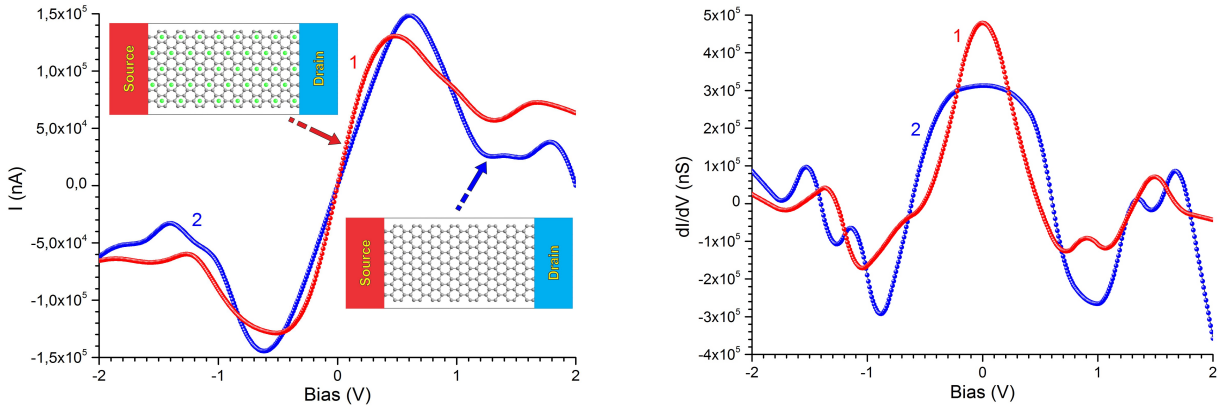
Эволюция функции (спектра) пропускания $T(E)$ LiC_6-наноустройства с увеличением напряжения смещения от -2 В до 2 В с шагом 0,2 В представлена на рис. 3 а, б. С увеличением напряжения смещения увеличивается интенсивность спектра пропускания. При положительной энергии пропускная способность квазичастиц сквозь рассматриваемой наноструктуры выше, чем при отрицательной. В интервале энергии -1,3÷-1,05 эВ вероятность прохождения квазичастиц через наноструктуру мала. Как видно, особенности ПС проявляются и в спектре пропускания рассматриваемой наноструктуры при тех же значениях энергии, так как эти величины прямопропорциональны $T(\varepsilon) = D(\varepsilon - U)2\pi\gamma_1\gamma_2/\gamma$ (здесь U – самосогласованный потенциал, γ – параметр Латинжера) [24].



а) *б)*

Рис.3 Эволюция функции пропускания: а) при отрицательном напряжении смещении (от 0 до -2 В); б) при положительном напряжении смещении (от 0 до 2 В)

Вольтамперная характеристика (ВАХ) и дифференциальная проводимость LiC_6–наноустройства приведены на рис. 4 а, б. В интервале напряжений -0,4÷0,4 В ток в LiC_6–наноустройстве наблюдается стремительное линейное возрастание тока до величины 0,11 мА. Полагаем, что уменьшение сопротивления пленки в указанном интервале напряжении возникает за счет увеличение количества энергетических уровней возле энергии Ферми. Дальнейшее увеличение напряжения смещения от 0,4 до 1,4 В приведет к квазилинейному уменьшению тока из-за рассеяния квазичастиц. Отметим, что значительное уменьшение тока в данном интервале напряжении формирует участок отрицательного дифференциального сопротивления на ВАХ. Эти изменения отражаются на дифференциальной проводимости LiC_6–наноустройства (рис. 4 б). LiC_6–наноустройство демонстрирует 12÷13 баллистических каналов, и обладает максимальной величиной проводимости ~12÷13G_0, где $G = e^2/h$ – квант проводимости.



а) *б)*

Рис.4 Вольтамперные (а) и dI/dV-характеристики (б) LiC_6-наноустройств: 1 – LiC_6, 2 – графен (для сравнения)

Таким образом, в работе с помощью комбинации ТФП + НРГФ были определены основные электротранспортные характеристики Li–интеркалированного графена (ПС, спектр пропускания, ВАХ и дифференциальная проводимость). Выявлено, что в интервале энергии -1,3÷-1,05 эВ транспорт квазичастиц через наноструктуру запрещен. Определены особенности вольтамперной и dI/dV-характеристик: уменьшение сопротивления в интервале малых напряжений -0,4÷0,4 В, приводящее к линейному росту тока, появление участка ОДС в интервале 0,4÷1,4 В из-за рассеяния квазичастиц. Установлено, что электронная проводимость LiC_6 вблизи энергии Ферми выше по сравнению с графеном.

Работа выполнена в рамках проекта Комитета науки Министерства образования и науки Республики Казахстан (грант № AP08052562).

Список публикаций:

[1] Cuevas J. C., Scheer E. // Molecular Electronics: an Introduction to Theory and Experiment. Singapore: World Scientific. 2017. V.15. P. 713.
[2] Dragoman M., Dragoman D. // 2D Nanoelectronics: Physics and Devices of Atomically Thin Materials. Switzerland: Springer International Publishing. 2017. P. 199.
[3] Likharev K. K. // Physica C: Superconductivity and Its Applications. 2012. V. 482. P. 6.
[4] Hinken J. H. // Superconductor Electronics: Fundamentals and Microwave Applications. Berlin. Heidelberg: Springer – Verlag. 1989. P. 158.
[5] Sergeyev D. // Russian Physics Journal. 2012. N.1. V. 55. P. 84.
[6] Kanbur Y., Irimia-Vladu M., Głowacki E. D., Voss G., Baumgartner M., Schwabegger G., et al. // Organic Electronics. 2012. V. 13. P. 919.
[7] Averin D. V., Likharev K. K. // Journal of Low Temperature Physics. 1986. V. 62. P. 345.
[8] Солдатов Е. С., Колесов В. // РЭНСИТ. 2012. № 4. С. 71.
[9] Баранов П. Г., Калашникова А. М., Козуб В. И., Коренев В. Л., Кусраев Ю. Г., Писарев Р. В., Сапега В. Ф., Акимов И. А., Байер М., Щербаков А. В., Яковлев Д. Р. // УФН. 2019. Т. 189. № 8. С. 849.
[10] Novoselov K. S., Geim A. K., Morozov S. V., Jiang D., Zhang Y., Dubonos S. V., Grigorieva I. V., Firsov A. A. // Science. 2004. V. 306. P. 666.
[11] Ратников П. В., Силин А. П. // УФН. 2018. Т. 188. № 12. С. 1249.
[12] Liu N., Bo G., Liu Y., Xu X., Du Y., Dou Sh. // Small. 2019. V. 15. P. 1805147.

[13] Kiraly B., Liu X., Wang L., Zhang Zh., Mannix A. J., Fisher B. L., Yakobson B. I., Hersam M. C., Guisinger N. P. // ACS Nano. 2019. V. 13. P. 3816.
[14] Sahoo S. K., Wei K. H. // Advanced Materials Interfaces. 2019. V. 6. P. 1900752.
[15] Emery N., Herold C., d'Astuto M., Garcia V., Bellin Ch., Mareche J. F., Lagrange P., Loupias G. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 087003.
[16] Guzman D. M., Alyahyaei H. M., Jishi R. A. // 2D Materials. 2014. V. 1. №2. P. 021005.
[17] Gholami R., Moradian R., Moradian S., Pickett W. E. // Scientific Reports. 2018. V. 8. P. 13795.
[18] Nandkishore R., Levitov L., Chubukov A. // Nature Phys. 2012. V. 8. P. 158.
[19] Profeta G., Calandra M., Mauri F. // Nature Physics Journal. 2012. V. 8. P. 131.
[20] Brenner D. W., Shenderova O. A., Harrison J. A., Stuart S. J., Ni B., Sinnott S. B. // J. Phys.: Condens. Matter. 2002. V. 14. N. 4. P. 783.
[21] Atomistix ToolKit. Reference Manual. 2014.
[22] Sergeyev D., Zhanturina N. // Radioengineering. 2019. V. 28. N 4. P. 714.
[23] Sergeyev D. // Journal of Nano- and Electronic Physics. 2018. V. 10, N.3. P. 03018.
[24] Datta S. // Quantum Transport: Atom to Transistor. Cambridge University Press. 2005. P. 404.

Модель одноэлектронного транзистора на основе эндоэдрального фуллерена $(Sc_3N)@C_{80}$.

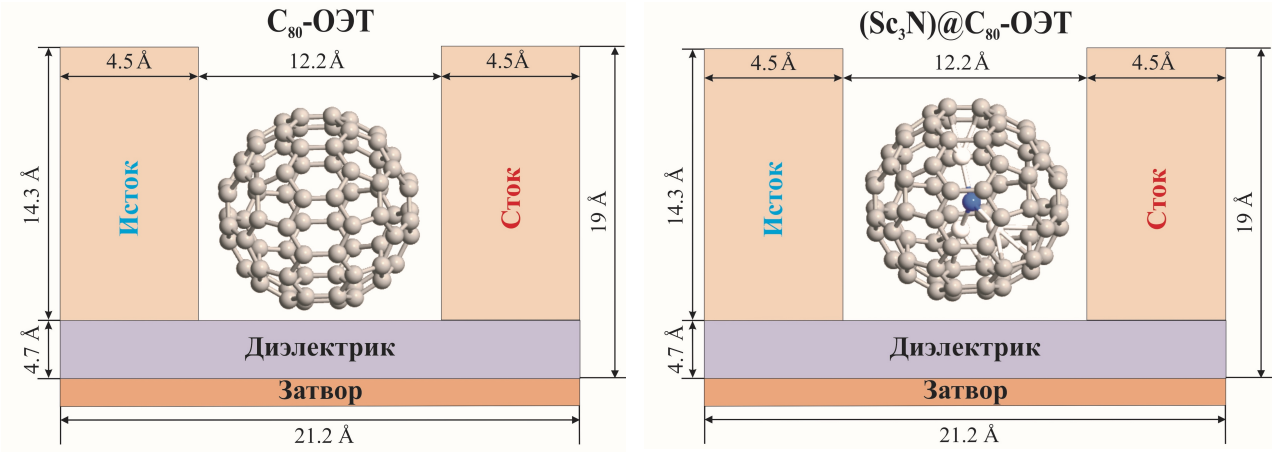
Дуйсенова Айнур Гайсиевна[1]
Сергеев Даулет Максатович[1,2]
[1]*Актюбинский региональный университет им. К.Жубанова*
[2]*Военный институт Сил воздушной обороны им. Т.Я.Бегельдинова*
E-mail: *ainura_duisenova@mail.ru*

Одним из перспективных устройств наноэлектроники является одноэлектронный транзистор (ОЭТ), принцип работы которого основан на явлениях коррелированного туннелирования электронов и кулоновской блокады. ОЭТ состоит из ключевого элемента устройства – остров, который надежно отделен туннельными переходами электродов (сток – исток), а также электрод управления (затвор), влияющий на этот остров исключительно за счет ёмкостной связи. На сегодняшний день уже существует множество экспериментальных работ, где продемонстрированы различные варианты реализации одноэлектронных устройств на основе одиночных молекул или атомов [1,2].

В экспериментальных работах [3,4] показано, что фуллерены являются эффективными наноматериалами для создания ОЭТ из-за устойчивости к изменению заряда. Уникальная конструкция фуллерена заключается в молекулярной полости, которая может вмещать какой-либо атом, группу атомов или даже малые молекулы. В следствии образовываются новые соединения, известные как эндоэдральные фуллерены с необычными электронными свойствами. Одной из наиболее отличительных особенностей эндоэдральных фуллеренов является то, что их можно рассматривать как состоящие из положительно заряженного металлического ядра и отрицательно заряженной углеродной оболочки. В предыдущей работе [5] мы рассматривали ОЭТ на основе эндоэдральных фуллеренов $Me@C_{60}$ (Me = Na, Li, K), где было показано заметное влияние инкапсулированных атомов на энергетические характеристики. В работе [6] был разработан новый метод синтеза в результате которого был получен новый металлофуллерен $(Sc_3N)@C_{80}$. Он имеет более низкую тепловую реактивность, объясняемая разницей в уровне энергии и пространственном распределении высшей занятой молекулярной орбитали (ВЗМО) между двумя эндоэдральными фуллеренами [7]. Металлические нитридные фуллерены являются перспективными материалами-заместителями для создания новых видов электронных приборов.

В данной работе в рамках теории функционала плотности (ТФП) и метода неравновесных гриновских функций (НРГФ) определены значения полной энергии, диаграмма стабильности ОЭТ на основе эндоэдрального фуллерена $(Sc_3N)@C_{80}$ [8,9].

Геометрия исследуемых моделей одноэлектронных транзисторов на основе C_{80} представлена на рис. 1. Электроды стока, истока и затвор сформированы из золота. Ширина электродов составляет 14 Å. Геометрические размеры ОЭТ показаны на рис. 1.



а) *б)*

атом углерода *атом скандия* *атом натрия*

Рис.1 Геометрия ОЭТ: а) C_{80} – ОЭТ, б) $(Sc_3N)@C_{80}$ – ОЭТ.

Оптимизация геометрических структур проводилась в рамках ТФП, в качестве обменно-корреляционного функционала использовалось обобщенное градиентное приближение с применением обменно-корреляционного функционала PBE. Для расчета электротранспортных характеристик применялась ТФП в приближении локальной плотности. В процессе моделирования в качестве электрических зарядов для каждой молекулы были выбраны заряды (Q = -2, -1, 0, 1, 2), а также производился расчет квантово-химических свойств геометрической структуры молекулы, который соответствовал стабильному основному состоянию молекулы при

каждом значении выбранного заряда [10]. Выбор значений зарядов от -2*e* до 2*e* связан с тем, что состояние малых молекул с дополнительными электронами более двух становятся неустойчивыми. Расчеты в данной работе реализованы в программе Atomistix ToolKit Virtual NanoLab [11]. При оптимизации фуллерена C_{80} длина связи между близлежащими атомами углерода C – C составляет 1,41 Å, диаметр фуллерена 8,236 Å. Расстояние от фуллерена до электродов 1,982 Å. В эндоэдральном фуллерене $(Sc_3N)@C_{80}$ длина связи C – C располагается в диапазоне от 1,41 до 1,439 Å, а расстояние между атомами Sc – C и N – Sc составляет 2,306 Å и 2,054 Å, соответственно. При внедрении Sc_3N в полость C_{80} наблюдается небольшое изменение его геометрии. Диаметр фуллерена $(Sc_3N)@C_{80}$ составляет 8,19 Å, а расстояние от эндоэдрального фуллерена до электродов 2, 005 Å.

Зависимость полной энергии молекул фуллерена от зарядового состояния продемонстрирована на рис. 2. По результатам расчетов полной энергии показано, что при отрицательном значении заряда полная энергия выше, чем при положительном. Суммарная энергия фуллерена при нейтральном заряде равна -12607 эВ, а у эндоэдрального фуллерена $(Sc_3N)@C_{80}$ -13614 эВ.

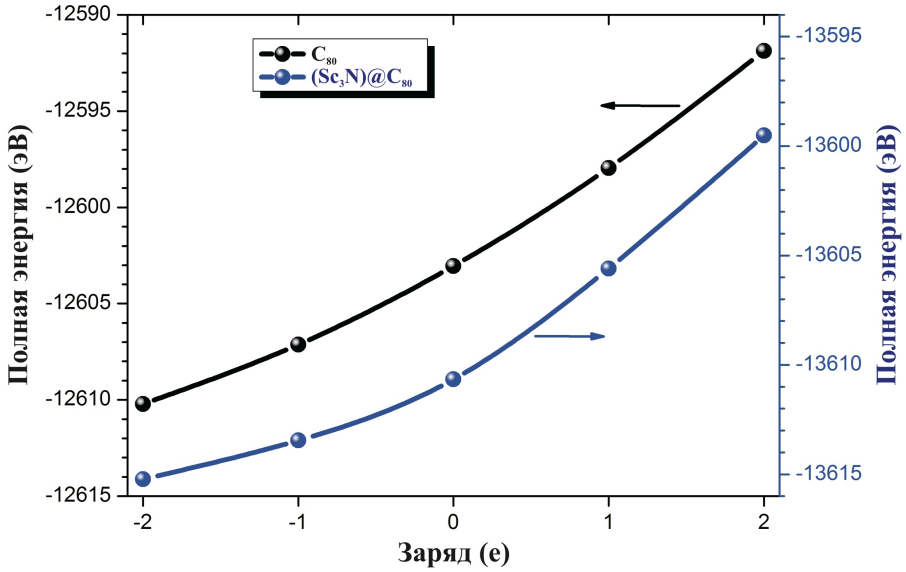
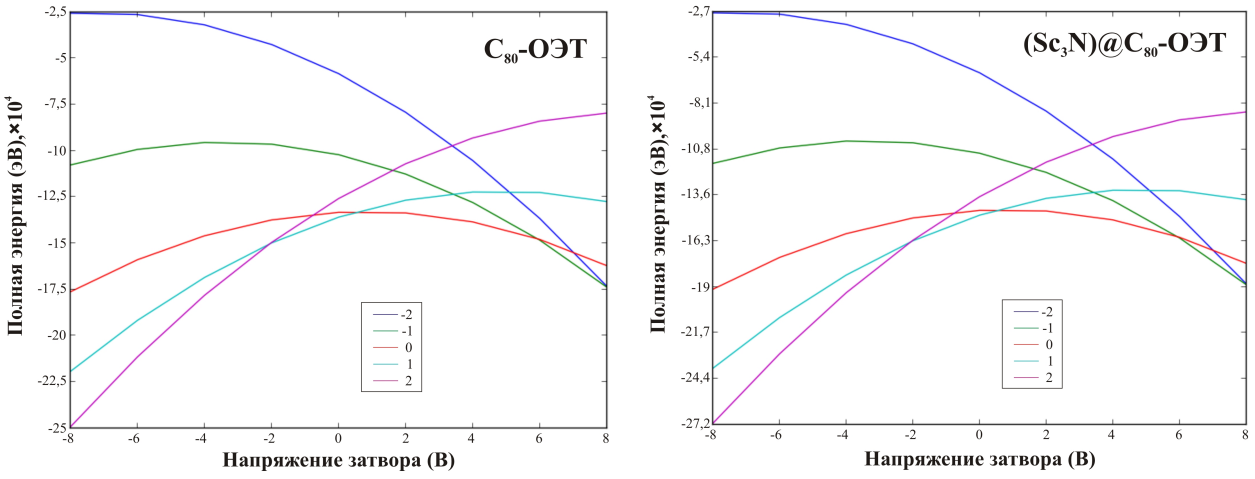


Рис. 2 Зависимость полной энергии молекул C_{80} – ОЭТ и $(Sc_3N)@C_{80}$ – ОЭТ от их полного заряда.

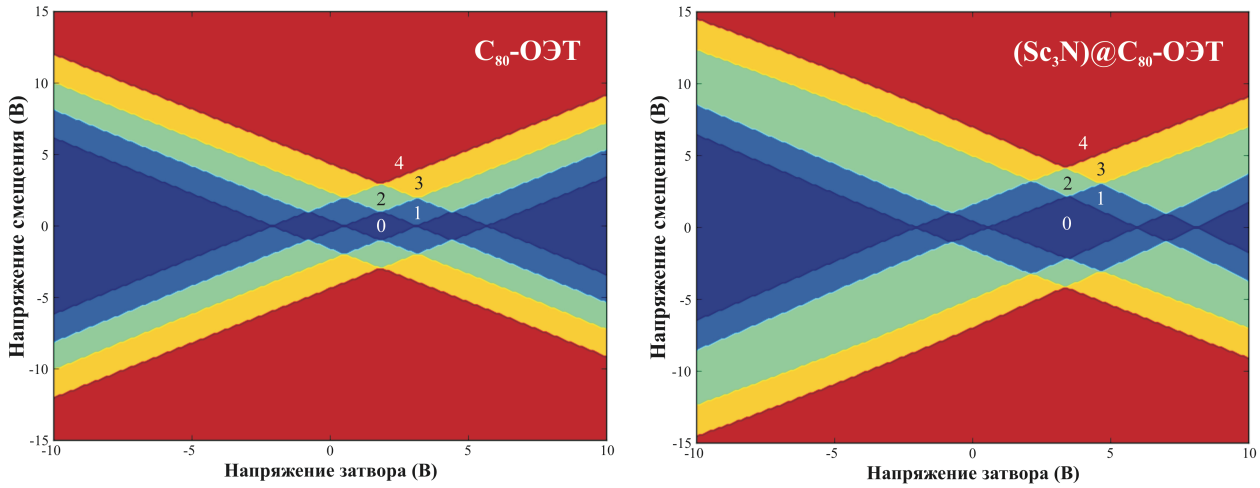
На рис. 3 представлена зависимость полной энергии от напряжения затвора (V_G) для ОЭТ на основе C_{80} и $(Sc_3N)@C_{80}$ для разных состояний заряда. Как видно, при V_G>0 состояние отрицательного заряда (Q = -1, -2) показывают существенное уменьшение полной энергии ОЭТ, делая их стабильными при положительных значениях V_G. При V_G<0 положительное состояние заряда (Q = +1, +2) более стабильны относительно отрицательного состояния, из-за сдвига уровней ВЗМО и низшей свободной молекулярной орбитали (НСМО) с напряжением затвора.



а) б)

Рис. 3 Зависимость полной энергии от напряжения затвора для ОЭТ на основе: а) C_{80}, б) $(Sc_3N)@C_{80}$. (Различные заряженные состояния молекулы показаны разными цветными кривыми: синий (-2), зеленый (-1), красный (0), бирюзовый (+1), фиолетовый (+2)).

Перенос заряда в ОЭТ происходит, когда он преодолевает кулоновскую блокаду, но для его преодоления необходимо подать достаточную энергию заряда, регулируя потенциал затвора и напряжение на электродах. Для заданных значений напряжения затвора и напряжения смещения (V_{SD}) количество уровней молекулярной энергии внутри окна смещения задается цветовыми кодами на рис. 4 (а-б).



а) б)

Рис. 4 Диаграммы устойчивости заряда для ОЭТ на основе C_{80} – (а), $(Sc_3N)@C_{80}$ – (б). (Количество состояний заряда для заданных потенциалов смещения представлены следующими цветами: синий (0), светло-голубой (1), зеленый (2), желтый (3) и красный (4)).

На рис. 4 управляющим электродом затвора можно переводить кулоновский остров из проводящего режима в режим блокады туннельного тока. В интервале напряжения смещения $-0{,}896 \leq V_{SD} \leq 0{,}972$ В путем подбора напряжения затвора в интервале $0{,}524 \leq V_G \leq 3{,}010$ можно перевести C_{80} – ОЭТ в режим блокады. Учитывая, что при отсутствии напряжения на подложке (V_G = 0 В) кулоновская блокада возникает при напряжении смещения равному $-0{,}457 \leq V_{SD} \leq 0{,}533$. Для перехода в режим включения $(Sc_3N)@C_{80}$ – ОЭТ необходимо подать напряжение затвора в интервале от $V_{G\min} = 0{,}019$ В до $V_{G\max} = 5{,}940$ В при установленном напряжении смещения $-2{,}040 \leq V_{SD} \leq 2{,}155$ В. Учитывая, что при значениях напряжения смещения равных $V_{SD\min} = -0{,}381$ В и $V_{SD\max} = 0{,}533$ В отсутствует напряжение на подложке (V_G = 0 В) и электрический ток не проходит.

Площадь кулоновского ромба в фуллерене с нитридом скандия существенно больше, чем в «чистом» фуллерене (см. таблица 1). Изменение площади алмаза кулоновской блокады связана с электронной структурой инкапсулированной молекулы.

Таблица 1 – Основные параметры полученные из центрального кулоновского алмаза по диаграммам устойчивости представленным на рис. 4.

	$V_{SD\min}$	$V_{SD\max}$	ΔV_{SD}	$V_{G\min}$	$V_{G\max}$	ΔV_G	**Diamond area**
C_{80}	-0,896	0,972	1,868	0,524	3,010	2,486	2,321
$(Sc_3N)@C_{80}$	-2,040	2,155	4,195	0,019	5,940	5,959	12,499

Таким образом, в рамках ТФП + НРГФ оптимизированы геометрические структуры фуллеренов C_{80} и $(Sc_3N)@C_{80}$ и на их основе были определены зависимости полной энергии молекул C_{80} – ОЭТ и $(Sc_3N)@C_{80}$ – ОЭТ от их суммарного заряда, зависимость полной энергии от напряжения затвора, а также диаграмма стабильности одноэлектронного транзистора. Это показывает существенное влияние на электронные свойства фуллерена C_{80} инкапсулированной молекулы Sc_3N. Полученные результаты будут полезны при конструировании элементов одноэлектроники.

Список публикаций:

[1] Kubatkin S., Danilov A., Hjort M., Cornil J., Bredas J.-L., Stuhr-Hansen N., Hedegard P. P., Bjornholm T. // Nature. 2003. V. 425. P. 698-701.

[2] Koenraad P. M., Flatte M. E. // Nature materials. 2011. V. 10. N. 2. P. 91-100.
[3] Zhang X., Li W., Feng L., Chen X., Hansen A., Grimme S., Chen N., et al. // Nature Communications. 2018. V. 1. N. 9. P. 2753.
[4] Popov A. A. // Endohedral Fullerenes: Electron Transfer and Spin. Springer International Publishing. 2017. P. 35-62.
[5] Sergeyev D. // J. Nano- Electron. Phys. 2020. V. 12 N. 3. P. 03017.
[6] Stevenson S., Rice G., Glass T., Harich K., Cromer F., Jordan M. R., Craft J., Hadju E., Bible R., Olmstead M. M., Maitra K., Fisher A. J., Balch A. L., Dorn H. C. // Nature 1999. V.401. P. 55-57.
[7] Pykhova A. D., Semivrazhskaya O. O., Samoylova N. A., Rybalchenko A. V., Rosenkranz M., Ioffe I. N., Goryunkov A. A., et al. // Dalton Transactions. 2020. V.49. P. 9137-9147.
[8] Ferre N., Filatov M., Huix-Rotllant M. // Density functional methods for excited states. Springer International Publishing Switzerland. 2016. V. 368. P. 487.
[9] Smidstrup S., Stradi D., Wellendorff J., Khomyakov P. A., Vej-Hansen U. G., Lee M.- E., Ghosh T., Jonsson E., Jonsson H., Stokbro K. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. P. 195309.
[10] Xing-Xing Y., Bairu L., Hao-Sheng L., Fei J., Chuang N., Kai-Qing L., Guan-Wu W., Shangfeng Y. // Research. 2020. V. 21. P. 2059190.
[11] Atomistix ToolKit // Reference Manual. 2014.

Активная система локации на датчиках Холла

Карлова Гелия Фёдоровна,

Авдоченко Борис Иванович, Белозёрова Екатерина Алексеевна

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

E-mail: geliia.f.karlova@tusur.ru, ekaterina.a.belozerova@tusur.ru

Аннотация. В работе исследуется поведение датчиков Холла (ДХ) при приёме в области излучений СВЧ – диапазона. Для оценки возможностей малогабаритных локаторов на ДХ сделан расчёт зависимости выходного напряжения датчиков Холла от интенсивности СВЧ электромагнитной волны. Показано, что при плотности потока мощности (I(t)) = 10 мкВт/см^2 (разрешённой для длительного воздействия на организм человека) напряжение Холла на выходе одиночного ДХ из арсенида галлия составляет U_x ~0,03 мкВ..

Также в работе показано, что суммирование сигналов с учетом их задержек (аналог разностно-дальномерных систем радиолокации) позволяет получить электромагнитное изображение каждой точки пространства в зоне действия антенн с точностью в единицы сантиметров. Приводится описание экспериментальной установки и делаются оценки расстояний до обнаруженных контрастных объектов.

Ключевые слова—датчик Холла, импульсные магнитные поля, генератор формирования импульсов, магнитный локатор, арсенид галлия, антимонид индия

I.Введение. Использование ДХ для приема излучений СВЧ – диапазона является перспективным направлением при создании различных приборов. Как показано в работе [1], одновременное воздействие на ДХ взаимно перпендикулярных электрических и магнитных полей при определенной ориентации может быть использовано для приема СВЧ излучения до частот выше 30 ГГц. В [1] показано также , что верхняя частота работы преобразователей в основном ограничивается временем релаксации носителей заряда τ. Оценка времени релаксации сделана в [2] и составляет для эпитаксиального материала арсенида галлия десятки пикосекунд, что соответствует данным, приведённым в . [3] В связи с этим представляет интерес исследование зависимости выходного напряжения датчиков Холла от интенсивности СВЧ электромагнитной волны для оценки возможностей построения малогабаритных локаторов на ДХ с сантиметровым разрешением.

Проведённые в [4] исследования показали достаточно высокую чувствительность датчиков на основе эффекта Холла, изготовленных из арсенида галлия. Актуально исследование их способности принимать импульсные магнитные поля наносекундного диапазона длительностей и откликаться на электромагнитное поле.

II.Тоpетическая часть. В [1] рассмотрено поведение носителей заряда в датчике в переменном электромагнитном поле. Напряженность поля Холла получена из решение уравнения движения носителей заряда е в изотропном полупроводнике с диэлектрической проницаемостью ε в переменных гармонических полях с частотой ω при плотности тока $j_x = 0$ и в пренебрежении релаксационными явлениями, т.е. $t >> \tau$ имеет вид:

$$E_H = \frac{u}{2} \cdot \frac{\mu_0 \mu E_{0y} H_{0z}}{1+(\omega\tau)^2} \quad (1)$$

где $u = \frac{e\tau}{m}$ – подвижность носителей заряда, μ – относительная магнитная проницаемость среды, μ0 – магнитная постоянная.

Для оценки величины выходного напряжения сигнала с датчика Холла при воздействии импульсного магнитного поля, создаваемого одним витком катушки диаметром d=3 см (радиус r = 1,5 см), l - расстояние от центра катушки до точки, где измеряется магнитное поле, длительность импульса $\tau_и$ =5 нс, ток в импульсе I= 1000 А. Используемая установка, представленная на рис.1, создавала импульсы с крутыми фронтами нарастания и спада [2], что позволяет использовать формулы для стационарных полей. В этом случае индукция магнитного поля на оси кольца радиуса r на расстоянии l в системе СИ равна

$$B = \frac{\mu_0 \cdot I \cdot r^2}{2(r^2+l^2)^{3/2}} \quad (2)$$

где μ0 равна $4\pi \cdot 10 - 7$ Гн/м = $4\pi \cdot 10 - 7$ Ом ·с/м.

Это поле вызывает сигнал на датчике Холла

$$U_H = \gamma \cdot \frac{\mu_0 \cdot I \cdot r^2}{2(r^2+l^2)^{\frac{3}{2}}}, \quad (3)$$

где $\gamma -$ чувствительность датчика к магнитному полю.

Проведена оценка сигналов, которые будут вызывать на датчике Холла поля, создаваемые витком катушки разных диаметров и на разных расстояниях от центра витка. Чувствительность к магнитной индукции датчика Холла, изготовленного из арсенида галлия [4], составляла 1В/Тл. Результаты сведены в таблицу 1, в которой для сравнения материалов приведены.данные для коммерческих образцов *InSb*.

Таблица 1.Зависимость напряжения Холла от расстояния до центра катушки l и радиуса витка r для GaAs и InSb

r,см	*l*, см	*B*, Тл	U_x,мкВ для *GaAs* (*I*=1 мА)	U_x,мкВ для *InSb*	
				I=1мА	I=5 мА
1,5	20	$17{,}592 \cdot 10^{-6}$	17,59	87,95	437,75
1,5	100	$0{,}138 \cdot 10^{-6}$	0,138	0, 690	3,45
5	20	$1{,}96 \cdot 10^{-4}$	196	980	4900
5	100	$1{,}57 \cdot 10^{-6}$	1,57	7,85	39,35

Полученные данные будут далее использованы для оценок расстояний до зондируемых объектов.

Как следует из выражения [1], датчик реагирует на изменения магнитных составляющих электромагнитного поля. Это означает, что он может регистрировать неоднородности при зондировании объектов. Рассмотрим связь интенсивности СВЧ электромагнитной волны с

выходным напряжением ДХ. Среднее значение плотности потока мощности (ППМ) $P_{ср} = \frac{E_{0y} H_{0z}}{2}$, тогда усредненное значение напряженности поля Холла

$$E_{Hср} = \frac{u \cdot \mu_0 \mu \cdot P_{ср}}{1+(\omega\tau)^2}, \quad (4)$$

где f – частота колебаний, равная 10 ГГц.

Подставляя значения для GaAs u= 8000 см^2 /В·с, · Pср=0,1Вт/м^2 (разрешённая для воздействия на организм человека), μ_0 =4π·10^{-7} Ом·с/м, μ=1, f= 10^{10} Гц, τ= 10^{-8} с, получаем, что для кристалла полупроводникового датчика из GaAs напряжение на выходе ДХ U_H ~0,03 мкВ.

Чтобы получить Pср=0,1Вт/м^2, при площади сферы S=4πr^{2}радиусом r=1м=100см, S=4π*100^2=250000см^2.=25*10^4 и круговой диаграмме направленности (ДН) передающей антенны необходима мощность передатчика

$$Pкр = Pср\, S = 10 * 25 * 104 = 250 * 104 мкВт = 2{,}5\ Вт \quad (5)$$

Для применения датчика важно знать его пороговую чувствительность, которая определяется величиной шума ДХ. Исследования [5] доказали, что основной вклад при работе в СВЧ диапазоне частот в широкой полосе частот играет тепловой шум. В случае теплового шума средний квадрат напряжения шума определяется формулой Найквиста [6]:

$$U_ш^2 = 4kTR\Delta f \quad (6)$$

где R – активное сопротивление источника шума, Δf – полоса частот, $k = 1{,}23 \cdot 10 - 23$ – постоянная Больцмана.

Спектральная плотность шума $S_ш$ при сопротивлении ДХ R=100 Ом, и температуре T=300^{0}К составляет =3·10^{-16} В^2 / Гц. При такой плотности шума приемник должен быть достаточно узкополосным, и при отношении сигнал/шум, равном 1, иметь полосу пропускания $\Delta f \leq U^2_н/S_ш$=(0,03·10^{-6})^2/3·10^{-16}=3Гц.

III.Экспериментальная часть. На рис.1представлена схема измерения реакции датчика Холла на электромагнитный импульс. Формирователь импульсного магнитного поля описан в [2]. С помощью генератора для формирования импульсного магнитного поля получены импульсы длительностью 10 нс и временем нарастания импульса менее 1 нс. Одной из основных характеристик датчика Холла является пороговая чувствительность. Для повышения пороговой чувствительности датчика Холла выходной сигнал усиливался с помощью быстродействующего усилителя AD8000 с верхней частотой 1 ГГц.

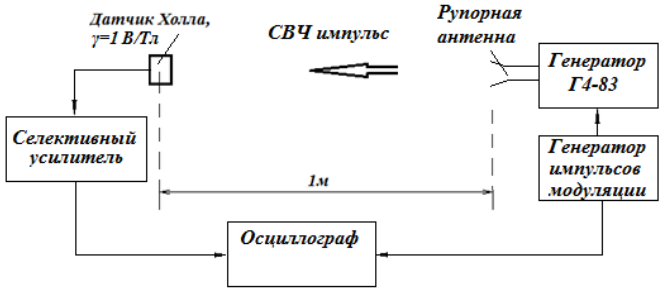


Рис.1 Схема измерения реакции датчика Холла на электромагнитный импульс

В эксперименте использовались планарные арсенидогаллиевые высокочувствительные датчики магнитного поля, разработанные в ОАО «НИИПП» и датчики, изготовленные из антимонида индия. Так как напряжение Холла обратно пропорционально толщине, то основным условием реализации высокочувствительных ДХ является изготовление эпитаксиальных плёнок с малой толщиной.

Датчики, разработанные в НИИПП, изготавливались из слоёв арсенида галлия, сформированных на полуизолирующей подложке методами газофазной эпитаксии. Эпитаксиальные газофазные структуры состояли из 4-х слоёв: n+-n-nбi-ni –(n+ -контактный слой, n-активный слой, nбi - -буферный высокоомный слой и ni - полуизолирующая подложка). Технология изготовления активного элемента включала в себя процессы фотолитографии, напыления, химического травления и осаждения, создания омических контактов, а также термокомпрессию выводов и разварку их на корпус. Слои, легированные серой, выращены методом хлоридной газофазной эпитаксии. Концентрация носителей заряда в n -слое толщиной 1 мкм составляла (1,5·-2)1016 см -3 .Толщина контактного n+- слоя составляла 0,25 мкм, концентрация n+ = 1·1018 см -3 . Подложка ni изготовлена из слитка марки АГЧП 9, толщина буферного слоя (nб -) составляла 1-5 мкм. Вольт-амперные характеристика (ВАХ) ДХ, изготовленных на основе эпитаксиальных структур GaAs, линейны лишь до некоторого значения Uп . При U > Uп ВАХ выходят, как правило, на насыщение. Причём, участок насыщения наступает тем раньше, чем меньше величина (n·d). Это можно объяснить влиянием эффекта обратного управления по подложке. Рабочим участком является линейная область ВАХ. Датчики из InSb были также изготовлены на эпитаксиальныом материале.

Измерения проводились на частоте 10ГГц, подаваемой на рупорную антенну. Модуляция проводилась внешними прямоугольными импульсами со скважностью 2 и частотой 20кГц с генератора на ТТЛ-логике. Эти же импульсы подавались на вход синхронизации осциллографа. В качестве селективного использовался малошумящий операционный усилитель на основе моста Вина с коэффициентом усиления 60дБ с частотой резонанса 20кГц и полосой пропускания 30Гц. Расчетный уровень шума ОУ не превышал 6нВ. Последовательность импульсов с выхода усилителя подавалась на вход измерительного осциллографа.

Порог обнаружения СВЧ импульсов определялся визуально, по выделению из шумов. Для измерения уровня СВЧ излучения использовался внутренний калиброванный аттенюатор генератора Г4-83. Вид наблюдаемого сигнала с уровнем 20мкВ показан на рис. 2. Напряжение, подаваемое на вход усилителя с ДХ, составляет 20нВ, при наблюдаемом отношенииС/Ш=2 обнаруженное напряжение на ДХ составляет 10нВ. Полученное значение хорошо соответствует результатам расчета с учетом расширения полосы пропускания до 30Гц.

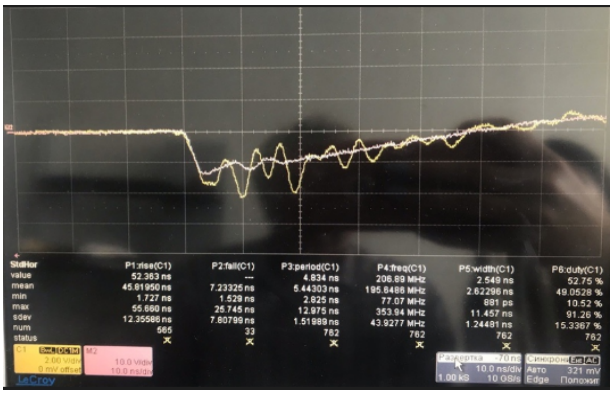


Рис 2. Вид наблюдаемого сигнала

IV. Система активного позиционирования на датчиках Холла Рассмотрим возможность обнаружения металлического шара с отражающей поверхностью в 10см^2. При расстоянии от передатчика 1м на него попадет мощность в 10 раз больше больше, чем при ППМ в 10мкВт/см2, т.е 150/25000=0,006 от мощности передатчика. При мощности СВЧ передатчика 1Вт это составит 6мВт (-26дБм).

Соответственно, при расстоянии от приемника до ДХ в 1м (т.е в зоне передатчика) при круговом отражении от мишени получим ППМ от отражения от мишени еще в 6/25*10^4=0,024мкВт/см^2, соответственно на ДХ получим напряжение *U*вых2=0,07нВ.

Для того чтобы обнаружить такой сигнал,необходимо снизить уровень шума приемника путем уменьшения полосы пропускания приемника: $\Delta f \le U^2_{вых2}/S_{\omega}=(0{,}07\cdot10^{-9})^2/3\cdot10^{-16}=0{,}15$Гц. Этого можно добиться при синхронном приеме.

Излучается мощный узконаправленный электромагнитный видеоимпульс со спектром 0,1÷10ГГц. Отраженный от электромагнитных неоднородностей (не только ферромагнитных и металлов, но и от диэлектрических!) сигнал поступает на пространственно разнесенные ДХ(рис.3).

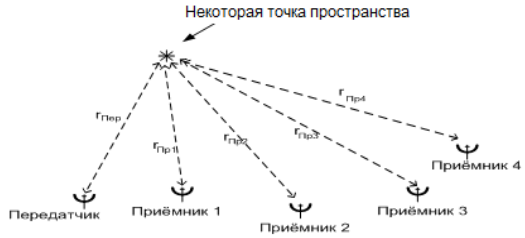


Рис. 3. Упрощенная схема измерения: Время задержки определяется расстоянием до анализируемой точки R_1, R_2, R_3, R_4

Суммирование сигналов с пикосекундных длительностей с учетом их задержек (аналог разностно-дальномерных систем радиолокации) позволяет получить электромагнитное изображение каждой точки пространства в зоне действия антенн (рис.4).

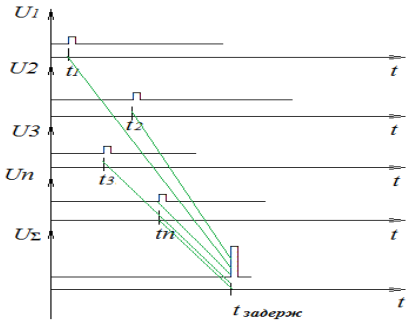


Рис. 4. Получение изображения контрастной точки пространства

V. Заключение

1. В работе описана экспериментальная установка для измерения выходного напряжения датчиков магнитного поля из GaAs в импульсном СВЧ поле, и приведены результаты их измерений.
2. Приведены расчёты выходного напряжения ДХ, помещённых в электромагнитное поле при величинах, максимально разрешённых для воздействия на организм человека.
3. Для увеличения пороговой чувствительности ДХ, зависящей от величины шумов, применен селективный усилитель по схеме Вина.
4. Показана возможность построения магнитных локаторов на основе эффекта Холла, приведена оценка расстояний и площадей обнаруживаемых объектов, что может быть использовано для медицинских целей.

Список публикаций:

[1] *В.А Антропов, Л.Х. Антропова.»Применение гальваномагнитных явлений в полупроводниках для создания приборов и устройств СВЧ – диапазона», 2011. С .80-83.*

[2] *Карлова Г.Ф., Авдоченко Б.И.,Дедкова О.А., Шандриков М.В., Юрченко В.И.“Исследование возможности создания датчика слабых магнитных полей” Известия вузов.Физика.,т.58, № 8/2. С. 129-131.*

[3] *П.П. Трохимчук.Успехи прикладной физики,т.3,№4,2015,С.325-341*

[4] *Карлова Г.Ф., Авдоченко Б.И.. Белозёрова Е.Исследование преобразователей Холла при приёме сверхширокополосных сигналов. Сборник трудов конференции «Актуальные проблемы радиофизики» (АПР 2019), с.244-249*

[5] *Г.Ф. Карлова, А.В. Градобоев. Шумовые и радиационные свойства датчиков магнитного поля на основе GaAs. Труды 9-й конференции «Арсенид галлия и полупроводниковые соединения группы III-V». Томск, 2006, С. 22-26.*

[6] *А.В. Ван дер Зил.Шум.-1973,М.:Сов.Радио. С. 227.*

Влияние постростовых технологических обработок на диэлектрические параметры кристаллов ZnGeP2 в терагерцовом диапазоне частот

Воеводин Владимир Иванович
Саркисов Сергей Юрьевич
Томский государственный университет
E-mail: VoevodinVova2013@yandex.ru

Сложные тройные соединения $A^2B^4C_2^5$ со структурой халькопирита исследуются на протяжение последних 50 лет. В работе [1] рассматриваются перспективы применения данных материалов в нелинейной оптике. Одноосные кристаллы $ZnGeP_2$ выделяются высокими значениями нелинейной восприимчивости $d_{14} \approx d_{36} = 75$ пм/В, теплопроводностью 0,35 Вт/(см·К), механической прочностью (плотность материала составляет 4,158 г/см3) и высокой прозрачностью как в ИК ((0,74-12) мкм), так и в терагерцовом диапазоне частот [2]. Помимо этого, нелинейно-оптические элементы на основе $ZnGeP_2$ обладают высокой лучевой прочностью и положительным двулучепреломлением ($\Delta n = 0.04$) в ИК диапазоне [3, 4]. И хотя развитие технологии синтеза и кристаллизации методами направленной кристаллизации [3-5] позволяет получать крупномасштабные слитки без трещин, область максимальной прозрачности, в которой коэффициент поглощения α не превосходит 0.05 $см^{-1}$, в ИК диапазоне оказывается несколько уже: (3-8) мкм. Сужение диапазона прозрачности тройного соединения Zn-Ge-P, в первую очередь, обуславливается так называемым «аномальным» поглощением, которое приписывается собственным точечным дефектам соединения [6]. В качестве доминирующей точечной неоднородности могут выступать однократно ионизованные вакансии цинка [3, 4, 7]. Для снижения уровня поглощения применяются следующие постростовые технологические операции: длительный высокотемпературный отжиг и облучение высокоэнергетическими электронами. В результате термообработки уровень поглощения может быть снижен до 0,15 $см^{-1}$, а в лучших образцах достигать 0,06 $см^{-1}$ на длине волны 2 мкм [8]. При облучении высокоэнергетическими электронами образуются радиационные дефекты, вызывающие смещение и закрепление уровня Ферми вблизи уровня локальной электронейтральности. Как следствие, происходит перезарядка акцепторных уровней, а их оптическая активность снижается [7]. Так облучение высокоэнергетическими электронами 3,8-4,1 МэВ с дозами $1,4\text{-}2,5 \cdot 10^{17}$ $см^{-2}$ приводит к снижению коэффициента поглощения до 0,02 $см^{-1}$ [3].

Основное прикладное значение кристаллы $ZnGeP_2$ имеют при генерации гармоник CO- и CO_2- лазеров, в параметрических генераторах света с длинами волн накачки 2,05-2,94 мкм и диапазоном частотной перестройки на выходе 30-100 ТГц. Также кристаллы $ZnGeP_2$ могут применяться для генерации терагерцового (ТГц) излучения [9]. Для решения поставленных задач требуются нелинейно-оптические элементы большой апертуры на основе $ZnGeP_2$, обладающие низким уровнем поглощения в ИК-диапазоне (2-10) мкм, а также в терагерцовом диапазоне частот, имеющие высокий порог оптического пробоя. Отсутствие для кристаллов $ZnGeP_2$ надежных уравнений Селлмейера в терагерцовом диапазоне, в отличие от ИК диапазона [10], а также некоторое противоречие, существующее в научной литературе относительно смены знака двулучепреломления в кристалле тройного соединения [11-13] требуют детального исследования диэлектрических и оптических свойств данного полупроводникового соединения при переходе из ИК в ТГц область спектра. В рамках настоящей работы представлено исследование влияния различных температурно-временных экспозиций на величины оптического пропускания и показателей преломления монокристаллических соединений $ZnGeP_2$ в ТГц области методами импульсной терагерцовой спектроскопии во временной области.

Получение исследуемых кристаллов $ZnGeP_2$ осуществлялось методом Бриджмена в вертикальном варианте согласно методике, изложенной в [5, 11]. Исследуемые постростовые температурно-временные экспозиции (575-700 °C, 300-400 часов) были выбраны из тех соображений, что температура «замораживания» дислокаций составляет 2/3 от температуры плавления кристалла (685 °C).

Схема экспериментальной установки, а также методика исследования представлены в работе [14]. Возбуждение ТГц импульсов путем оптического выпрямления осуществлялось в кристалле GaSe d=790 мкм по типу eee-взаимодействия. Возбуждающими импульсами служили импульсы лазера Mai Tai SP (Spectra Physics, США) длительностью ≈100 фс на центральной длине волны 780 нм [15, 16]. Электрооптическим кристаллом-детектором выступал ZnTe d=1100 мкм.

На Рис. 1 представлены измеренные спектры коэффициентов поглощения и показателей преломления в диапазоне (0,25 – 2,5) ТГц. Видно, что в области (0,5 – 2,5) ТГц в результате постростовой термообработки наблюдается снижение величины коэффициента поглощения (Рис. 1, а). Стоит отметить, что значения коэффициентов поглощения образцов $ZnGeP_2$ после отжига в несколько раз превышают данные, полученные методом ЛОВ-спектроскопии [11]. Как видно из Рис. 1, б, в результате длительного высокотемпературного отжига наблюдается также снижение показателей преломления.

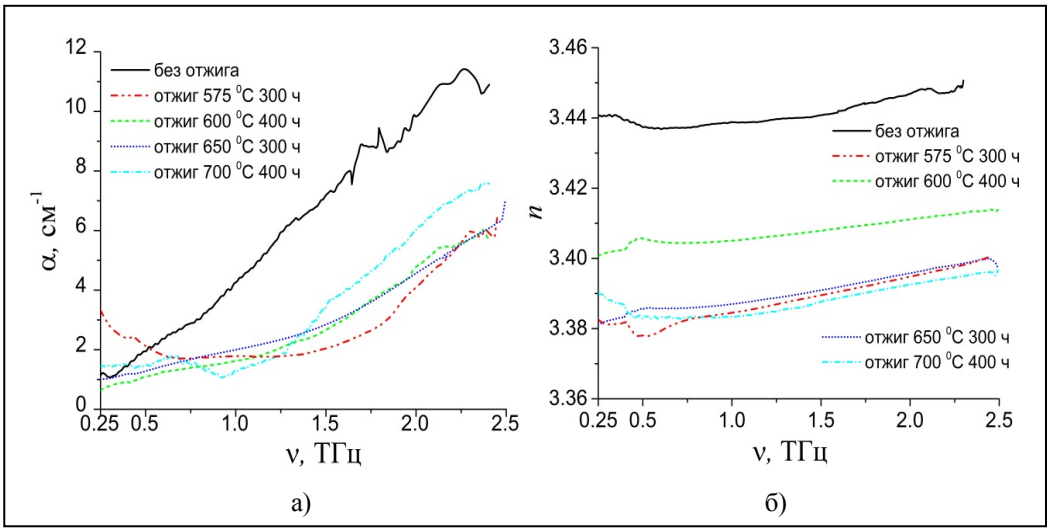


Рис.1 Дисперсия коэффициентов поглощения (а) и показателей преломления (б) для обыкновенной волны в кристаллах $ZnGeP_2$, отожженных при различных температурно-временных условиях (указаны на рисунке)

Для оценки знака двулучепреломления в терагерцовом диапазоне частот были исследованы кристаллы $ZnGeP_2$ с ориентацией оптических апертур (100) (Рис. 2). Образец устанавливался перпендикулярно падающему лучу. При повороте исследуемого образца на 90º оптические оси кристаллов оказывались либо параллельны, либо перпендикулярны направлению поляризации ТГц волны. Из Рис. 2, б видно, что величины показателя преломления для обыкновенной волны оказываются выше значений показателя преломления необыкновенной волны на 0,01-0,03. Определённые в работе [12] дисперсионные зависимости действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости $ZnGeP_2$, ε'(ν) и ε''(ν), были преобразованы в соответствии с формулами (1-3) и представлены в виде модельных кривых

$$n(\nu)=\left[\frac{1}{2}\left[\sqrt{(\varepsilon'(\nu))^2+(\varepsilon''(\nu))^2}+\varepsilon'(\nu)\right]\right]^{0.5}, \quad (1)$$

$$k(\nu)=\left[\frac{1}{2}\left[\sqrt{(\varepsilon'(\nu))^2+(\varepsilon''(\nu))^2}-\varepsilon'(\nu)\right]\right]^{0.5}, \quad (2)$$

$$\alpha(\nu)=\frac{4\pi\nu k(\nu)}{c}. \quad (3)$$

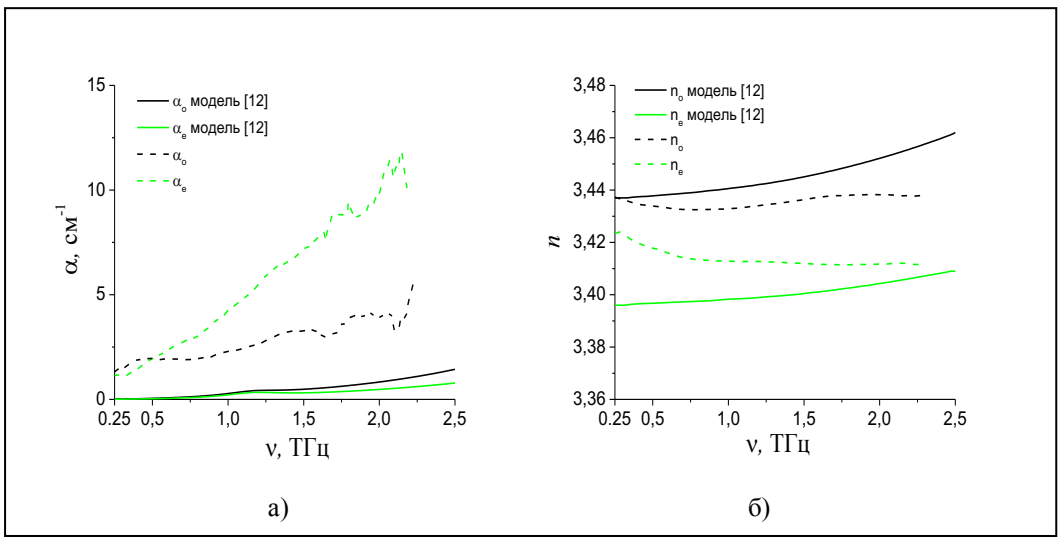


Рис.2 Экспериментальные и модельные зависимости коэффициентов поглощения (а) и показателей преломления (б) от частоты в диапазоне 0,25-2,5 ТГц для обыкновенной и необыкновенной волн в кристаллах $ZnGeP_2$

Определенные на основании данных работы [12] величины показателей преломления и коэффициента поглощения несколько отличаются по величине от значений, полученных в рамках настоящей работы. Это можно связать с различными методиками измерения представленных дисперсионных зависимостей. Авторами работы [13] была оценена вероятность неточного совпадения показателей преломления и коэффициентов поглощения. Так отличие показателей преломления Δn_1 для кристаллов, выращенных методом Бриджмена в вертикальном и горизонтальном вариантах, составляет ~ 0,005, погрешность измерения образцов на Фурье ИК-спектрометре Δn_2 = 0,02. В работе [13] для кристаллов $ZnGeP_2$, выращенных методом Бриджмена в вертикальном варианте, на частоте 1,5 ТГц были получены значения показателей преломления 3,391 для поляризации, соответствующей обыкновенной волне, и 3,425 для необыкновенной волны. На основании данных, представленных на Рис.2 и в работе [13] можно заключить следующее: неточность определения показателя преломления $ZnGeP_2$ в зависимости от технологии получения составляет Δn = 0,04; для кристаллов, прошедших постростовую термообработку величина неточности Δn может возрастать до 0,06 (см. Рис 1, б). Рост коэффициента поглощения от величины 0,2 $см^{-1}$ на частоте 0,3 ТГц и его возрастание до (8-9) $см^{-1}$ на частоте 2,2 ТГц качественно согласуется с результатами, полученными в рамках настоящей работы. Таким образом, при расчете углов синхронизма $ZnGeP_2$ для его применения в преобразователях частоты лазерного излучения необходимо учитывать поправку Δn = 0,06.

В настоящей работе был подтвержден эффект «трансформации» оптически положительного кристалла $ZnGeP_2$ в отрицательный при переходе из ИК в терагерцовую область спектра. Помимо этого, обнаружено, что в результате длительной высокотемпературной постростовой термообработки (575-700 °С, 300-400 часов) в частотном диапазоне 0,25 – 2,5 ТГц наблюдается снижение как коэффициентов поглощения, так и показателей преломления.

Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России, проект № 0721-2020-0038.

Список публикаций:

[1] Под ред. Горюновой Н.А. и др. // Полупроводники $A^2B^4C_2^5$. 1974. 376 С.
[2] Jia N., Wang S.-P., Tao X.-T. // Acta Physica Sinica. 2018.V. 67 № 24. P. 244203 (12 pp).
[3] Lei Z., Zhu C., Xu C. et al.// J. Cryst. Growth. 2014. V. 389. P. 23-29.
[4] Zawilski K.T., Schuneman P.G., Setzler S.D., Pollak T.M. // J. Cryst. Growth. 2008. V. 310. P. 1891-1896.
[5] Verozubova G.A., Gribenyukov A.I., Korotkova V.V., Ruzaikin M.P. // Mat. Sci. Eng. B. 1997. V. 48. P. 191-197.
[6] Jiang X., Miao M., Lambrecht W.R.L. // Material Research Society. 2004. V. 799. P. Z5.3 (6 pp).
[7] Brudnyi V. N., Budnitskii D. L., Krivov M. A.et al. // Phys. Status. Solidi. 1978. V. 50. P. 379-384.
[8] Wang Z., Mao M., Wu H., Ni Y., Huang C., Cheng X. // J. Cryst. Growth. 2012. V. 359. P. 11-14.
[9] Ding Y.J., Shi. W. // Laser Phys. 2006. V. 16. P. 562-570.
[10] Zelmon D.E., Hanning E.A., Schunemann P.G. // J. Opt. Soc. Am. 2001. V. 18. № 5(11). P. 1307-1310.
[11] Gribenyukov A.I., Voevodin V.I. // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1115. P. 052030 (5 pp).
[12] Чучупал С.В., Командин Г.А., Жукова Е.С. и др.// ФТТ. 2014. V. 56. P. 1338-1344.
[13] Zhong K., Liu C., Wang M. et al. // Opt. Mat. Express. 2017. V. 7. P. 3571-3579.
[14] Redkin R.A., Kobtsev D.A., Bereznaya S.A. et al. // Mater. Res. Express. 2019. V. 6. P. 126201 (7 pp).
[15] Bereznaya S.A., Korotchenko Z.V., Redkin R.A. et al. // J. Opt. 2017. V. 19. P. 115503 (7 pp).
[16] Nazarov M.M., Sarkisov S.Yu., Shkurinov A.P., Tolbanov O.O. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. P. 081105 (3 pp).

Исследование электрических свойств пленок Ga_2O_3 и Cr_2O_3 со структурой корунда и гетероструктуры на их основе

Алмаев Дмитрий Александрович
Кушнарев Богдан Олегович, Алмаев Алексей Викторович
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail:almaev001@mail.ru

Оксид галлия является бинарным полупроводниковым соединением, которое может кристаллизоваться в пяти политипах: α, β, γ, δ и ε [1]. Ширина запрещенной зоны Ga_2O_3 зависит от полиморфной фазы и изменяется в пределах от 4.5 до 5.3 эВ [2]. Полиморфизм влияет на многие другие свойства материала В силу фундаментальных свойств Ga_2O_3, достичь дырочный тип проводимости в этом материале и создать анизотипные гомопереходы не удалось, что ограничивает разработку перспективных приборов силовой электроники. Интерес представляет исследование анизотипных гетеропереходов на основе Ga_2O_3. Использовать β-Ga_2O_3 для этой цели не представляется возможным по причине отсутствия полупроводниковых соединений, обладающих p-типом проводимости и имеющих моноклинную структуру, этого нельзя сказать об α-Ga_2O_3 со структурой корунда. Кроме этого, существует множество материалов со схожими параметрами кристаллической решетки: α-Ir_2O_3, α-Fe_2O_3 и α-Cr_2O_3. Самым оптимальным по соотношению параметров кристаллической решетки и доступности считается α-Cr_2O_3, который представляет металлооксидный полупроводник *p*-типа проводимости, с шириной запрещенной зоны E_g = 2.9 – 3.3 эВ [3]. Данная работа посвящена исследованию электропроводящих свойств оксидов галлия и хрома со структурой корунда и гетероструктуры на основе этой пары полупроводников.

Пленки α-Ga_2O_3 были выращены ООО «Совершенные кристаллы» методом хлорид парофазной эпитаксии (HVPE), используя хлорид галлия и кислород в качестве прекурсоров. Рост проходил на планарных сапфировых подложках с ориентацией (0001) и толщиной 330 – 440 мкм. В процессе синтеза образец был легирован оловом, для этого в поток газовой смеси был добавлен хлорид олова. Время и температура роста пленок составляли 40 минут и 500°C соответственно. Толщина пленок α-Ga_2O_3:Sn составляла 2 мкм. Концентрация легирующей примеси $N_d \approx 1.7\times10^{18}$ см$^{-3}$.

Тонкие пленки Cr_2O_3 были получены методом ВЧ магнетронного распыления мишени хрома (99.97%) в кислородно-аргоновой плазме. В качестве подожки использовали сапфировую пластину, аналогичную описанной выше. При напылении пленок, температура подложки поддерживалась на уровне комнатной. Рабочее давление и мощность установки составляли $7\cdot10^{-3}$ мбар и 70 В, соответственно. Расстояние между подложкой и мишенью – 70 мм. После напыления, пленку подвергали отжигу в атмосфере воздуха при температуре 673 К в течение 3 часов. Толщина пленки Cr_2O_3 составляла 120 – 150 нм.

Для измерения электропроводящих свойств на поверхности пленок α-Ga_2O_3:Sn и α-Cr_2O_3 формировались контакты Ti/Au, расстояние между которыми составляет 1 мм. Известно, что такой тип контакта для α-Ga_2O_3 является омическим [4]. Из литературных данных [5] известно, что α-Cr_2O_3 обладает собственной дырочной проводимостью, обусловленной вакансиями металла. Поэтому, согласно зонной теории полупроводников ожидалось, что Ti/Au будут формировать омический контакт к α-Cr_2O_3.

Гетероструктура была сформирована следующим образом: на половину сапфировой пластинки с предварительно выращенным α-Ga_2O_3:Sn напыляли при помощи магнетрона слой α-Cr_2O_3 толщиной 450 – 550 нм, затем совмещали полученную структуру с точечным шаблоном – маской для нанесения контактов Ti/Au, расстояние между контактами 1.8 мм. Схема созданной гетероструктуры показана на рисунке 1.

Измерение вольт-амперных характеристик (ВАХ) структур для различных температур осуществлялось при помощи источника – измерителя Keithley 2636A и микрозондовой установки Nextron. Процесс измерений был автоматизирован при помощи программы, разработанной в среде Lab View. Точность задаваемой температуры составляла ±0.1°C. Измерения проводились в темновых условиях. Схема измерительной установки показана на рисунке 2.

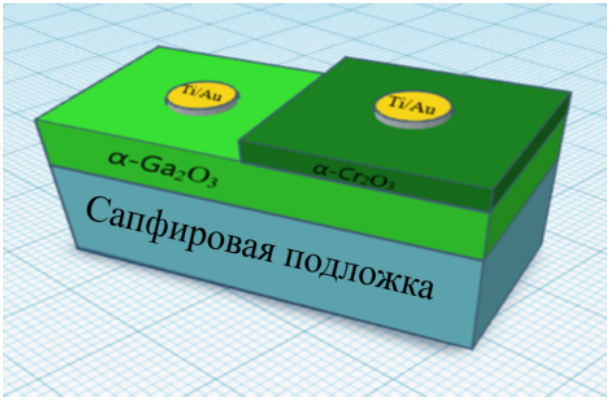


Рис.1 Схематическое изображение гетероструктуры

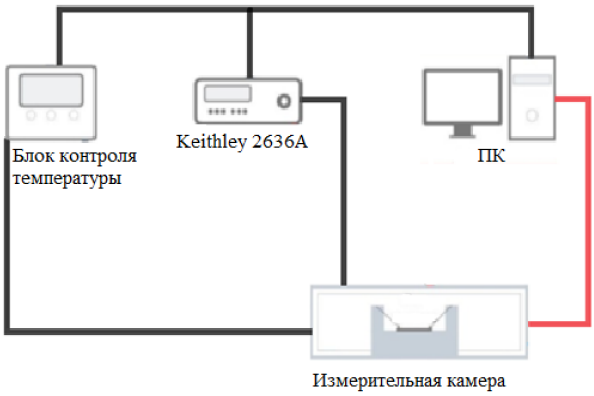


Рис.2 Схема измерительной установки для исследования ВАХ образцов

Во избежание трансформации α-Ga_2O_3 в β-Ga_2O_3, измерения ВАХ образцов проводились в интервале напряжения U от 0 до 100 В, в диапазоне температур T от комнатной до 300°С, а для α-Cr_2O_3 Ti/Au при T = 50÷450°С. Угол наклона ВАХ в двойных логарифмических координатах соответствует 1 в области T от 25 до 200°С для α-Ga_2O_3:Sn, а для α-Cr_2O_3 для всех исследуемых температур. ВАХ пленок α-Ga_2O_3:Sn и α-Cr_2O_3 с контактами Ti/Au в двойных логарифмических координатах показаны на рисунке 3, где I – ток.

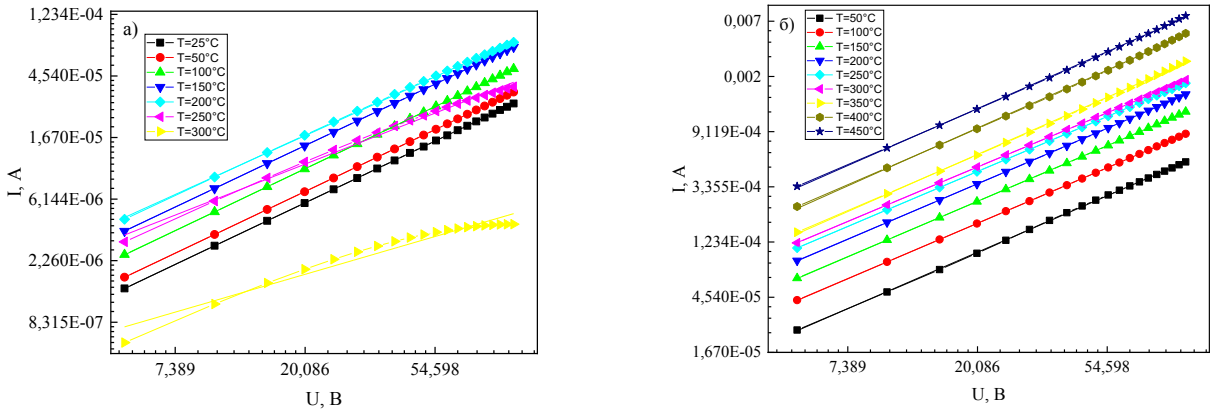


Рис.3 ВАХ α-Ga_2O_3:Sn (а) и α-Cr_2O_3 (б) с контактами Ti/Au в двойных логарифмических координатах

Так как контакты являются омическими, то при анализе температурных зависимостей дифференциальной проводимости можно оценить энергию активации акцепторных ΔE_a и донорных ΔE_d уровней. Температурная зависимость проводимости легированного полупроводника описывается следующей формулой:

$$G = G_0 exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad (1)$$

где G – дифференциальная проводимость, $\frac{dI}{dU}$; G_0 – предэкспоненциальных множитель; k – постоянная Больцмана в эВ/К.

На рисунке 4 представлена зависимость ln(G) от $10^3/T$. По линейным участкам кривых были определены значения ΔE_a и ΔE_d для α-Ga_2O_3:Sn и α-Cr_2O_3.

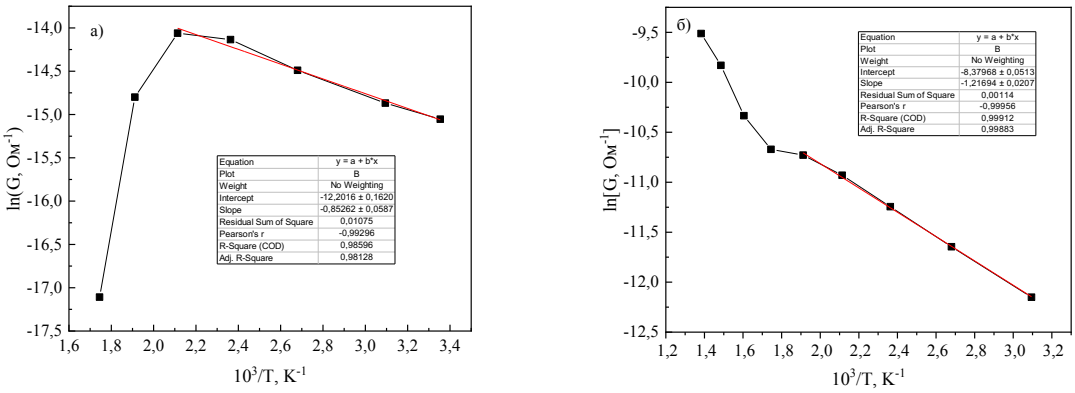


Рис.4 Зависимость ln(G) от $10^3/T$ для α-Ga_2O_3:Sn (а) и α-Cr_2O_3 (б)

Полученные значения энергий активации составили 0.15±0.01 эВ для оксида галлия и 0.209±0.004 эВ для оксида хрома. Эти значения можно связать с донорной примесью олова в α-Ga_2O_3 и собственными дефектами в α-Cr_2O_3.

ВАХ гетероструктуры α-Ga_2O_3:Sn/α-Cr_2O_3 (рис. 5) в диапазоне *U* от 0 до 200 В и в интервале *T* от 25 до 300°С имеют симметричный вид и с ростом напряжения изменяются по степенному закону.

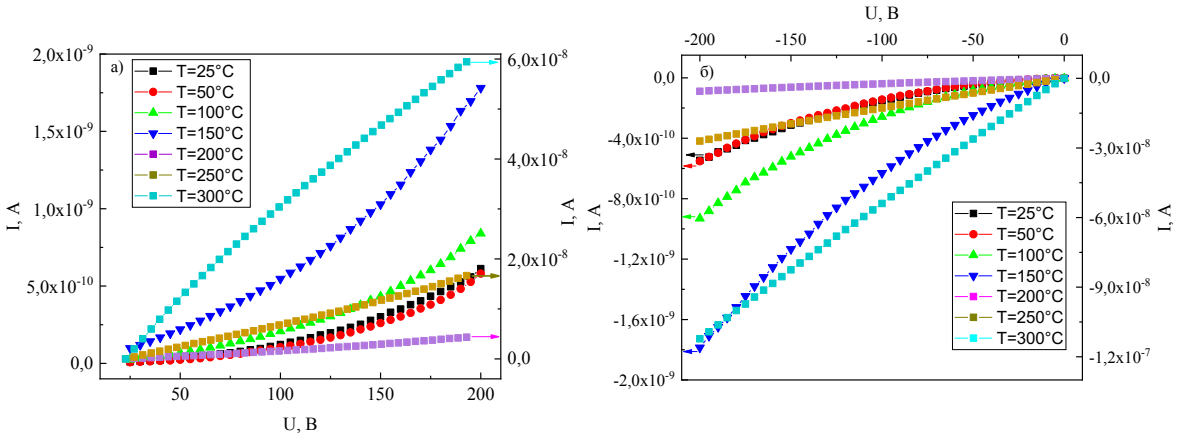


Рис.5 Прямые (а) и обратные (б) ВАХ гетероструктуры

ВАХ в диапазоне *T* от 25 до 450°С для α-Cr_2O_3 имеют линейную зависимость. Для пленки α-Ga_2O_3:Sn при *T* выше 200°С наблюдается отклонение от линейности и рост сопротивления. Такое поведение характерно для пленок SnO_2. Можно предположить, что присутствующее в пленке олово выделяется в виде кристаллитов и образует гетеропереход с зернами α-Ga_2O_3, что оказывает влияние на механизм проводимости.

Из анализа зависимости проводимости от температуры рассчитали энергию активации. Значения энергии активации для пленок α-Ga_2O_3:Sn и α-Cr_2O_3 составляют 0.15±0.01 эВ и 0.209±0.004 эВ соответственно. Также были рассмотрены ВАХ гетроструктуры полученной на основе корундообразных *n*-Ga_2O_3/*p*-Cr_2O_3. ВАХ при прямом и обратном включениях, имеют почти симметричный вид и с ростом напряжения изменяются по степенному закону. Полученная структураTi/Au/α-Ga_2O_3:Sn/α-Cr_2O_3/Au/Ti является анизотипным и предполагаемо резким гетеропереходом, не проявляющим выпрямительные свойства, что может быть связано с высоким сопротивлением слоев полупроводников.

Список публикаций:

[1] Roy Rustum, Hill V. G. and Osborn E. F. Polymorphism of Ga_2O_3 and the System Ga_2O_3 – H_2O 1952. – с.719 - 722.
[2] Pearton S. J., et al.: A review of Ga_2O_3 materials, processing, and devices. // Applied physics reviews – 2008. – 57 с.
[3] Алмаев А.В., Кушнарев Б.О., Черников Е.В., Новиков В.А. Синтез и газовая чувствительность тонких пленок оксида хрома. Письма в ЖТФ. 2020, том 46, вып.20 – с. 35-37.
[4] Guo D.Y., Zhao X.L., Zhi Y.S., Cui W., Huang Y.Q., An Y.H., Li P.G., Wu Z.P., Tang W.H. Epitaxial growth and solar-blind photoelectric properties of corundum-structured α-Ga_2O_3 thin films, Materials Letters, http://dx.doi.org/10.1016/j.matlet.2015.11.001
[5] Cheng, C.-S., Gomi, H., Sakata, H. Electrical and Optical Properties of Cr_2O_3 Films Prepared by Chemical Vapour Deposition. Physica Status Solidi (a), 155(2), 417–425.

Влияние дисперсионных сил на поверхностную энергию полупроводниковых кристаллов.

Пидченко Михаил Борисович
Филимонов Сергей Николаевич
Томский государственный университет
E-mail:michanpich@yandex.ru

В последние десятилетия, достигнут значительный прогресс в миниатюризации электронных устройств и их компонентов. При уменьшении размера элементной базы электроники все возрастающую роль начинают играть поверхностные свойства полупроводниковых кристаллов. По этой причине усиливается необходимость в знании поверхностных свойств полупроводников. Но экспериментальное получение информации об энергетических характеристиках поверхности и поверхностных напряжениях затруднено. По этой причине информацию о свойствах поверхностей кристаллов на данный момент получают, главным образом, из первопринципных расчетов, использующих метод функционала электронной плотности (DFT). При расчетах ковалентных кристаллов вкладом дисперсионных сил (сил Ван-дер-Ваальса) обычно пренебрегают, ввиду их малости относительно энергии химических связей. Однако недавние исследования, выполненные с использованием новейших методов расчета электронной структуры кристаллов, показывают, что силы Ван дер Ваальса оказывают существенное влияние на свойства материалов, например на энергию когезии и объемный модуль упругости полупроводниковых и ионных кристаллов [1]. Можно ожидать, что дисперсионные силы оказывают существенное влияние и на свойства поверхностей полупроводниковых кристаллов.

Целью данной работы было исследование влияния дисперсионных взаимодействий на поверхностную энергию и поверхностное напряжение поверхностей кремния и германия. Расчеты проводились в рамках метода функционала электронной плотности. Для расчетов использовался пакет программ FHI-aims [2], в котором реализовано полноэлектронное представление атомных орбиталей с использованием табулированных численных функций, центрированных на атомах. Обменно-корреляционная энергия учитывалась в рамках приближения обобщенного градиента в параметризации Пердью–Бурке–Эрнцерхофа [3]. Расчет дисперсионных взаимодействий проводился с использованием метода многоэлектронной дисперсии (MBD) [4,5]. Данный метод учитывает эффект экранирования дисперсионных сил в объеме материала.

Для моделирования поверхности использовалась структура, состоящая из периодически повторяющихся кристаллической пластины определенной ориентации и слоя вакуума, разделяющего кристаллические пластины модельного кристалла. При достаточной толщине пластины её поверхности обладают свойствами поверхности объемного кристалла. При моделировании чистых нереконструированных поверхностей кремния использовалась симметричная структура, в которой атомы двух средних слоев моделировали объем материала и фиксировались в положениях, соответствующих положениям атомов в объеме кристалла, тогда как положения атомов остальных слоев оптимизировались в ходе самосогласованного расчета.

Поскольку верхняя и нижняя грани модельного кристалла идентичны, его полная энергия может быть представлена в виде:

$$E = \mu_{Si} N_{Si} + 2A\gamma, \quad (1)$$

где N - число атомов кремния в модельной ячейке, γ - удельная поверхностная энергия грани данной ориентации, A - площадь поверхности, приходящаяся на одну модельную ячейку, μ_{Si} - химический потенциал объемного кристалла кремния. Поверхностная энергия γ рассчитывалась путем линейной аппроксимации зависимости полной энергии модельного кристалла от его толщины [6,7].

Тензор поверхностных напряжений определяется соотношением:

$$S_{ij} = \frac{1}{A}\frac{\partial A\gamma}{\partial \varepsilon_{ij}^{\parallel}}. \quad (2)$$

где $\varepsilon_{ij}^{\parallel}$- тензор деформаций решетки в плоскости поверхности. Расчеты проводились для кремния и германия с ориентацией 111. В этом случае тензор $\varepsilon_{ij}^{\parallel}$ изотропен и соотношение (2) принимает вид:

$$s = \frac{1}{A}\frac{\partial \gamma}{\partial \varepsilon}. \quad (3)$$

Для вычисления поверхностного напряжения кристалл подвергался изотропному сжатию-растяжению в плоскости подложки, при этом межслоевые расстояния сохранялись. Значения деформации менялись от -1% до

+1%, с шагом 0,2% от значения равновесной постоянной решетки. Расчеты проводились для нереконструированных чистых поверхностей Si(111) и Ge(111).

	γ (эВ/Å^2)	γ_{vdw} (эВ/Å^2)	γ_{vdw} (%)
Si(111)_1x1	0,112	0,012	11,1
Si(111)_2x1	0,093	0,012	12,9
Ge(111)_1x1	0,083	0,011	13,7

Таблица 1 Поверхностная энергия чистых поверхностей кремния и германия

В Таблице 1 представлены результаты расчета поверхностной энергии Si(111) и Ge(111). В третьем и четвертом столбцах обозначен вклад дисперсионных взаимодействий в поверхностную энергию, его можно оценить как разность поверхностных энергий, рассчитанных с использованием и без использования метода многоэлектронной дисперсии. Как видно из таблицы, вклад дисперсионных сил в поверхностную энергию Si(111) и Ge(111) превышает 10%. При реконструкции поверхности вклад дисперсионных сил в поверхностную энергию увеличивается. Из полученных данных видно, что абсолютные значения вклада дисперсионных сил практически не зависят от реконструкции, в то время как уменьшение числа оборванных связей поверхностных атомов кристалла при реконструкции может приводить к значительному уменьшению поверхностной энергии. Это объясняет увеличение относительного вклада дисперсионных сил в поверхностную энергию.

	s (эВ/Å^2)	s_{vdw} (эВ/Å^2)	s_{vdw} (%)
Si(111)_1×1	-0,0438	-0,0053	12,1
Ge(111)_1x1	-0,0287	-0,0062	21,5

Таблица 2 поверхностное напряжение чистых поверхностей кремния и германия

Еще более существенный вклад дисперсионные силы вносят в поверхностное напряжение. Как видно из таблицы 2, вклад дисперсионных сил в поверхностное напряжение для нереконструированных поверхностей кремния и германия составляет 12.1 и 21.5 процента, соответственно. Более заметное влияние дисперсионных сил на поверхностную энергию и поверхностное напряжение поверхностей германия по сравнению с кремния является следствием большей поляризуемостью атомов Ge.

Список публикаций:

[1]Van der Waals Interactions in Ionic and Semiconductor Solids / Guo-Xu Zhang [et al] // Phys. Rev. Lett. – 2011. – V107. – P. 245501.
[2] Blum V. et al. // Comp. Phys. Comm. – 2009. – V. 180. – P. 2175-2196.
[3] Perdew P., Burke K., Ernzerhof K. // Phys. Rev. Lett. – 1996. – V. 77. – P. 3865– 3868.
[4] Tkatchenko A., DiStasio Jr. R.A., Car R., Scheffler M.// Phys. Rev. Lett. – 2012. – V. 108. – P. 236402.
[5]Tkatchenko A., Ambrosetti A., DiStasio Jr. R.A.// J. Chem. Phys. – 2013. – V. 138. – P. 074106.
[6] Gay J.G. et al.// J. Vac. Sci. Technol. A. – 1983. – V. 2. – P. 931.
[7] Fiorentini V., Methfessel M.// J. Phys. Cond. Matt. – 1996. – V. 8. – P. 6525.

Исследование особенностей формирования решетчатых структур в плёнках для различной конфигурации ориентирующего магнитного поля.

Юрченко Василий Иванович
Зятьков Денис Олегович
Черепанов Виктор Николаевич
Томский государственный университет
E-mail:yur_med@mail.ru

Представлен анализ процессов упорядочения магнитных частиц в магнитной жидкости при взаимодействии с внешним полем и установлен порог возникновения периодической решетки из частиц с различным размером. Процессы упорядочения в магнитной жидкости (МЖ) возникают в трех случаях: за счет самоорганизации частиц под действием внутренних сил жидкости, за счет внешнего однородного поля и за счет внешнего регулярного поля.. На основе модели периодической структуры цилиндрических магнитных доменов [1] в работе [2] получено, что для создания заданного пространственного распределения магнитных кластеров необходимо приложить магнитное поле с соответствующим распределением его величины по координате вдоль ряда кластеров. Приведенная зависимость использует наиболее вероятный средний размер частиц. Однако, как показал дополнительный расчет, наибольший вклад в общую массу дают именно крупноразмерные частицы
При этом нужно учитывались следующие факторы

1. В цепочечной модели взаимодействием цепочек с окружающей средой и общая концентрация магнитных частиц в растворе является существенным параметром
2. В цепочечной модели учитываем наличия в МЖ кластеров со сложной пространственной структурой, и в частности фрактальных кластеров.
3. Цепочки содержат сотни и тысячи частиц и свободно растут в МЖ

Стоит отметить, что цепочки не скреплены между собой в отличии от того, что можно было наблюдать. Этот факт может существенно влиять на магнитные свойства материалов, в случаях приложения сил перпендикулярно или параллельно оси анизотропии (направления упорядочивания частиц). Магнитные свойства МЖ весьма неоднозначны. Это может быть связано с низкой концентрацией частиц в образцах, малым количеством созданных образцов и существенными структурными различиями между ними Однако, уже полученные результаты говорят о новых образцах как о представляющих несомненный интерес для дальнейшего исследования.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № *18-19-00268)*
This work was supported by the Russian Science Foundation (project No. 18-19-00268)

Список публикаций:

[1] Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И. Цилиндрические магнитные домены и их решетки К Наукова думка 1988 168с.
[2] Антонюк О.А., Коваленко В.Ф., Молдован Б.Н., Петричук М.В. Периодическая структура игольчатых магнитных кластеров в магнитной жидкости ЖТФ 2005, Т.75,В.6, С.93-97.

Лазерные и оптико-электронные системы: разработка, создание, применение

20-22 октября 2021, Томск

Исследования характеристик аэрозольных неоднородностей в приземном слое атмосферы на длине волны 355 нм

Филимонов Павел Анатольевич
Иванов Сергей Евгеньевич
Городничев Виктор Александрович
Белов Михаил Леонидович
Федотов Юрий Викторович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)»
E-mail: paulinio91@yandex.ru

Введение

В настоящее время необходимость дистанционного и оперативного (единицы – первые десятки секунд) мониторинга ветровой обстановки для разных практических задач требует развития существующих и разработки новых методов измерения скорости и направления атмосферного ветра.

Одними из наиболее перспективных дистанционных методов мониторинга скорости атмосферного ветра являются лазерные (активные) и пассивные оптические методы (см., например, [1-8]).

Лазерные методы для многих практических приложений предпочтительнее пассивных: они могут получать информацию о профиле скорости ветра вдоль трассы зондирования, работать в любое время суток в широком диапазоне атмосферных условий и не требуют высококонтрастных объектов на трассе наблюдения.

Среди лазерных методов на сегодняшний день наибольшими возможностями обладают доплеровские методы. Корреляционные методы обеспечивают меньшую дальность зондирования, но требуют менее сложное оборудование и потенциально позволяют оперативно измерять профиль полного вектора скорости ветра по трассе зондирования (см., например, [7-11]).

Разработка лазерных корреляционных лидаров требует наличия экспериментальных данных о аэрозольных неоднородностях атмосферы. В настоящее время наибольшее число экспериментальных работ в этом направлении посвящено исследованию в видимом спектральном диапазоне.

Перспективным спектральным диапазоном для лидаров является безопасный для зрения ультрафиолетовый диапазон с длинами волн менее 0,38 мкм [12].

Данных о характеристиках аэрозольных неоднородностей атмосферы в ультрафиолетовом спектральном диапазоне очень мало [8].

Доклад посвящен экспериментальным исследованиям характеристик объемного коэффициента обратного рассеяния в приземном слое атмосферы на безопасной для зрения длине волны зондирования 0,355 мкм в различных оптических ситуациях.

Описание макета лидара

Для измерения характеристик аэрозольных неоднородностей в приземном слое атмосферы на длине волны 0,355 мкм в НИИ РЛ МГТУ им. Баумана был создан макет лидара (см. рис.1).

В качестве источника излучения в макете лидара был использован импульсный твердотельный Nd:YAG^{3+} лазер (EKSPLA NL204) с длительностью импульса 7 нс, энергией в импульсе на длине волны 0,355 мкм – 1,3 мДж и частотой повторения импульсов 10 – 500 Гц. Расходимость излучения – 3 мрад, диаметр пучка – 0,8 мм. В приемном канале использовался объектив диаметром 100 мм. Излучение от приемного объектива по оптическому волокну передаётся в оптический блок, содержащий интерференционные фильтры (Semrock LL01-355-25 и BPF 350\50) и фотоэлектронный умножитель (модуль ФЭУ Hamamatsu H7826-01). К выходу оптического блока был подключен широкополосный усилитель (Hamamatsu C5594).

Программное обеспечение лидара было разработано в среде графического программирования NI LabVIEW 2012, постобработка сигнала производилась на языке программирования Python 3.6.

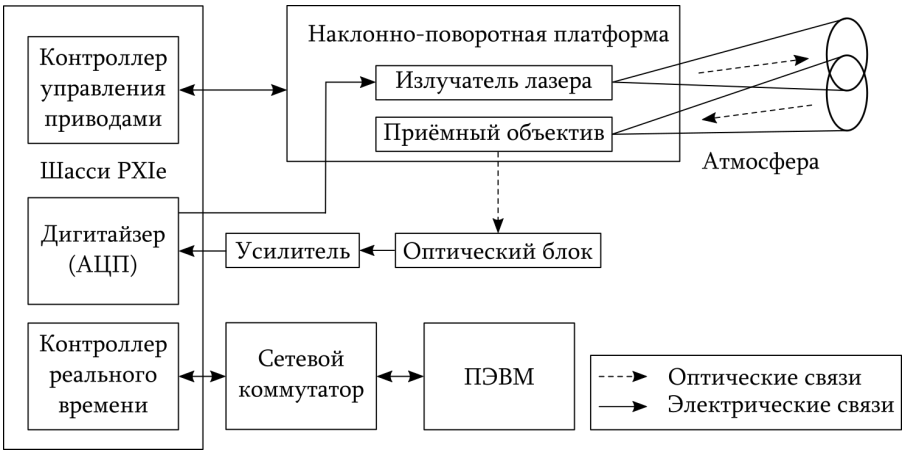


Рис.1 Структурная схема макета лидара

Обработка регистрируемого сигнала

Регистрируемая i -ая реализация сигнала $P_i(z)$ преобразуется к относительным флуктуациям объемного коэффициента обратного аэрозольного рассеяния $\Delta_i^{\beta}(z)$:

$$\Delta_i^{\beta}(z) = \frac{\tilde{\beta}_i^{aer}(z)}{\bar{\beta}^{aer}(z)} = \frac{P_i(z) - \bar{P}(z)}{\bar{P}(z)} \qquad (1)$$

где z – расстояние от лидара до зондируемого объема атмосферы, $\tilde{\beta}_{aer}(z)$ – флуктуации объемного коэффициента обратного рассеяния, $\bar{\beta}_{aer}(z)$ – средний по трассе объемный коэффициент обратного рассеяния, $\bar{P}(z)$ – усредненное по измеренным реализациям значение регистрируемого уровня сигнала в зависимости от дальности.

После обработки серии реализаций лазерных сигналов обратного рассеяния формируется двухмерное поле относительных флуктуаций объемного коэффициента обратного рассеяния $\Delta_i^{\beta}(z)$. Среднеквадратическое значение этого отношения является характеристикой выраженности аэрозольных неоднородностей атмосферы (коэффициент вариации [8]).

Результаты данных измерений

Экспериментальные измерения проводились в Дмитровском филиале МГТУ им. Н.Э. Баумана в весенне-осенний период в различных атмосферных условиях. На рисунках 2 - 10 приведены наиболее характерные результаты обработки данных лидарного зондирования. На рисунках 2а - 10а приведены гистограммы размеров неоднородностей (размер неоднородностей объемного коэффициента обратного рассеяния определятся по спаданию в е раз корреляционной функции реализации флуктуаций объемного коэффициента обратного рассеивания), а на рисунках 2б - 10б - гистограммы относительных флуктуаций объемного коэффициента обратного рассеяния $\Delta_i^{\beta}(z)$.

Гистограммы получены для tdpacc зондирования 100 м - 200 м при больших отношениях сигнал/шум.

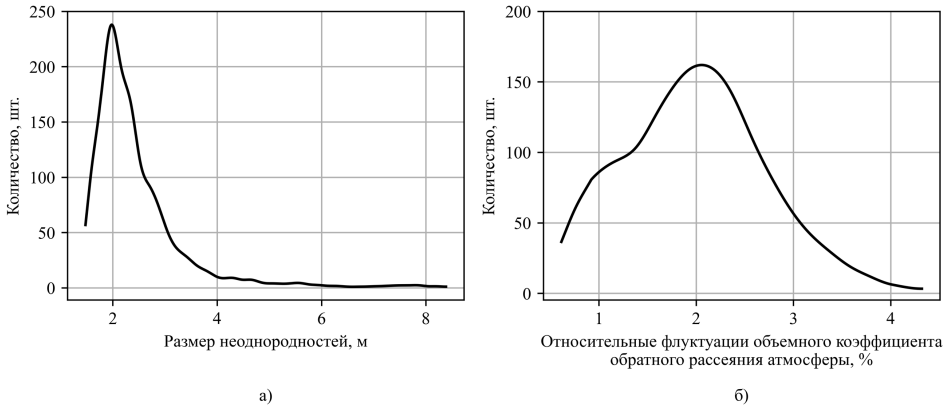


Рис. 2. Весна, небольшой снег, -2 °С. Среднее значение размера неоднородностей – 2,4 м; коэффициент вариации – 2,0 %.

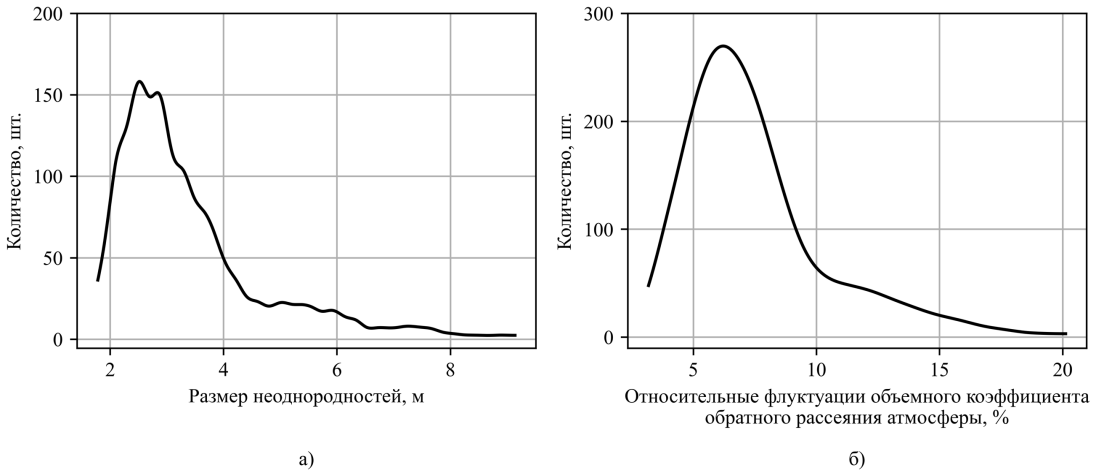


Рис. 3. Весна, небольшой снег, 0 °С. Влажность 85 %. Среднее значение размера неоднородностей – 3,4 м; коэффициент вариации – 7,5 %.

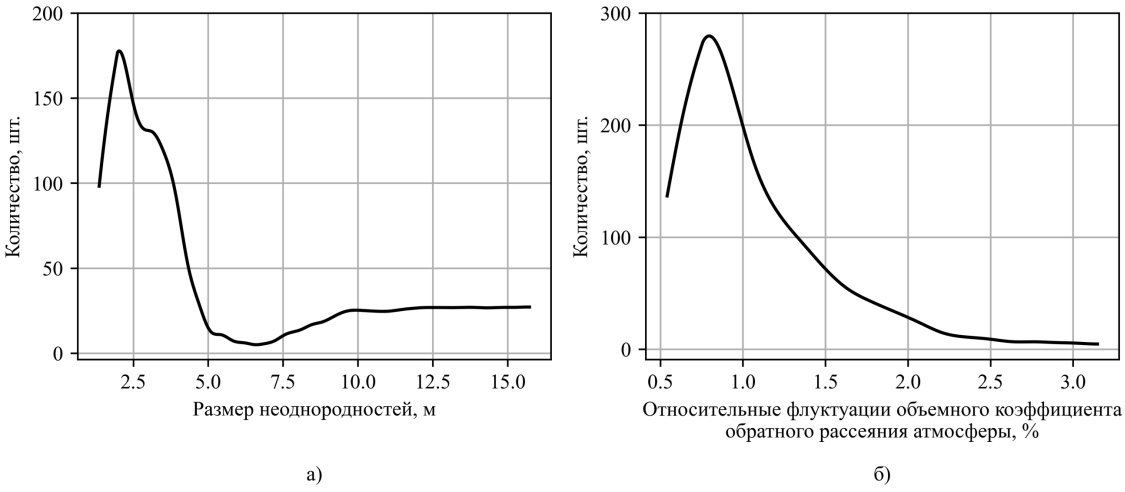


Рис. 4. Весна, облачно +7 °С. Влажность 65 %. МДВ > 10 км. Среднее значение размера неоднородностей – 3,3 м; коэффициент вариации – 1,0 %.

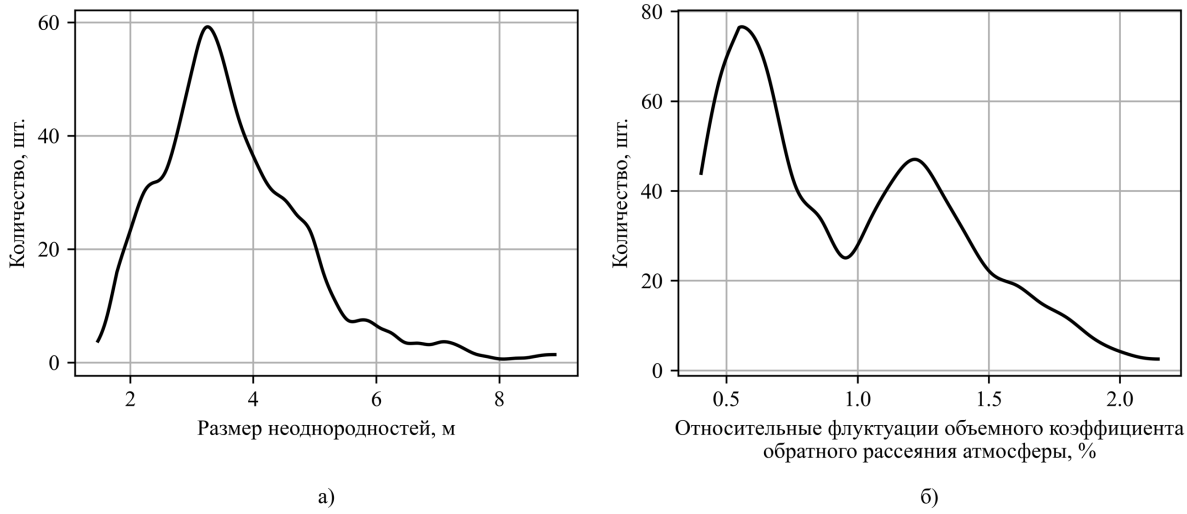


Рис. 5. Весна, облачно +6 °С. Влажность 55 %. МДВ > 15 км. Среднее значение размера неоднородностей – 3,7 м; коэффициент вариации – 0,9 %.

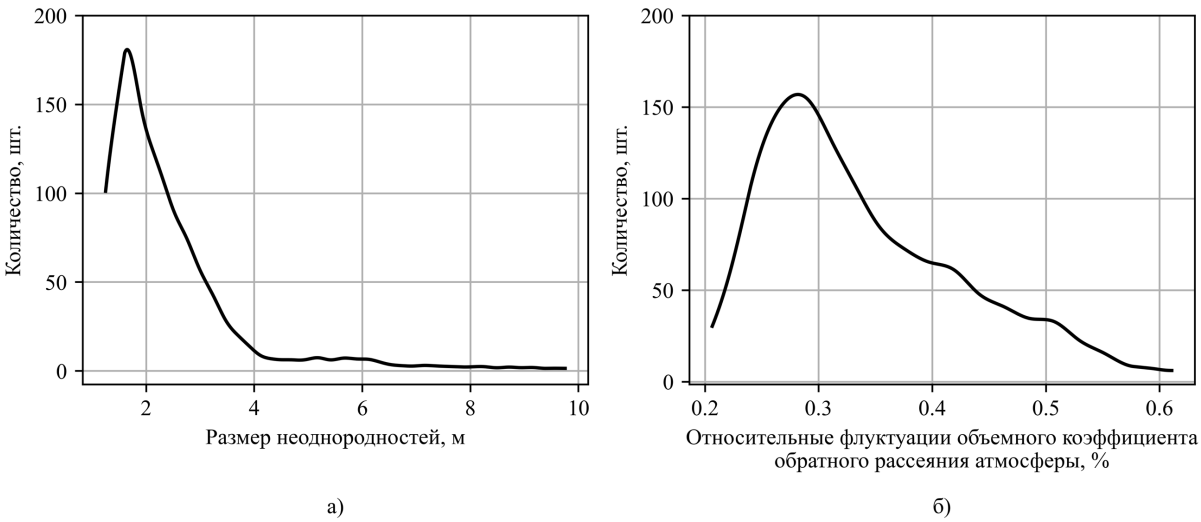


Рис. 6. Весна, солнечно +20 °С. Влажность 60 %. МДВ > 15 км. Среднее значение размера неоднородностей – 2,3 м; коэффициент вариации – 0,3 %.

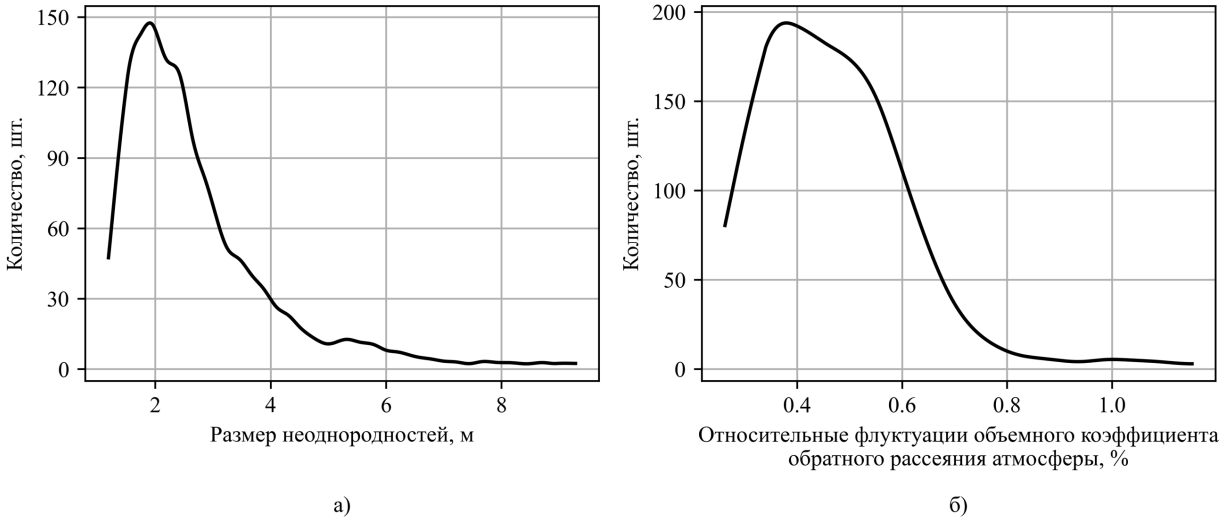


Рис. 7. Весна, солнечно +22 °С. Влажность 65 %. МДВ > 10 км. Среднее значение размера неоднородностей – 2,7 м; коэффициент вариации – 0,5 %.

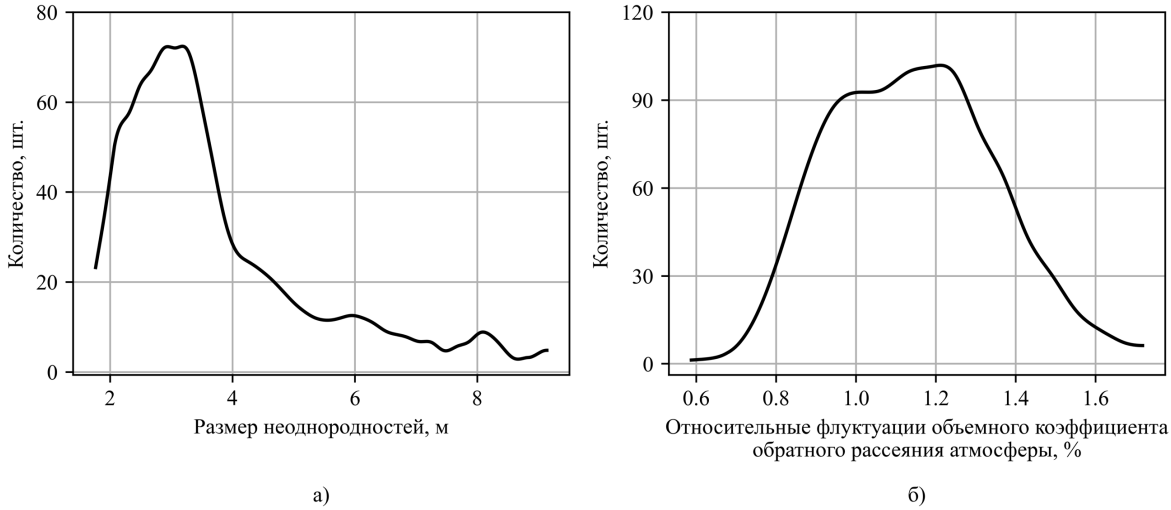


Рис. 8. Весна, небольшой дождь. Среднее значение размера неоднородностей – 3,9 м; коэффициент вариации – 1,2 %.

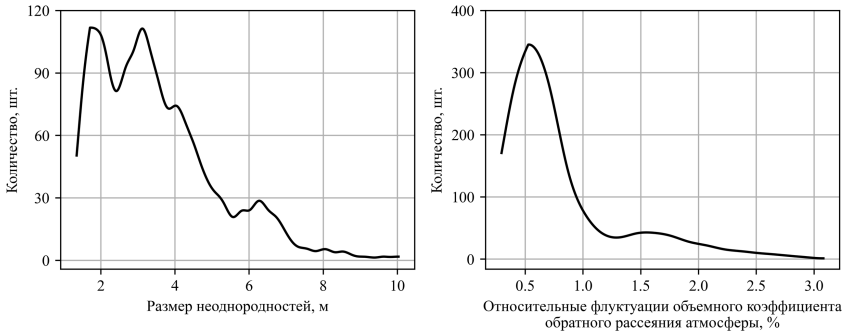


Рис. 9. Лето, облачно. +16 °С. Влажность 65 %. МДВ > 15 км. Среднее значение размера неоднородностей – 3,4 м; коэффициент вариации – 0,8 %.

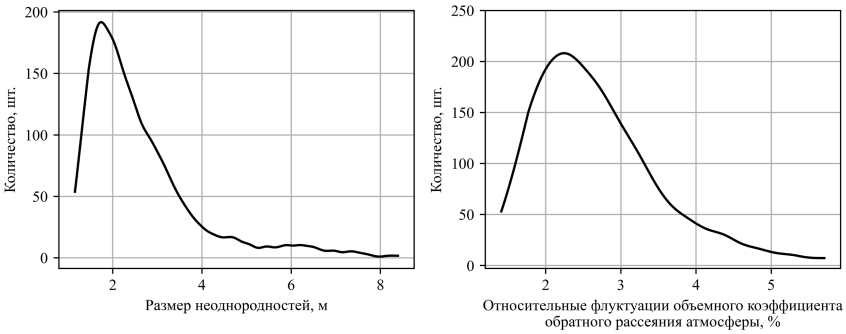


Рис. 10. Лето, облачно, пасмурно +16 °С. Влажность 85 %. МДВ > 8 км. Среднее значение размера неоднородностей – 2,6 м; коэффициент вариации – 2,7 %.

Как видно из рисунков, в приземном слое атмосферы присутствуют неоднородности разных масштабов: в подавляющем большинстве случаев от 1 м (пространственное разрешение лидара ~ 1 м не позволяло зарегистрировать неоднородности меньших размеров) до 10 м (т.е. такие же масштабы, как и в видимой области спектра [8]). Относительные флуктуации объемного коэффициента обратного рассеяния в ультрафиолетовом диапазоне на длине волны 355 нм могут сильно изменяться в зависимости от метеоусловий и находятся в диапазоне от 0,2% до 20% (в отдельных случаях наблюдались относительные флуктуации несколько десятков процентов).

В большинстве случаев значение коэффициента вариации объемного коэффициента обратного рассеяния на длине волны 355 нм находится в диапазоне от ~ 0,3% до ~ 7,5%.

Полученные результаты согласуются с данными самолетных измерений коэффициентов изменчивости неоднородностей коэффициента обратного рассеяния атмосферы [8], полученными на длине волны 0,37 мкм.

Список публикаций:

[1] Афанасьев А.Л., Банах В.А., Маракасов Д.А. // Оптика атмосферы и океана. 2019. Т. 32. № 05. С. 365–370.
[2] Narasimha S. P., Mylapore A.R. // Optical Engineering. 2017. V. 56. № 3.
[3] Mayor S.D., Derian P., Mauzey C. F., Spuler S. M., Ponsardin P., Pruitt J., Ramsey D. and Higdon, N. S. // Journal of Applied Remote Sensing. 2016. V. 10. № 5.
[4] Еремина А.С., Дудоров В.В. // Изв. вузов. Физика. 2015. Т. 58, № 8/2. С. 192–194.
[5] Lane S.E., Barlow J.F., Wood C.R. // J. Wind Eng. Ind. Aerod. 2013. V. 119, N 8. P. 53–59.
[6] Wood C.R., Pauscher L., Ward H.C., Kotthaus S., Barlow J.F., Gouvea M., Lane S.E., Grimmond C.S.B. // Sci. Total Environ. 2013. V. 442, N 1. P. 527–533.
[7] Матвиенко Г.Г., Самохвалов И.В., Рыбалко В.С., Борцов Ю.Н., Шелефонтюк Д.И., Вореводин Ю.М. // Оптика атмосферы и океана. 1988. Т.1. № 2. С. 68-72.
[8] Матвиенко Г.Г., Заде Г.О., Фердинандов Э.С., Колев И.Н., Аврамова Р.П. Корреляционные методы лазерно-локационных измерений скорости ветра. Новосибирск: Наука, 1985. 223 с.
[9] Козинцев В.И., Иванов С.Е., Белов М.Л., Городничев В.А. // Оптика атмосферы и океана. 2013. Т. 26. № 05. С. 381-384.
[10] Гришин А.И., Матвиенко Г.Г. // Оптика атмосферы. 1995. Т.8. N7. С. 1056-1062.
[11] Armstrong R.L., Mason J.B., Barber T. // Appl. Opt. 1976. V. 15. № 11. P. 2891-2895.
[12] Corbett J., Woods M. // International Laser Safety Conference. 2013. Paper #303. P. 1-8.

Радиофотонный локатор. Измеритель угла прихода на основе тандемной амплитудно-фазовой модуляции

Денисенко Евгений Петрович
Морозов Олег Геннадьевич
Иванов Александр Алексеевич
Денисенко Павел Евгеньевич
Лустина Александра Алексеевна
Андреев Владимир Дмитриевич
Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ
E-mail:OGMorozov@kai.ru

В докладе рассмотрен новый метод для измерения угла прихода (УП) радиолокационного микроволнового сигнала, отраженного от движущегося объекта, основанный на технологиях радиофотоники. Измеритель УП имеет ту же структуру, что и классический волоконно-оптический канал связи [1] и состоит из лазера, блока электрооптических модуляторов и фотодетектора. Блок электрооптических модуляторов в отличие от известных решений на базе двухпортового амплитудного модулятора Маха-Цендера [2-4] построен на двух параллельных субблоках, состоящих из однопортовых тандемных амплитудного и фазового модуляторов (ТАФМ) [5-7]. Биения выходных сигналов ТАФМ на выходе фотодетектора представляют собой преобразованный отраженный от объекта сигнал, по мощности которого можно определить УП. Применение ТАФМ обеспечивает полное подавление несущей частоты лазера на выходе блока модуляторов, что позволяет уменьшить погрешность определения УП за счет снижения ее вклада в амплитуду информативной составляющей биений на удвоенной информативной частоте.

Отраженный сигнал в измерительном канале, принимаемый двумя антеннами, подключенными к радиочастотным входам ТАФМ1 и ТАФМ2 имеют разность фаз θ, соответствующую УП φ и временной задержке τ:

$$\varphi = \sin^{-1}\left(c\tau/d\right),\ \theta = 2\pi\left(f_S\tau - k\right), \tag{1}$$

где k – целое число.

Суммарное электрическое поле на выходе ТАФМ1 и ТАФМ2 может быть описано как:

$$E_{\text{out1,2}} = \frac{\alpha_i E_{in}}{2\sqrt{2}} e^{j2\pi f_C t}\left[J_1(m,\phi)e^{j\pi f_S t}\left(1-e^{j\theta}\right) - J_1(m,\phi)e^{-j\pi f_S t}\left(1-e^{-j\theta}\right)\right], \tag{2}$$

где E_{in} – амплитуда электрического поля лазерного излучения, попадающего в ТАФМ, α_i – потери, вносимые ТАФМ, $J_1(m,\phi)$ – функция Бесселя первого порядка первого рода, m и ϕ – параметры амплитудного и фазового преобразования в ТАФМ, зависящие от амплитуды отраженного сигнала.

Выходная мощность фотодетектора по огибающей биений на частоте f_S может быть получена из уравнения (2) и определяется как:

$$P_{f_S} = \Re^2 \frac{\alpha_i^4 P_{in}^2}{16} J_1^4(m,\phi) R_L\left(1-\cos\theta\right), \tag{3}$$

где $\Re$ – чувствительность фотодетектора, а P_{in} – мощность входного лазерного излучения для ТАФМ1,2, R_L – сопротивление нагрузки фотоприемника.

Уравнение (3) показывает, что мощность информативной компоненты зависит от разности фаз θ отраженных сигналов на двух радиочастотных ТАФМ1 и ТАФМ2. Следовательно, УП отраженного сигнала φ может быть найден через определения θ из уравнения пиковой мощности (3), τ и φ – из уравнений (1).

Экспериментальные результаты показывают, что измерение УП в диапазоне от 0 до π/2 возможно с погрешностью менее ±1,7 мрад при определении мощности информативной компоненты на частоте отраженного сигнала с погрешностью ± 10^{-3}.

Таким образом, измеритель имеет очень простую структуру и невысокую стоимость, имеет широкий диапазон рабочих частот, определяемый полосой пропускания модуляторов и фотодетектора, и высокую надежность работы, обусловленную простой процедурой калибровки и контроля температурных режимов элементов, тем более, если он изготовлен на базе интегральных фотонных схем.

Список публикаций:

[1] Kang B., Fan Y., Wang W., Wang Z., Tan Q., Jiang W., He Y., and Gao Y. // Opt. Commun. 2020. V. 456, P. 124579.
[2] Biernacki P.D., Ward A., Nichols L.T., and Esman R.D. // International Topical Meeting on MWP. 1998. P. 137-140.
[3] Zou X., Li W., Pan W., Luo B., Yan L., and Yao J. // Opt. Lett. 2012. V. 37(4), P. 755-757.
[4] Huang C., Chen H., and Chan E.H.W. // Optics Express. 2020. V. 28(9), P. 14028-14037.
[5] Il'In G.I., Morozov O.G. and Il'In A.G. // Proc. of SPIE. 2014. V. 9156, P. 91560M.
[6] Morozov O.G., Il'in G.I., Morozov G.A., Nureev I.I., Misbakhov Rus.Sh. // Proc. of SPIE. 2016. V. 9807, P. 980711.
[7] Морозов О.Г., Нуреев И.И., Сахабутдинов А.Ж., Иванов А.А., Папазян С.Г., Василец А.А., Мисбахов Р.Ш. // Фотон-экспресс. 2019. № 5 (157). С. 16-24

Радиофотонный локатор. Измеритель доплеровского изменения частоты на основе тандемной амплитудно-фазовой модуляции

Лустина Александра Алексеевна
Морозов Олег Геннадьевич
Иванов Александр Алексеевич
Денисенко Павел Евгеньевич
Денисенко Евгений Петрович
Андреев Владимир Дмитриевич
Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ
E-mail:OGMorozov@kai.ru

В докладе рассмотрен новый метод измерения доплеровского изменения частоты (ДИЧ) радиолокационного микроволнового сигнала, отраженного от движущегося объекта, основанный на технологиях радиофотоники. Измеритель ДИЧ имеет ту же структуру, что и радиофотонное последовательное звено с фильтрацией для сенсорных систем и состоит из лазера, блока электрооптических модуляторов, волоконной брэгговской решетки (ВБР-фильтра) и фотодетектора (ФД). Блок электрооптических модуляторов в отличие от известных решений на двух параллельных двухпортовых амплитудных модуляторах Маха-Цендера [1] построен на двух субблоках, состоящих из последовательно включенных, тандемных однопортовых амплитудного и фазового модуляторов (ТАФМ) [2-4]. Общая структура включения субблоков ТАФМ параллельно-последовательная. На первый ТАФМ, образующий измерительный канал, поступает отраженный от объекта микроволновый сигнал. Второй и третий ТАФМ, включенные последовательно, образуют опорный канал, подключенный параллельно к измерительному. Биения сигналов от измерительного и опорного каналов на выходе фотоприемника представляют собой два низкочастотных электрических сигнала, по частотам и мощностям которых можно определить ДИЧ без погрешностей, свойственных известным измерителям.

Отраженный сигнал в измерительном канале, принимаемый антенной, подключенной к радиочастотному входу ТАФМ1, формирует на его выходе электрическое поле:

$$E_{\text{out1}} = \frac{\alpha_i E_{in}}{2\sqrt{2}} e^{j2\pi f_C t}\left[J_1(m_S,\phi_S)e^{j\pi f_S t} - J_1(m_S,\phi_S)e^{-j\pi f_S t}\right], \quad (1)$$

где E_{in} – амплитуда электрического поля лазерного излучения, попадающего в субблоки ТАФМ, α_i – потери, вносимые одним субблоком ТАФМ, $J_1(m,\phi)$ – функция Бесселя первого порядка первого рода, m и ϕ – параметры амплитудного и фазового преобразования в ТАФМ, зависящие от амплитуды отраженного сигнала.

Опорный сигнал подается на входной радиочастотный порт ТАФМ2. На радиочастотный порт ТАФМ3 подается сигнал с частотой максимального ДИЧ f_D = 2 МГц. Электрическое поле на выходе ТАФМ3 имеет вид:

$$E_{\text{out3}} = \frac{\alpha_i E_{in}}{\sqrt{2}} e^{j2\pi f_C t}\left[J_1(m,\phi)e^{j\pi(f_P+f_D)t} - J_1(m,\phi)e^{-j\pi(f_P+f_D)t} + J_1(m,\phi)e^{j\pi(f_P-f_D)t} - J_1(m,\phi)e^{-j\pi(f_P-f_D)t}\right]. \quad (2)$$

Следовательно, выходное электрическое поле блока ТАФМ в целом можно записать как:

$$E_{\text{out1,3}} = \frac{\alpha_i E_{in}}{\sqrt{2}} e^{j2\pi f_C t}\left\{\begin{array}{c} \frac{1}{2}\left[J_1(m,\phi)e^{j\pi f_S t} - J_1(m,\phi)e^{-j\pi f_S t}\right] + \\ +\left[J_1(m,\phi)e^{j\pi(f_P+f_D)t} - J_1(m,\phi)e^{-j\pi(f_P+f_D)t} + J_1(m,\phi)e^{j\pi(f_P-f_D)t} - J_1(m,\phi)e^{-j\pi(f_P-f_D)t}\right] \end{array}\right\}. \quad (3)$$

Биения сигналов от измерительного и опорного каналов в спектре фототока формируются сигналами на частотах $\pm f_S$, $(f_P - f_D)$ и $(f_P + f_D)$. По значению мощностей биений указанных сигналов можно определить ДИЧ. Для конкретизации полученных значение в структуру измерителя ДИЧ введен ВБР-фильтр с вогнутыми склонами для измерения мгновенной частоты отраженного сигнала, расположенного внутри ворот из двух зондирующих сигналов, разнесенных на 2 МГц. Экспериментальные результаты показывают, что измерение ДИЧ в области зондирующей частоты около 6,5 ГГц может быть реализовано с погрешностью менее $\pm 10^{-5}$.

Таким образом, измеритель имеет очень простую структуру и невысокую стоимость, имеет широкий диапазон рабочих частот, определяемый полосой пропускания модуляторов, и высокую надежность работы, обусловленную простой процедурой калибровки и контроля температурных режимов элементов, тем более, если он изготовлен на базе интегральных фотонных схем.

Список публикаций:

[8] Huang C., Chen H., and Chan E.H.W. // Optics Express. 2020. V. 28(9). P. 14028-14037.
[9] Il'In G.I., Morozov O.G. and Il'In A.G. // Proc. of SPIE. 2014. V. 9156. P. 91560M.
[10] Morozov O.G., Il'in G.I., Morozov G.A., Nureev I.I., Misbakhov Rus.Sh. // Proc. of SPIE. 2016. V. 9807. P. 980711.
[4] Sakhabutdinov A.J., Morozov O.G., Ivanov A.A., Morozov G.A., Misbakhov R.S., and Feofilaktov S.V. // Proc. SPIE. 2018. V. 10774. P. 107740Y.

Радиофотонный ионозонд. Многоканальная приемная система на основе тандемной амплитудно-фазовой модуляции для измерения угла прихода

Андреев Владимир Дмитриевич
Морозов Олег Геннадьевич
Иванов Александр Алексеевич
Денисенко Павел Евгеньевич
Денисенко Евгений Петрович
Лустина Александра Алексеевна
Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ
E-mail:OGMorozov@kai.ru

В докладе рассмотрены методы определения угла прихода (УП) отраженных от ионосферы плоских волн с помощью интерферометрических измерений фазы на дипольных элементах приемной плоской антенной решетки ионозонда. Особенностью работы является использование для решения поставленной задачи технологий радиофотоники. Основная погрешность известных микроволновых фотонных измерителей УП заключается в том, что индекс амплитудной модуляции в модуляторах устройства, определяемый параметрами отраженного сигнала может меняться в широких пределах. Более узкий диапазон измерений, применяемый в ионозондах, в средне- и высокочастотном диапазонах (0,5-30 МГц) немного снижает степень проблемы. Од-нако, в любом случае, в устройстве должна быть установлена схема АРУ для создания оптимальной величины отраженного сигнала на радиочастотном входе модуляторов. Особым решением может быть построение специального радиофотонного канала для построения измерителя УП в восьмиканальной системе приемника ионозонда, полностью построенной на технологиях радиофотоники и тандемных амплитудно-фазовых модуляторах (ТАФМ). ТАФМ реализует метод Ильина-Морозова – преобразования одночастотного когерентного излучения в двухчастотное – с полным подавлением несущей и высокой спектральной чистотой, но с сохранением проблемы непостоянства индекса амплитудной модуляции. В работе предложена структура радиофотонного измерителя УП на ТАФМ, которая позволяет измерять УП отраженного радиосигнала по отношению выходных сигналов измерительного и компенсирующего каналов на ТАФМ, не зависящему от амплитуды отраженного радиосигнала.

Суммарное электрическое поле на выходе ТАФМ1 канала антенны «0*x*», на вход которого подается сигнал f_S с условной фазой «0», и на выходе ТАФМ2 – выходе компенсационного канала антенны «0*x*», на вход которого подается сигнал f_S с условной фазой «π/2», попарно с электрическим полем на выходе ТАФМN, в качестве которого может быть выбран канал любой из антенн «±1*x*» и на вход которого подается сигнал f_S с условной фазой «θ»может быть описано как:

$$E_{\text{out1}} = \frac{\alpha_i E_{in}}{2\sqrt{2}} e^{j2\pi f_C t}\left[J_1(m,\phi)e^{j\pi f_S t}\left(1-e^{j\theta}\right) - J_1(m,\phi)e^{-j\pi f_S t}\left(1-e^{-j\theta}\right)\right], \quad (1)$$

$$E_{\text{out2}} = \frac{\alpha_i E_{in}}{2\sqrt{2}} e^{j2\pi f_C t}\left[J_1(m,\phi)e^{j\pi f_S t}\left(1-e^{j[\theta+\pi/2]}\right) - J_1(m,\phi)e^{-j\pi f_S t}\left(1-e^{-j[\theta+\pi/2]}\right)\right], \quad (2)$$

где E_{in} – амплитуда электрического поля лазерного излучения, попадающего в ТАФМ, α_i – потери, вносимые ТАФМ, $J_1(m,\phi)$ – функция Бесселя первого порядка первого рода, m и ϕ – параметры амплитудного и фазового преобразования в ТАФМ, зависящие от амплитуды отраженного сигнала A_S.

Выходной оптический сигнал с ТАФМ поступает на фотодетекторы 1,2, которые генерируют фототок, амплитуда которого на частоте f_S может быть получена из уравнений (1) и (2) соответственно:

$$I_{f_{S1}} = \Re\frac{\alpha_i^2 P_{in}}{4} J_1^2(m,\phi)\sqrt{2(1-\cos\theta)},\ \ I_{f_{S2}} = \Re\frac{\alpha_i^2 P_{in}}{4} J_1^2(m,\phi)\sqrt{2(1-\sin\theta)}, \quad (3)$$

где $\Re$ – чувствительность фотодетектора, а P_{in} – мощность входного лазерного излучения для ТАФМ1,2,N.

Электрическая мощность на частоте f_S, то есть информационная пиковая мощность для получения информации об УП, полученная из уравнений (3), может быть использована для определения отношения измерительного и компенсационного канала $K = (1-\cos\theta)/(1-\sin\theta)$. Как видно, данное отношение не зависит от A_S, снимая, тем самым, основную погрешность измерения УП в многоканальных приемниках ионозондов.

Представленная многоканальная приемная система ионозонда, работающая в пассивном режиме, позволяет решать интересную проблему – определение положения лицензированных или нелицензированных источников радиопередачи. Вычисленные фазовые параметры многоэлементной приемной антенны, обусловленные разнесением антенн по осям x и y (возможна разная ориентация диполей), используются для определения УП. Микроволновая фотоника обеспечивает эффективные решения для определения УП, свя-занные с уменьшением электромагнитных помех, размеров системы, ее веса и потребляемой мощности. При этом получено отношение выходного сигнала каждого канала, включающего в себя компенсирующий ТАФМ, не зависящее от амплитуды входящего радиосигнала.

Оценка эффективности создания натриевых лазерных опорных звезд для обсерваторий РФ

Ермаков Сергей Александрович[1]
Больбасова Лидия Адольфовна[1,2]
Лукин Владимир Петрович[2]
[1]*Национальный исследовательский Томский государственный университет*
[2]*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН*
E-mail: ermakov_s98@mail.ru, sla@iao.ru, lukin@iao.ru

Адаптивные оптические (АО) системы становятся неотъемлемым инструментом современных наземных телескопов оптического диапазона. Эти системы предназначены для достижения качества близкого к дифракционному в реальном масштабе времени. Для функционирования АО системы необходима информация о текущих атмосферных искажениях. Получить эту информацию можно путем анализа волнового фронта оптического излучения от опорного источника. Такой источник формируется на основе обратнорассеянного лазерного излучения в атмосфере и получил название лазерная опорная звезда (ЛОЗ). При этом, чем выше располагается ЛОЗ, тем больше информации об искажении волнового фронта в канале распространения излучения доступно для работы АО системы [1]. Наиболее перспективным является использования опорного источника сформированного в слое натрия атмосферы на высотах 90–100 км. Характеристики натриевой ЛОЗ зависят от мощности и других характеристик лазерного излучения, а также от свойств натриевого слоя мезосферы. Высота слоя определяет высоту формирования опорного источника, а совместно с концентрацией - энергетические возможности ЛОЗ. Поэтому на начальном этапе проектирования системы формирования натриевой ЛОЗ, необходимы знания о параметрах слоя натрия мезосферы для данной обсерватории. Наиболее информативным является проведение натурных наблюдений с помощью лидара, что позволяет получить статистические свойства мезосферного натриевого слоя. В настоящее время в РФ такие лидары отсутствуют. Альтернативой является использование спутниковых измерений. К настоящему моменты разработано несколько методик восстановления параметров слоя натрия мезосферы на основе спутниковых данных.

Цель данной работы - оценка возможностей создания натриевой ЛОЗ в обсерваториях РФ с точки зрения достижимых энергетических характеристик и высоты формирования опорного источника. Для этого выполнены оценки высоты натриевого слоя и концентрации натрия мезосферы для трех астрономических обсерваторий РФ, телескопы которых могут потенциально быть оснащены АО системой с ЛОЗ. Выполнено сравнение с двумя зарубежными обсерваториями, характеризующихся лучшим астроклиматом, в которых АО системы телескопов с натриевыми ЛОЗ работают на постоянной основе. Для оценки параметров слоя натрия мезосферы использовался метод, разработанный в работе [2]. Основой метода являются спутниковые измерения с помощью прибора GOMOS спутника Envisat. Результаты, полученные этим методом, сравнивались с наземными лидарными измерениями натрия и с другими методами, показав хорошее согласие.

Результаты исследования параметров слоя натрия мезосферы приведены на рис. 1.

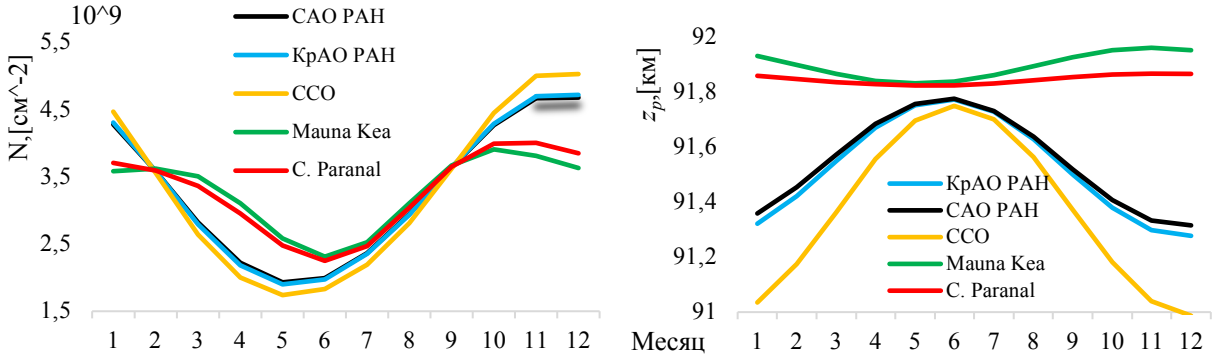


Рис. 1 – а) Высоты формирования натриевых ЛОЗ б) Концентрации натрия в мезосфере для трех обсерваторий РФ и двух зарубежных обсерваторий

На основе полученных данных о слое натрия (рис.1), были сделаны оценки энергетики ЛОЗ - обратнорассеяного потока фотонов. И оценки эффективности АО коррекции с ЛОЗ в зависимости от высоты формирования опорного источника. В качестве показателя эффективности использовался параметр Штреля.

Список публикаций:

[1] Больбасова Л.А., Лукин В.П. Адаптивная коррекция атмосферных искажений оптических изображений на основе искусственного опорного источника. М.: Физматлит, 2012. 128 с.
[2] Fussen D., Vanhellemont F., Tétard C., Mateshvili N., Dekemper E., et al. // Atmospheric Chemistry and Physics. 2010. №10 (19). P.9225-9236.

Применение панорамно-оптических средств регистрации для исследования оптико-физического состояния атмосферы

Шалеев Артем Викторович[1]
Гальцев Иван Игоревич[1], *Елизаров Алексей Игоревич*[1,2]
[1]*Томский государственный университет*
[2]*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН*
E-mail: alex@iao.ru

Оптические и микрофизические параметры облачности активно изучаются в рамках различных национальных и международных проектов, где используются как непосредственные измерения с самолетов, так и дистанционное зондирование лидарами [1] и радарами [2]. Наиболее обширные данные по оптическим параметрам облаков, уже в глобальном масштабе, получаются из спутниковых измерений. В то же самое время, основную массу облачности составляют облака нижнего и среднего ярусов, которые оказывают значительное влияние на радиационный баланс атмосферы и земной поверхности. Для оценки текущего состояния атмосферы, особенно для наблюдения за облаками нижнего яруса, целесообразнее использовать возможности ПЗС-фотометрии. Используя различные методы и алгоритмы компьютерного зрения, разработана методика оценки перемещения облачных образований, преимущественно нижнего яруса. Источником данных в данной работе послужил панорамный детектор изображений на основе ПЗС матрицы и сверхширокоугольным объективом [3]. Спроектированный и созданный в Институте оптики атмосферы (г. Томск) программно-аппаратный комплекс «TomSky» используется для круглосуточного мониторинга окружающего пространства, в превую очередь воздушного, в радиусе не менее 50 км над местом установки. Панорамно-оптическая станция «TomSky» установлена в черте города, и позволяет регистрировать круглосуточно изображения «всего неба» [4] с высоким угловым (3 угловые минуты) и временным разрешением (10 сек.) (рис. 1).

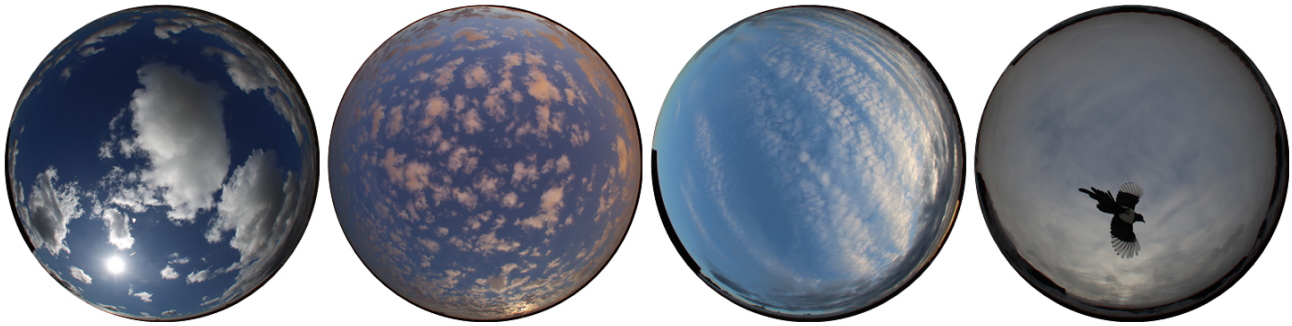


Рис. 1 Примеры изображений регистрируемых с помощью станции «TomSky»

В случае использования данных с нескольких подобных устройств, разнесенных в пространстве, позволит эффективно оценивать высоту нижней границы облачности, рассчитывать скорость и направление перемещения облачных образований, и других объектов природного и искусственного происхождения. Естественно что, при размещении таких устройств необходимо учитывать и радиус обзора системы наблюдения и минимальную высоту в атмосфере, начиная с которой разнесённые в пространстве регистрирующие системы смогут совместно контролировать состояние одного и того же атмосферного пространства. В случае наблюдения за облачностью необходимо учитывать тот факт что, они имеют высоту нижней границы до 2 км, а среднего от 2 до 6 км соответственно.

При разработке методов обработки изображений «всего неба», следует учитывать что, используемые широкоугольные объективы вносят искажения. В большинстве существующих панорамно-оптических средствах регистрации используются сверхширокоугольные объективы типа «Fisheye» с полем зрения близким к 180°×180°. Направленные вертикально вверх, в зенит, такие системы обеспечивают видимость от горизонта до горизонта. К сожалению, подобные объективы страдают значительной геометрической дисторсией: осевые углы по мере приближения к краю поля зрения на изображении сжимаются. Таким образом, прямой пересчет координат точек изображения в угловые координаты приведет к значительным ошибкам. Для минимизации влияния параметров оптической системы объектива на дальнейшую обработку изображений выполняется первичная калибровка, т.е. осуществляется поиск соответствия между трёхмерными точками сцены и пикселями изображения. Для выполнения процедуры калибровки можно использовать либо алгоритм, предложенный Zhengyou Zhang [5], либо алгоритм преобразования координат изображения в сферические горизонтальные [6]. Такая калибровка выполняется только один раз для каждой камеры или объектива, и рассчитанные коэффициенты искажения используются каждый раз для восстановления изображений. После этапа предварительной обработки изображений, включающий в себя этап устранения радиальных и тангенциальных

искажений (рис. 2), возможно определение наличия облачности и других объектов с оценкой вектора их движения.

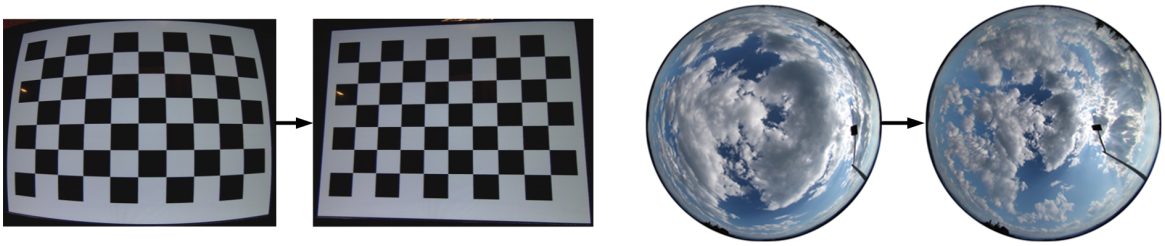


Рис. 2 Пример устранения искажений с помощью алгоритма предварительной калибровки

В процессе регистрации изображений, важно проанализировать их на наличие межкадровой разности, т.е. необходимо решить задачу обнаружения движения. В первую очередь это позволит уменьшить количество используемой для дальнейшей обработки информации. Кроме этого, становиться возможным оценить направление и относительную скорость перемещения, как облачности, так и других объектов природного и искусственного происхождения. Для анализа движения на последовательности кадров можно применять как простые методы вычисления межкадровой разницы, так и более надежные, основанные на вычислении «оптического потока» (optical flow) [7]. При синхронной регистрации изображений с разнесённых в пространстве станций, для определения динамических параметров наблюдаемых объектов, построения т.н. «карты глубины», для определения расстояния до различных объектов, целесообразно применять пассивный бистатический метод. Такой подход позволяет реализовать возможность измерения дальности до произвольных объектов путем компьютерной обработки изображений, полученных с различных оптоэлектронных систем. Сущность метода измерения заключается в использовании двух пространственно разнесенных приемников, с помощью которых определяют углы визирования одного и того же фрагмента облачности и методом триангуляции вычисляют его высоту (рис. 3).

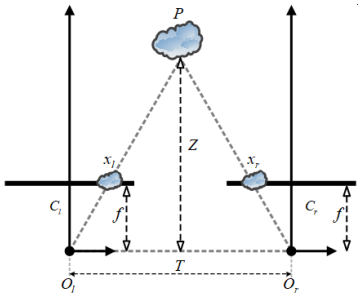


Рис. 3. Совершенно неискаженная, выравненная стереоустановка с известными соответствиями,

В общем случае, расстояние до точки наблюдения рассчитывается в соответствии со следующим выражением:

$$Z = \frac{fT}{x_l - x_r}$$

где f – фокусное расстояние; T – расстояние между камерами; x_l и x_r – координаты проекций на левом и правом изображениях.

Основной проблемой при определении расстояния Z остается поиск стерео соответсвия. Точки сопряжения могут быть обнаружены только в тех визуальных областях, где представления двух камер совпадают. Поэтому, для получения наилучших результатов, необходимо на этапе размещения оборудования добиваться того, чтобы камеры были максимально фронтально параллельными. Тогда, при знании физических координат камер можно получить размерность глубины за счет триангуляции измерений диспарантности. В случае использования вычислительной техники необходимо решить задачу нахождения соответствия между одними и теми же точками, регистрируемых на двух фотоприемниках. Найдя это соответствие и зная расстояние (т.н. базу) между камерами, можно вычислить трехмерное расположение точек.

Алгоритмы поиска точек сопряжения разделяют на два класса - локальные и глобальные. Локальные алгоритмы рассчитывают диспаратность каждой точки изображения в отдельности, используя окна фиксированного или адаптируемого размера для корреляции. Для локальных алгоритмов соответствие точек определяется как схожесть между двумя областями, одна из которых находится в базовом изображении, а другая в парном. Форма этих областей зависит от конкретного алгоритма. При глобальном подходе наилучшая карта соответствий рассчитывается сразу для всего изображения. Глобальные алгоритмы дают хорошие результаты, с небольшим количеством ошибок, но при этом требуют больших вычислительных и временных затрат, что

затрудняет их использование в системах работающих в режиме реального времени. Основываясь на том что, изображения облачности являются высоко текстурированными, для поиска точек сопряжения предлагается быстрый и эффективный алгоритм блочного стерео сопоставления. Для поиска соответствующих точек на стереопаре используется метод оценки подобия между фрагментами изображений, т.е. используются данные полученные на этапе обнаружения движения посредством расчета «оптического потока».

Для снижения различий в освещении и повышении текстурности может выполняется процедура нормализации пары стерео изображений. Для выполнения такой предварительной обработки можно использовать два подхода, первый базируется на статистической информации изображения. Сущность такого метода заключается в вычитании из значения каждого пикселя локального среднего значения. Второй подход основан на гамма коррекции изображения с пересчетом исходной яркости пикселя с учетом таких параметров камеры как выдержка, диафрагменное число, чувствительность. Для минимизации времени нахождения соответствующих точек можно воспользоваться как знаниями о геометрии системы, для наиболее возможного сужения пространства поиска, так и информацией о наличии либо отсутствии движения. На рис. 4. представлен пример вычисления оптического потока для пары изображений полученных с одной панорамно-оптической установки со сдвигом по времени.

Рис. 4. Визуализация рассчитанного оптического потока

Рассчитанный вектор перемещения позволяет определить направление и относительную скорость перемещения облачности в случае получения данных с одной станции. В случае использования совместных данных с двух и более станций приема, становиться возможным рассчитывать как абсолютную скорость перемещения наблюдаемых объектов, так и расстояние до объектов (облачности), поскольку значение каждого вектора оптического потока, в таком случае, будет характеризовать величину диспарантности стерео изображений. Кроме этого, информацию о высоте облачности можно получать при проведении совместных экспериментов с привлечением информации получаемой при зондировании атмосферы. Накопление и последующий анализ данных о скорости и направлении перемещения различных объектов позволит, даже при отсутствии данных о высоте нижней границы, строить краткосрочные прогнозы с использованием, например, рекурсивного фильтра Калмана. При разработке программной системы используется библиотека компьютерного зрения с открытым исходным кодом OpenCV [8].

Список публикаций:

[1] Кауль Б.В., Самохвалов И.В. Теория и результаты лазерного зондирования ориентированных кристаллических частиц в облаках // Оптика атмосферы и океана. 2005. Т.18. С. 1051–1061.

[2 Автоматизированные метеорологические радиолокационные комплексы «Метеоячейка» // СПб, Гидрометеоиздат. 2007. С. 246.

[3] Кокарев Д.В., Галилейский В.П., А.И. Елизаров, Морозов А.М. Устройство наблюдения оптического состояния неба в пределах видимой полусферы // Патент на полезную модель № 191582 от 13.08.2019. Правообладатель: ФГБУН Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН.

[4] Фоторегистратор небосвода // Википедия. [2020]. Дата обновления: 08.11.2020. URL: https://ru.wikipedia.org/?curid=5625224&oldid=110363855 (дата обращения: 08.11.2020).

[5] Zhang Z. A Flexible New Technique for Camera Calibration // IEEE Trans. PatternAnal. Mach. Intell. Washington. DC, USA, 2000. V. 22. № 11. P. 1330-1334.

[6] Galileiskii V. P, Elizarov A. I., Kokarev D. V., Morozov A. M Direction and movement angular velocity determining of cloudiness with panoramic images of the sky // Proc. SPIE 9292, 20th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 929212 (November 25, 2014); doi:10.1117/12.2074811.

[7] Horn, Berthold K.P.; Schunck, Brian G. Determining optical flow // Artificial Intelligence. 17 (1–3): 185–203. doi:10.1016/0004-3702(81)90024-2.

[8] OpenCV: [Электронный ресурс]. URL: http://opencv.org/

Сравнение метеовеличин по данным аэрологических измерений и реанализа ERA5 для интерпретации данных лидарного зондирования

Локтюшин Олег Юрьевич[1*]
Брюханов Илья Дмитриевич,[1,2**] *Ни Евгений Вячеславович,*[1] *Пустовалов Константин Николаевич*[1,3]
Самохвалов Игнатий Викторович[1***]
[1]*Национальный исследовательский Томский государственный университет*
[2]*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН*
[3]*Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН*
E-mail: [*]*lega.lega123@mail.ru,* [**]*plyton@mail.tsu.ru,* [***]*lidar@mail.tsu.ru*

В настоящее время оправдываемость краткосрочных прогнозов погоды достигла некоторого уровня стабилизации 90–95 %. Для дальнейшего его повышения необходимо увеличение полноты, пространственно-временного разрешения и точности метеорологической информации, а также углубленное понимание явлений, происходящих в атмосфере, её структуры, состава и динамики. Среди прочего, несовершенными остаются микрофизические и оптические модели атмосферы. К числу таких недостатков относятся упрощения, обусловленные малой изученностью ряда атмосферных процессов и явлений. Несмотря на общепризнанную значимость облаков верхнего яруса (ОВЯ), как важного фактора, влияющего на потоки лучистой энергии в атмосфере, их микроструктура остаётся недостаточно изученной и весьма грубо учитывается в численных моделях прогноза погоды и климата, что влечёт неминуемые ошибки.

Проблема корректного учёта свойств ОВЯ в существующих моделях атмосферы вызвана сложностью теоретического описания взаимодействия оптического излучения с несферическими ледяными частицами, а также сложностью и дороговизной их экспериментальных исследований. Кроме того, пространственная ориентация частиц в облаках, имеющая определяющее значение при упомянутом взаимодействии, контактными методами вовсе не может быть исследована, поскольку она нарушается при заборе проб исследуемой среды. Вместе с тем, оценка преимущественной ориентации частиц наряду с остальными параметрами микроструктуры облака (параметры распределений ледяных частиц в них по форме и размерам) возможна на основе анализа свойств экспериментально полученной матрицы обратного рассеяния света (МОРС). Математически, она является оператором преобразования состояния поляризации оптического излучения при его взаимодействии с исследуемым облаком, а физически эта матрица содержит в себе информацию о его микроструктуре. Идея экспериментального получения МОРС облаков положена в основу метода поляризационного лазерного зондирования [1], реализованном в высотном матричном поляризационном лидаре НИ ТГУ [2].

Исследование свойств облаков требует их совместного анализа с метеорологической обстановкой на соответствующих высотах. Самым надёжным и чрезвычайно важным с точки зрения изучения атмосферы и климата источником информации о вертикальных профилях метеовеличин являются аэрологические измерения. В настоящее время российская сеть радиозондирования включает 127 аэрологических станций на территории РФ и ещё 2 – в Антарктиде [3]. На рис. 1 представлена схема расположения аэрологических станций в радиусе 500 км от Томска, расстояния до него приведены в табл. 1. Ближайшие к Томску станции находятся в Колпашево и Новосибирске, поэтому для интерпретации результатов зондирования на лидаре НИ ТГУ используются данные с этих станций. Вертикальные профили метеовеличин, измеряемые по всему земному шару с 1973 г., доступны на сайте Вайомингского университета (США) [4]. Несмотря на удаление обеих упомянутых аэрологических станций между собой и от Томска, метеорологическая обстановка на высотах формирования ОВЯ по их данным обычно близка [2, 5]. Для иллюстрации этой близости на рис. 2 приведены примеры измеренных на этих станциях вертикальных профилей температуры и направления ветра. На рисунке и далее по тексту будем использовать аббревиатуру RAOB для обозначения данных аэрологических измерений (сокр. от англ. “radiosonde observations” – радиозондовые измерения). Обозначение ERA5 использовано для обозначения данных одноимённого реанализа – он будет описан далее.

Вместе с тем, описанная близость значений метеовеличин по данным измерений обеих указанных аэрологических станций имеет место не всегда. Кроме того, измерения на них выполняются только дважды в сутки – в 7:00 и 19:00 местного времени. Таким образом, сопоставление характеристик облаков, определяемых по данным лидарного зондирования, с вертикальными профилями метеовеличин часто требует выбора, данные которой из станций и для какого времени следует использовать. Эта сложность тем более актуальна при оценке параметров дрейфа исследуемых аэрозольных образований. Такая оценка выполняется для идентификации и изучения конденсационных следов самолётов [7, 8], а также для временной коррекции результатов комплексных лидарно-пиранометрических экспериментов [5] Таким образом, представляет интерес нахождение источника метеоданных, соответствующих месту расположения лидара НИ ТГУ, а также обеспечивающего более высокое временное разрешение.

Рис.1. Расположение аэрологических станций, ближайших к Томску, по данным сайта [6]; изображение получено в геоинформационной системе Google Earth

Табл.1 Аэрологические станции, расположенные в радиусе 500 км от Томска

Местоположение станции	Идентификационный номер станции	Расстояние от станции до Томска, км*
Новосибирск	WMO 29634	210
Колпашево	WMO 29231	240
Барабинск	WMO 29612	430
Емельяново	WMO 29572	470
Енисейск	WMO 29263	480

*Расстояния определены в геоинформационной системе Google Earth; представленные значения округлены

Ранее в поисках подобного источника выполнялось сопоставление данных аэрологических измерений с синоптическими прогнозами, выполненными с применением модели HRES Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды (ECMWF) [9, 10]. Было отмечено, что направление и скорость ветра на высотах формирования ОВЯ по данным RAOB и HRES имеют близкие значения для различных координатных точек (рассматривались координаты аэрологических станций Колпашево и Новосибирска, а также точки стояния лидара НИ ТГУ). Указанный сайт предоставляет данные прогнозов только на ближайшие 10 дней и не обеспечивает доступ к данным в ретроспективе. Кроме того, данные представляются в графическом виде. Оба этих факта усложняют накопление и интерпретацию метеоданных.

Позже подобное сопоставление с данными RAOB проводилось и для реанализа. Такие массивы данных объединяют результаты измерений множества метеорологических приборов по всему земному шару и используют различные системы усвоения и обработки информации. Для проверки использовался [7] реанализ ERA (сокр. от англ. ECMWF ReAnalysis), конкретно вариант ERA-Interim [11]. Как и ранее, для сравнения с RAOB использовались данные реанализа для Колпашево, Новосибирска и Томска. Было показано, что температура, направление и скорость ветра на высотах формирования ОВЯ также хорошо согласуются между собой для указанных координатных точек и для обоих использованных источников вертикальных профилей метеовеличин.

Данные реанализа ERA-Interim доступны для периода времени с 1 января 1979 г. по 31 августа 2019 г. На смену ему пришёл реанализ пятого поколения ERA5, обеспечивающий высокое пространственное разрешение (0,25°×0,25°) и частый шаг по времени (1 час), а также объединяющий непрерывные ряды метеоданных за период длительностью более 40 лет (с 1979 г. по настоящее время). В качестве исходных данных для реанализа ERA5 используются результаты измерений со всего земного шара: спутниковыми радиометрами, наземными, корабельными и самолётными метеостанциями, метеобуями, шар-зондами, наземными радарами [12]. Временные ряды температуры воздуха и её производных в реанализах семейства ERA однородны для территории Сибири, и, следовательно, могут быть использованы для выявления пространственной неоднородности, обусловленной местными факторами [13]. Настоящий доклад посвящён анализу предварительных результатов сопоставления данных RAOB и ERA5 с целью оценки применимости реанализа для интерпретации результатов измерений на лидаре НИ ТГУ. Возвращаясь к рис. 2, добавим, что при совместном анализе данных RAOB и ERA5 для Колпашево, Новосибирска и Томска часто видна близость вертикальных профилей метеовеличин, по крайней мере, для высот формирования ОВЯ.

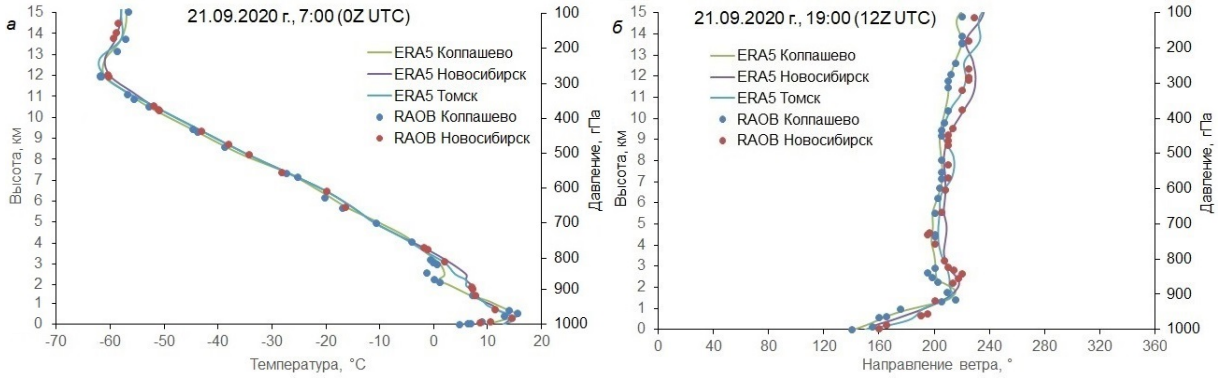


Рис.2 Сопоставление вертикальных профилей температуры (а) и направления ветра (б) по данным аэрологических измерений (RAOB) и реанализа (ERA5)

Анализировались значения температуры и относительной влажности воздуха, а также направления и скорости ветра на стандартных изобарических поверхностях от 1000 до 125 гПа. Этот диапазон давления соответствует высотам от 0 до 14,4 км и почти полностью повторяет рабочий диапазон матричного лидара НИ ТГУ (0–15 км). Массив значений метеовеличин объединил данные для двух дней 2020 г., двух моментов времени в каждом (соответствующих времени измерений на аэрологических станциях) и трёх координатных точек (данные RAOB и ERA5 для Колпашево и Новосибирска, а также ERA5 для Томска). Проведён статистический анализ полученных результатов: аналогично [14], рассчитаны среднеквадратические отклонения значений метеорологических величин ERA5 от RAOB, а также среднеарифметические отклонения разностей и коэффициент корреляции этих значений. Среднеквадратическое отклонение значений рассчитывалось по формуле:

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{N_s}\sum_{i=1}^{N_s}\left(X_{iRAOB} - X_{iERA5}\right)^2}\,.$$

Средняя разность значений, показывающая знак отклонений, рассчитывалась следующим образом:

$$Bias = \frac{1}{N_s}\sum_{i=1}^{N_s}\left(X_{iERA5} - X_{iRAOB}\right).$$

Коэффициент корреляции определялся по формуле:

$$Corr(ERA5, RAOB) = \frac{\sum\left(X_{ERA5} - \overline{X_{ERA5}}\right)\left(X_{RAOB} - \overline{X_{RAOB}}\right)}{\sqrt{\sum\left(X_{ERA5} - \overline{X_{ERA5}}\right)^2 \sum\left(X_{RAOB} - \overline{X_{RAOB}}\right)^2}}\,.$$

Графики на рис. 3 иллюстрируют полученные вертикальные профили среднеквадратичного отклонения температуры и относительной влажности воздуха. Точность восстановления температуры (рис. 3*а*) по данным ERA5 составляет 1–3,5°C для всего представленного диапазона высот. Наилучшая точность (0,7°C) соответствует высоте 11,5 км, наихудшая (3,5°C) – высоте 0,9 км. Добавим, что в диапазоне высот формирования ОВЯ точность восстановления температуры варьирует от 0,7°C (11,5 км) до 3,1°C (5,4 км). При этом наблюдается завышение восстановленной температуры на величину до 2°C, сменяющееся занижением на 0,1–0,3°C лишь для высот, не соответствующих диапазону формирования ОВЯ: 4,1, 12,3–13,3 км. При этом коэффициент корреляции данных реанализа и аэрологических измерений принимает значения, меньшие 0,5, в диапазоне высот 600–900 м и равен 0,5 на высоте 5,4 км. На остальных уровнях его значения лежат в диапазоне 0,7–1.

Точность восстановления относительной влажности существенно хуже (рис. 3*б*): расхождение данных ERA5 с RAOB в рассматриваемом диапазоне высот составляет величину 5–54%, причём на высотах формирования ОВЯ расхождение несколько хуже: 11–54%. На высотах 0–3,5 км относительная влажность восстановлена с точностью до 14%. Значения по данным ERA5 оказываются заниженными относительно RAOB на величину 1,4–4,9% на высотах 0–0,4 км и на 4,4% на высоте 2,9 км. Кроме того, наблюдается занижение на 20–22% на высотах 13,3–14,4 км. Анализ вертикального профиля коэффициента корреляции значений из массивов ERA5 и RAOB показывает ещё меньшую применимость данных реанализа по относительной влажности к задачам лидарных исследований ОВЯ. Так, значения, больше либо равные 0,6, он принимает для диапазонов высот 0–4,1 и 5,4–8,9 км, а также 11,5–12,3 км. Отметим, что значения относительной влажности нередко разнятся при сопоставлении данных аэрологических станций Колпашево и Новосибирска.

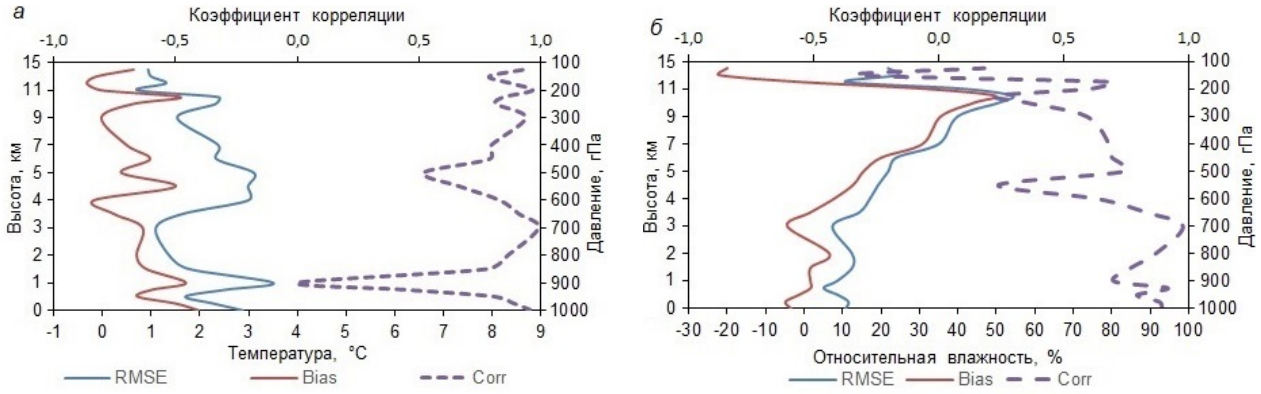


Рис.3. Вертикальные профили среднеквадратичного отклонения (RMSE) значений температуры (а) и относительной влажности воздуха (б) по данным реанализа ERA5 [15] от данных аэрологических наблюдений [4], средние разности (Bias) и коэффициент корреляции (Corr) этих значений

Рассмотрим результаты аналогичного сопоставления вертикальных профилей направления (рис. 4*а*) и скорости (рис. 4*б*) ветра. На высотах 0–4,1 км точность восстановления направления ветра колеблется от 9,9 до 127°, что совершенно неприемлемо с точки зрения расчёта параметров дрейфа облаков. С другой стороны, на высотах в диапазоне 4,7–10 км, почти полностью перекрывающем область формирования ОВЯ, эта величина опускается до вполне приемлемых 6,1–9,9°. Выше, от 10,7 до 14,4 км, расхождение восстановленных значений от данных аэрологических измерений вновь ухудшается и составляет 22,5–48,1°. При этом для высот, соответствующих теневой зоне лидара НИ ТГУ, и несколько выше (до 1,8 км) средняя разность (Bias) значений ERA5 и RAOB имеет абсолютные значения от 0 до 46, дважды меняя знак. Выше, на высотах 2,9–14,4 км величина Bias изменяется от –3,5 до 6,6°. На высотах формирования ОВЯ её значения ещё более приемлемы: от –3,5 до 1,1. Коэффициент корреляции данных ERA5 и RAOB составляет 0–0,3 для высот 0,2–1,8 км и равен 1 на высотах 0, 2,9–11,5 км, опускаясь до 0,6 на высоте 14,4 км.

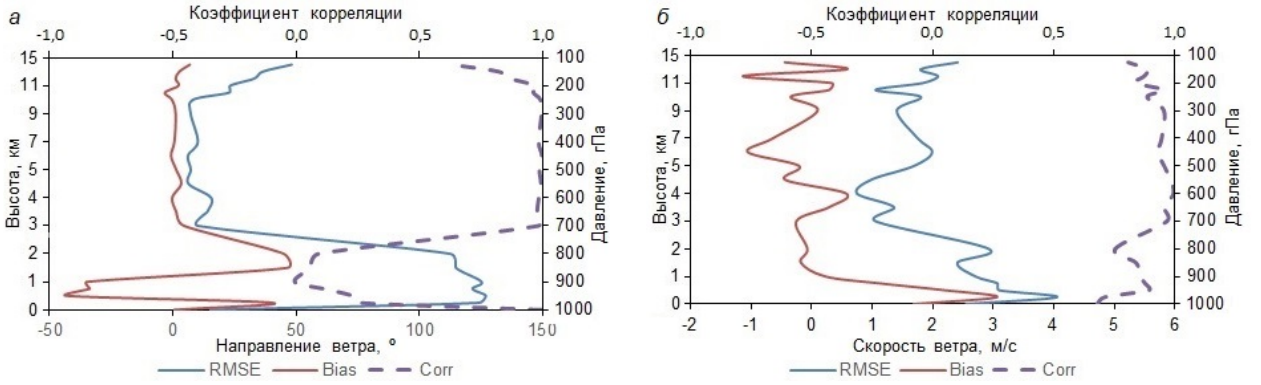


Рис.4. Вертикальные профили среднеквадратичного отклонения (RMSE) значений направления (а) и скорости ветра (б) по данным реанализа ERA5 [15] от данных аэрологических наблюдений [4], средние разности (Bias) и коэффициент корреляции (Corr) этих значений

Точность восстановления скорости ветра меняется в диапазоне 0,7–4,1 м/с в рассматриваемом диапазоне высот, принимая удовлетворительные значения 1–2,1 м/с на высотах ОВЯ. Как и для направления ветра, точность восстанавливаемых значений его скорости на высотах ниже (0–1,8 км) и в самом верху рассматриваемого диапазона высот (14,4 км) принимает неприемлемые значения 2,4–4,1 м/с. При этом характер изменения средней разности с высотой имеет сложный профиль, принимая значения от –0,4 до 0,6 м/с на высотах 0,9–5,4 км и значения от –0,3 до 0,3 на высотах 8,9–11,5 км. Коэффициент корреляции превышает 0,7 для всех высот рассматриваемого диапазона, достигая значений 0,8–1 выше 0,4 км.

Представленные результаты показывают перспективность применения данных реанализа ERA5 по температуре и направлению ветра для исследований ОВЯ. Отмеченные замечания к точности восстановления скорости ветра и, особенно, относительной влажности воздуха, вероятно, могут быть ослаблены с расширением массива сопоставляемых данных. Такое расширение позволит уточнить достоверность данных реанализа и диапазон высот надёжного восстановления метеорологической обстановки. Их применение при интерпретации

результатов исследований ОВЯ на лидаре НИ ТГУ обеспечит массив экспериментальных данных вертикальными профилями метеовеличин, соответствующих месту и времени измерений, с высоким пространственным (примерно 30×30 км) и временным (1 ч) разрешением.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, Грант № 21-72-10089.

Список публикаций:

[1] Кауль Б.В. Оптико-локационный метод поляризационных исследований анизотропных аэрозольных сред: дис. докт. физ.-мат. наук. Томск, 2004. 219 с.

[2] Самохвалов И.В., Кауль Б.В., Насонов С.В., Животенюк И.В., Брюханов И.Д. // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т. 25, № 5. С. 403–411.

[3] Червяков М.Ю. Зондирование атмосферы: учебно-методическое пособие для студентов, обучающихся по направлению 05.03.05 Прикладная гидрометеорология / М.Ю. Червяков. – Саратов: ИЦ «Наука», 2019. – 62 с.

[4] University of Wyoming. URL: http://weather.uwyo.edu.

[5] Брюханов И.Д., Зуев С.В., Самохвалов И.В. // Оптика атмосферы и океана. 2021. Т. 34, № 4. С. 272–279.

[6] Центральная Аэрологическая Обсерватория (Научно-Технический Центр Радиозондирования) URL: http://cao-ntcr.mipt.ru/monitor/locator.htm.

[7] Samokhvalov I.V., Bryukhanov I.D., Park Soojin, Zhivotenyuk I.V., Ni E.V., and Stykon A.P. // Proc. SPIE. 2018. Vol. 10833, 24th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics. – 108335J (6 pp.); doi: 10.1117/12.2504517.

[8] Брюханов И.Д., Локтюшин О.Ю., Самохвалов И.В. // Труды Военно-космической академии имени А.Ф. Можайского. 2020. Вып. 674. С. 123–127.

[9] Брюханов И.Д. // Труды Военно-космической академии имени А.Ф. Можайского. 2018. Вып. 662. С. 102–106

[10] Windy: Wind map & weather forecast. URL: https://www.windy.com.

[11] The European Centre for Medium-Range Weather Forecasts. URL: https://www.ecmwf.int.

[12] ECMWF Confluence Wiki. ERA5: data documentation. URL: https://confluence.ecmwf.int/display/CKB/ERA5%3A+data+documentation#ERA5:datadocumentation-Introduction.

[13] Гордов Е.П., Богомолов В.Ю., Генина Е.Ю., Шульгина Т.М. // Вестник НГУ. Серия: Информационные технологии. 2011. Т. 9, № 1. С. 56–66.

[14] Щукин Г.Г., Иткин М.И., Караваев Д.М., Чичкова Е.Ф. // II Всероссийские Армандовские чтения [Электронный ресурс]: Радиофизические методы в дистанционном зондировании сред / Материалы V Всероссийской научной конференции (Муром, 26–28 июня 2012 г.) – Муром: Изд.-полиграфический центр МИ ВлГУ, 2012. С. 147–152.

[15] Copernicus Climate Data Store. URL: https://cds.climate.copernicus.eu.

Оптическая связь на рассеянном излучении в дисперсной среде с высокой мутностью

Познахарев Егор Сергеевич

Белов Владимир Васильевич[1], Тарасенков Михаил Викторович[1], Федосов Андрей Васильевич[1], Абрамочкин Владимир Николаевич[2]

[1]Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск, Россия

[2]Секция прикладных проблем при Президиуме РАН, г. Новосибирск, Россия

E-mail: 724_pes1992@iao.ru, belov@iao.ru, tmv@iao.ru, fean.2010@yandex.ru, ya.wna@yandex.ru

Анализируются результаты лабораторных исследований канала оптической связи на рассеянном излучении в большой аэрозольной камере ИОА СО РАН в условиях чистой атмосферной среды и при заполнении камеры парами водно-глицериновой смеси. Установлено, что при некомпланарной геометрии системы связи в водно-глицериновой среде возможна стабильная передача данных при азимутальном угле приёмника до 5˚. Вероятность ошибки в канале связи в условиях заполненной водно-глицериновой смесью камеры возрастает медленнее при увеличении угла места приёмника по сравнению с незаполненной камерой.

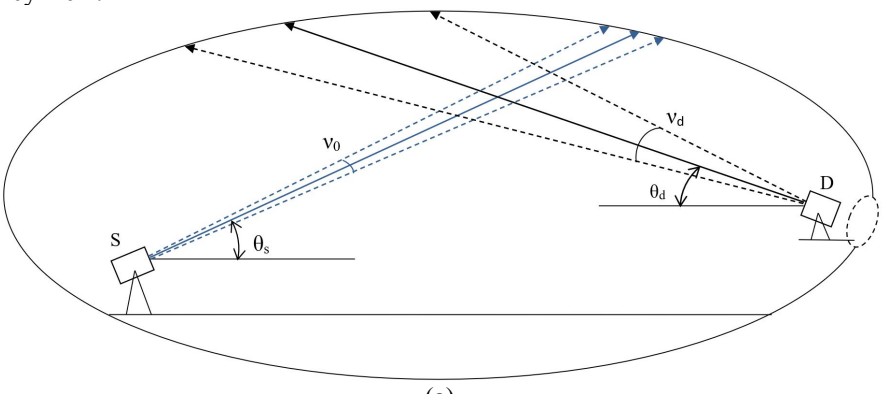
В настоящее время системы оптической связи интенсивно исследуются теоретически и экспериментально [1-8]. Преимущество этого вида связи над радио и акустической связью заключается в возможности передавать информацию: 1) на более высоких скоростях (в акустическом диапазоне); 2) без лицензирования диапазона частот; 3) при наличии радио и акустических непрозрачных экранов между приемником и излучателем.

Несмотря на то, что по атмосферному каналу оптической связи в пределах прямой видимости возможна передача информации с высокой скоростью на достаточно короткие расстояния, турбулентность приводит к «беганию» лазерного пучка по апертуре приемника, а в некоторых случаях даже к выходу его за ее пределы, наличие посторонних объектов на линии связи также приводит к прерыванию связи. Системы бистатической (загоризонтной) связи на рассеянном излучении во многом лишены этих недостатков. Бистатическая связь, осуществляется в непрямой видимости источника излучения приёмником и полезным сигналом является рассеянное излучение. Системы связи такого типа позволяют передавать информацию одновременно нескольким абонентам на базовых расстояниях от сотен метров до сотен километров в зависимости от метеорологических условий атмосферной среды и параметров приёмо-передающей аппаратуры.

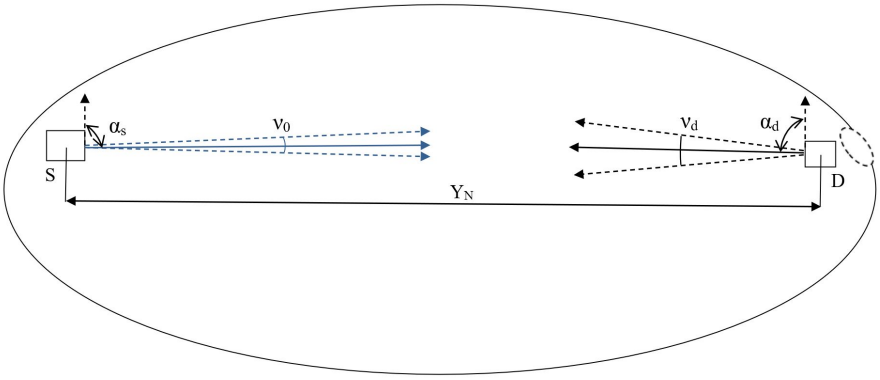
Работы, посвященные исследованию систем связи на рассеянном излучении в атмосферном канале связи, в настоящее время представлены как в отечественной [1,3,4,6] так и зарубежной литературе [2,5,7,8]). Из этих и других работ следует, что системы связи достаточно активно развиваются в двух направлениях. Первое из них – оптико-электронные системы беспроводной связи в УФ (ультрафиолетовом) диапазоне [1-5,7,8]. Второе – оптико-электронные системы беспроводной связи в видимом диапазоне [5,6]. Исследования систем атмосферной связи на рассеянном излучении ведутся для видимого и ближнего УФ-диапазона с большим базовым расстоянием (от 100 м до 10-20 км), для дальнего УФ- диапазона в полосах поглощения Хиггинса и Хартли озона с небольшим базовым расстоянием (от 200 м до 1,3 км) и большими углами расходимости информационного оптического излучения и поля зрения приемника.

Ранее в наших работах было показано, что атмосферная оптическая связь на рассеянном излучении возможно в видимом [5,6] и ультрафиолетовом (УФ) [4] диапазонах, однако задача оценки влияния высокой мутности среды на качество передачи данных не рассматривалась.

Основная цель выполненных лабораторных исследований заключалась в оценке влияния среды с высокой мутностью на вероятность ошибки и её СКО в канале оптической связи на длине волны λ=450 нм при различных условиях наблюдения. Исследование канала связи с высокой концентрацией аэрозольных частиц осуществлялось с помощью лабораторного макета бистатической системы связи [6] в соответствии с геометрической схеме, приведенной на рисунке 1.



(a)



(б)

Рис. 1 Геометрическая схема линии оптической связи на рассеянном излучении в БАКе. (а) – вид сбоку; (б) – вид сверху.

S - источник; D – приёмник; θ_d – угол места приёмника; θ_s- угол места источника; Y_N -базовое расстояние; α_d - азимутальный угол приёмника (измеряется от направления на источник); α_s -азимутальный угол источника (измеряется от направления на приёмник)

Для моделирования мутной среды камера заполнялась водно-глицериновой смесью. На первом этапе проводились эксперименты в условиях незаполненной водно-глицериновой смесью камеры. После первой серии экспериментов в течении 30 минут запускались пары водно-глицериновой смеси. На втором этапе после распределения аэрозоля водно-глицериновой смеси во всем объеме камеры проводились измерения аналогичные первой серии. Для простоты отсчета азимутальных углов приёмника система связи располагалась в одной плоскости, и значение нулевого азимутального угла соответствовало направлению приёмной системы на излучатель.

Лабораторный эксперимент был организован по следующей схеме. Из полупроводникового лазерного модуля S под углом места $\theta_s = 15^\circ$ и азимутальным углом $\alpha_s = 0^\circ$ в направлении на приёмник D отправлялся модулированный времяимпульсной модуляцией сигнал с расходимостью излучения ν_0=0,30˚ на длине волны λ=450 нм и при средней мощности излучения P=0,4 мВт. На базовом расстоянии Y_N= 23 м приёмная система D с углом поля зрения ν_d=1˚ регистрировался рассеянный лазерный импульс под различными углами места θ_d и азимутальными углами α_d. В состав приёмной системы входил линзовый рефрактор, фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) УФК 4Г-4 , узкополосный фильтр semrock 257/12 и демодулятор. Для оценки качества связи использовались значения вероятностей ошибки в канале связи и их среднеквадратичные отклонения, которые определялись по формулам (1) и (2) соответственно из [6]:

$$\bar{x} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} x_i \quad (1)$$

$$\bar{\sigma} = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} x_i^2 - \bar{x}^2} \quad (2)$$

где x_i – ошибочно принятый символ i-го элемента пачки; n – общее количество элементов в пачке.

Экспериментальные исследования проводилась при следующих условиях: коэффициенты ослабления среды в незаполненной камере σ_x =0,61 м$^{-1}$ и в заполненной водно-глицериновой смесью σ_x = 0,93 м$^{-1}$; углах места оптической оси приёмника θ_d= 0˚,15˚, 30˚; азимутальных углах α_d= 0˚, 5˚. На рисунке 2 приведены полученные вероятности ошибок связи и их СКО.

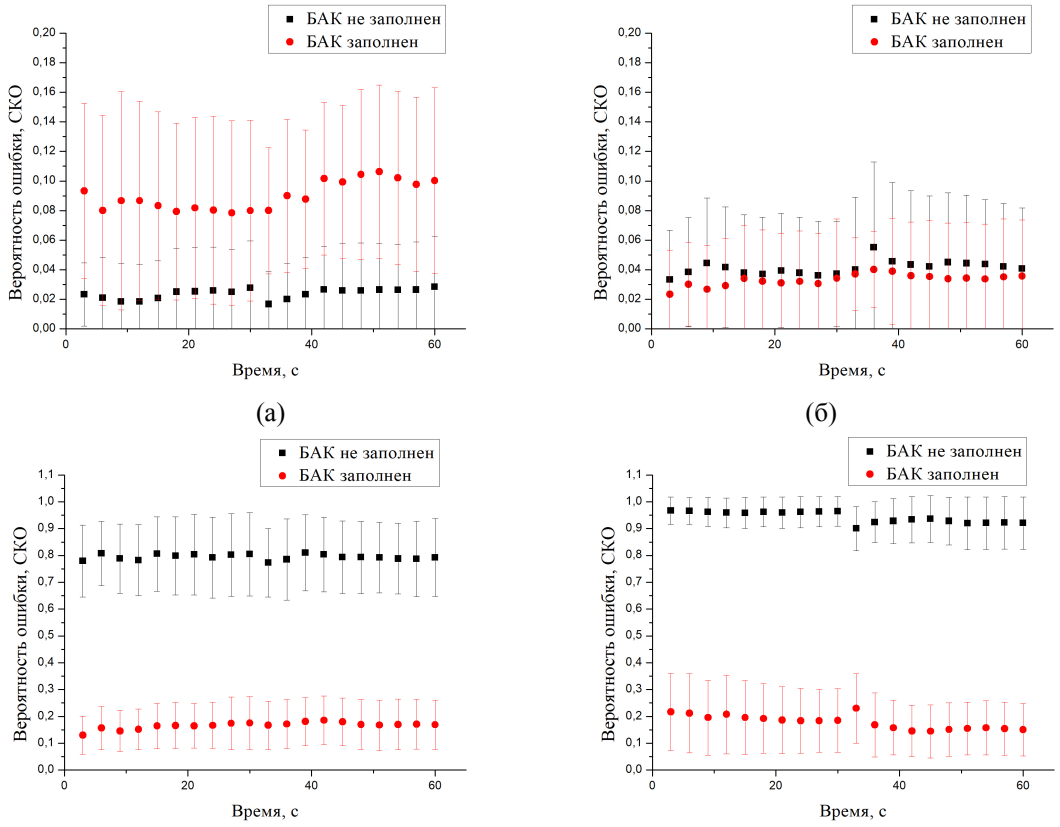


Рис. 2 Вероятности ошибок связи и СКО для выполненных экспериментов. (а) - $\theta_d = 0^\circ$ и $\alpha_d = 0^\circ$; (б) - $\theta_d = 15^\circ$ и $\alpha_d = 0^\circ$; (в) - $\theta_d = 0^\circ$ и $\alpha_d = 5^\circ$; (г) - $\theta_d = 30^\circ$ и $\alpha_d = 0^\circ$

Анализ результатов экспериментальных исследований показал, что при углах оптической оси приёмной системы $\alpha_d = 0^\circ$; $\theta_d = 0^\circ$ пары водно-глицериновой смеси за счет рассеивающих и поглощающих свойств ослабляют сигнал, в связи с этим значение средней вероятности ошибки в канале связи возрастает до значения 0,09. При геометрическом расположении приёмной системы с $\alpha_d = 5^\circ$; $\theta_d = 0^\circ$ за счет преобладания многократного рассеяния над однократным в среде с большим коэффициентом ослабления средняя вероятность ошибок увеличивается до 0,15. В среде с меньшим коэффициентом ослабления передача данных резко ухудшается, и средняя вероятность ошибок в канале связи возрастает до значения 0,8. Значительное ухудшение качества связи обусловлено некомпланарностью схемы связи и преобладанием однократного рассеяния в камере без модельной среде над многократным. При геометрических расположениях приёмной системы $\alpha_d = 0^\circ$; $\theta_d = 0^\circ$, 15°, 30° средняя вероятность ошибок возрастает с 0,09 до 0,18 при увеличении угла места оптической оси приёмника в условиях заполненной камеры. При незаполненной модельной средой камеры средняя вероятность ошибок возрастает с 0,03 до 0,94. Следовательно на малых базовых расстояниях в среде с высокой мутностью вероятность ошибки связи возрастает медленнее, чем в случае не заполненной камеры модельной средой.

Список публикаций:

[1] Бритвин А.В., Поллер Б.В., Щетинин Ю.И. Использование ультрафиолетового канала связи с рассеянием в беспроводных информационных системах и микросистемах// ГЕО-Сибирь. 2007. Т. 4. №1. С.174-179.

[2]Chen G., Abou-Galala F., Xu Z., Brian M. Sadler Experimental evaluation of LED-based solar blind NLOS communication links// Optics express. 2008. V. 16. №19. P. 15059-15068.

[3] Бритвин А.В., Поллер Б.В., Алексеев А.В. О свойствах обратного рассеяния ультрафиолетовых сигналов для управления подвижными объектами //ГЕО-Сибирь. 2008, Т. 4. №2. С. 39–45.

[4] Белов В. В., Гриднев Ю. В., Кудрявцев А. Н., Тарасенков М. В., Федосов А. В. Оптико-электронная связь в УФ-диапазоне длин волн на рассеянном лазерном излучении . // Оптика атмосферы и океана. 2018. Т. 31. №7. С. 559–562.

[5]Belov V.V., Juwiler Irit, Blaunstein Nathan, Tarasenkov M.V, Poznakharev E.S. NLOS Communication: Theory and Experiments in the Atmosphere and Underwater // Atmosphere. 2020. V.11. №10. P.1122-1137.

[6]. Белов В.В., Тарасенков М.В., Абрамочкин В.Н. и др. Атмосферные бистатические каналы связи с рассеянием. Часть 2. Полевые эксперименты// Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. №8. С. 659-664.

[7]Wu M., Han D, Zhang X., Zhang F., Zhang M., Yue G. Experimental research and comparison of LDPC and RS channel coding in ultraviolet communication systems// Optics express. 2014. V. 22. №5. P. 5422-5430.

[8]Liao L., Drost R.J., Li Z., Lang T., Sadler B.M., Chen G. Long-distance non-line-of-sight ultraviolet communication channel analysis: experimentation and modeling// IET Optoelectronics. 2015.V.9. №5. P.223-231

Оценка возможностей измерения концентрации атомарных компонентов мезосферы с помощью лидара

Халхаров Доржи Дашиевич[1]
Бобровников Сергей Михайлович[1,2]
Жарков Виктор Иванович[2]
[1]*Национальный исследовательский Томский государственный университет*
[2]*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН*
E-mail: khalkharovdorzhi@mail.ru, bsm@iao.ru, zharkov@iao.ru

Известно о существовании области мезосферы (высота 85-110 км) в которой накапливаются продукты сублимации космической пыли. Состав этих продуктов содержит длинный список паров металлов космического происхождения. Изучение пространственно-временного распределения концентрации паров металлов в мезосфере представляет значительный научный интерес. Однако исследование затруднено вследствие чрезвычайных трудностей использования традиционных методов исследования этой области атмосферы. Разрешить эту проблемную ситуацию позволяет применение дистанционных лазерных методов измерения концентрации атомарных компонентов на основе использования эффекта резонансной флуоресценции.

Полученные данные об концентрации атомарных компонентов с помощью лидара позволят:

1 - создавать лазерные опорные звезды для нужд адаптивной оптики в широком диапазоне длин волн;

2 - осуществлять контроль динамики концентрации широкого набора компонентов мезосферы с целью получения более детальной информации о характере солнечно-земных связей и их влиянии на климат;

Работа посвящена оценке возможности измерения концентрации атомарных компонентов мезосферы с помощью разрабатываемого лидара. Приведены характеристики исследуемых атомарных компонентов мезосферы [1,2]. Проведены расчеты для определения времени накопления сигнала в режиме счета фотонов с погрешностью 5% с учетом основных параметров лидара и модели реальной атмосферы.

Список публикаций:
[1] John M.C. Plane., Wuhu Feng., Erin C.M Dawnkins // The mesosphere and metals: chemistry and changes. 2015. №115 P.4525-4533
[2] Chester S. Gardner // Performance capabilities of middle-atmosphere temperature lidars: comparison of Na, Fe, K, Ca, Ca^+, and Rayleigh systems. 2004. №25 P.4941-4945

Оценка размеров зеркальных локальных областей облаков верхнего яруса по данным поляризационного лазерного зондирования

***Брюханов Илья Дмитриевич*[1,2*]**

*Ни Е.В.,[1] Животенюк И.В.,[1] Дорошкевич А.А.,[1] Стыкон А.П.[1], Кириллов Н.С.[1], Самохвалов И.В.[1**]*

[1]Национальный исследовательский Томский государственный университет

[2]Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН

E-mail: [*]plyton@mail.tsu.ru, [**]lidar@mail.tsu.ru

Облака верхнего яруса (ОВЯ) являются общепризнанным фактором, влияющим на потоки лучистой энергии в атмосфере [1–4]. Вместе с тем, их микроструктура, определяющая воздействие облаков на распространение оптического излучения, учитывается в существующих моделях атмосферы довольно грубо. В отличие от капельных облаков, описать форму и размеры частиц в кристаллических или смешанных облаках затруднительно. Поэтому при моделировании радиационных свойств ОВЯ используется понятие «эффективного радиуса» частиц, основанное на равенстве какой-либо характеристики разнообразных по форме частиц и некоторой сферы [4, 5]. Сложившаяся ситуация, прежде всего, является следствием отсутствия сертифицированных средств измерения, позволяющих определять не только размеры несферических частиц, но и их форму и ориентацию в пространстве. Контактные приборы, устанавливаемые на летательных аппаратах, в принципе не способны определить пространственную ориентацию несферических ледяных частиц в облаках, поскольку она нарушается при заборе проб исследуемой среды.

В настоящей работе, оценка параметров микроструктуры ОВЯ проводилась дистанционным способом на основе анализа изменения состояния поляризации оптического излучения при его взаимодействии с исследуемым облаком [6]. Дистанционное зондирование ОВЯ систематически выполняется на высотном поляризационном лидаре НИ ТГУ с 2009 г. Отличительной особенностью этого лидара является наличие в передающем и приёмном каналах идентичных узлов трансформации состояния поляризации излучения [7]. В зависимости от конфигурации элементов в этих узлах, зондирующее излучение принимает четыре состояния поляризации, а поляризационные элементы в приёмном канале образуют поляриметр. При направлении в атмосферу зондирующих импульсов излучения с четырьмя разными поляризациями и измерении вектора Стокса отражённого облаком излучения (для каждой поляризации зондирующего излучения) измеряется 16 лидарных сигналов, что позволяет вычислить все 16 элементов МОРС [7, 8]. Фотоэлектронные умножители лидара работают в режиме счёта фотонов, обеспечивая высотное стробирование сигнала (диапазон значений длины строба: 37,5–150 м). Зондирование выполняется вертикально, в зенитном направлении. Программно-аппаратный комплекс лидара реализует параллельное накопление фотоэлектронных импульсов. Благодаря этому динамика движения исследуемых облаков в поле зрения приёмной системы под действием ветра регистрируется одновременно во всех 16 указанных измерениях. Минимальное время получения вертикального профиля МОРС составляет 2 секунды. Таким образом, зондирование может выполняться в течение нескольких часов и суток [9] без ущерба для достоверности получаемых результатов. Время одной серии измерений обычно составляет 16 минут 40 секунд.

Интерпретация результатов лидарных измерений требует их совместного анализа с метеорологической обстановкой на высотах регистрируемых облаков. В качестве источника таких данных используются ближайшие к Томску аэрологические станции [10], расположенные в Колпашево и Новосибирске. Метеоданные находятся в свободном доступе в сети Интернет [11]. База данных указанного сайта ценна тем, что содержит результаты ежедневных измерений вертикальных профилей метеовеличин, проводимых с 1973 г. по всему земному шару. Несмотря на удаление указанных станций между собой и от Томска, метеорологическая обстановка на высотах формирования ОВЯ по данным обоих пунктов измерений обычно близка [7, 12].

Ранее было показано [13], что ОВЯ могут содержать локальные зеркальные и незеркальные области. Причём, исследуемое облако часто классифицируется зеркальным на основании экспериментальных данных, даже если в течение измерений таковым было не всё оно, а только отдельные его области. Это свойство существенно повышает важность наземных лидарных исследований ОВЯ перед спутниковыми, поскольку пространственное и временное разрешение последних не обеспечивает локализацию исследуемой области, доступную первым. Настоящая работа посвящена оценкам размеров зеркальных локальных областей ОВЯ.

На рис. 1 представлена динамика вертикального профиля интенсивности лидарного сигнала, полученная в течение двух серий измерений, выполненных 7 октября 2019 г. с 13:00 до 13:17 и с 13:18 до 13:35. Вертикальными линиями на графиках обозначены границы интервалов, на которые серии были разделены для раздельного анализа. В течение всего представленного времени измерений непрерывно регистрировался облачный слой на высоте около 12 км. Вывод о непрерывности его наблюдения сделан на основе анализа лидарных сигналов, просуммированных для интервалов первой серии, в течение которых, как может показаться, облако не наблюдалось. Подобным образом разделено и время второй серии измерений: выбраны отрезки, в течение которых, ожидалось, можно увидеть наличие или отсутствие преимущественной горизонтальной

ориентации ледяных кристаллов в облаке. Забегая вперёд, отметим, что в течение всего времени второй серии измерений исследуемое облако оставалось зеркальным.

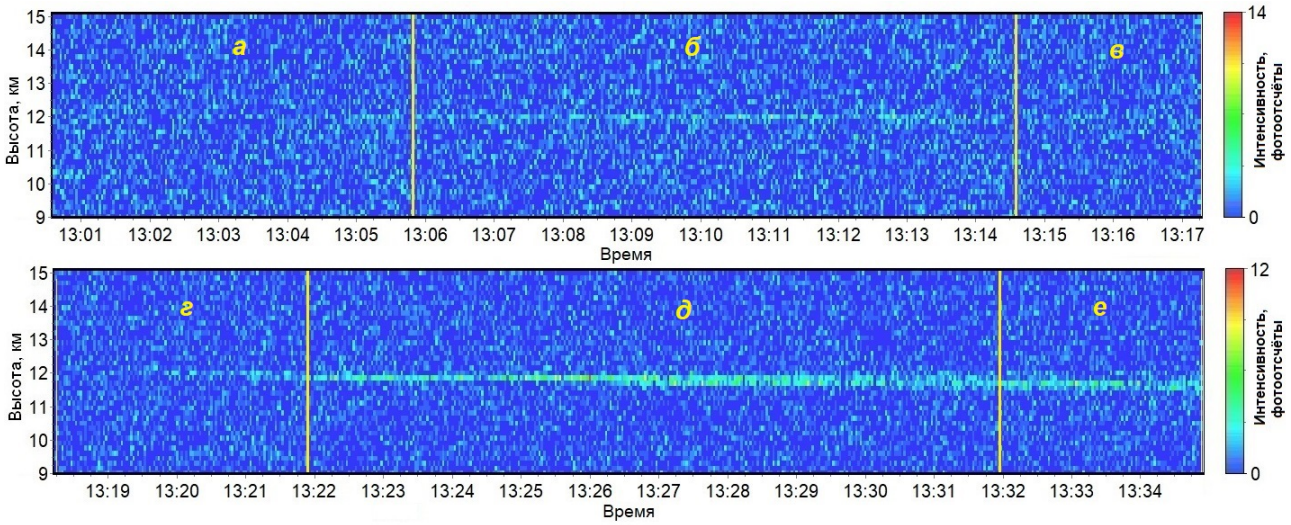


Рис.1 Динамика вертикального профиля интенсивности лидарного сигнала (7 октября 2019 г.)

В табл. 1 представлены геометрические и оптические характеристики облака, оценённые по данным лидарного зондирования. Зеркальность его локальных областей оценивалась согласно следующим критериям: отношение рассеяния $R \geq 10$, оптическая толща $\tau \leq 1$, а элемент МОРС $m_{44} \leq -0{,}4$ [7, 8]. Так, в течение первой из рассматриваемых серии измерений (13:00–13:17; интервалы с А по В на рис. 1 и табл. 1) зеркальная часть регистрировалась только в течение интервала Б. Вместе с тем, на основе анализа лидарных сигналов, накопленных в течение всей серии, часть облака, зарегистрированная с 13:00 до 13:17 (см. строку «А–В» в табл. 1), классифицирована зеркальной. При этом указанная особенность имеет место несмотря на регистрацию незеркальных его областей в течение интервалов А и В. Добавим, что, зная значение скорости ветра на соответствующих высотах, измеренное на упомянутых аэрологических станциях, и длительность регистрации зеркальной части облака, можно оценить её поперечный размер.

Табл.1 Геометрические и оптические характеристики зарегистрированного облака (7 октября 2019 г.)

Временной интервал	Высоты, км	Отношение рассеяния	Оптическая толща	Элемент m_{44} МОРС	Описание
А (13:00–13:06)	11,2–12,5	3,9	0,42	–0,10	Незеркальная часть
Б (13:06–13:15)	11,5–12,4	18,2	0,67	–0,89	Зеркальная часть
В (13:15–13:17)	11,2–12,4	8,6	0,95	–0,03	Незеркальная часть
А–В (вся серия 13:00–13:17)	11,2–12,5	18,4	0,51	–0,87	Зеркальная часть
Г (13:18–13:22)	11,3–12,7	67,7	0,73	–0,74	Зеркальная часть
Д (13:22–13:32)	11,3–12,2	23,5	0,03	–0,95	Зеркальная часть
Е (13:32–13:35)	11,2–13,3	46,3	0,53	–0,98	Зеркальная часть
Г–Е (вся серия 13:18–13:35)	11,2–13,3	43,9	1,03	–0,92	Зеркальная часть

В работе проанализированы данные всех лидарных измерений 2016–2020 гг. В подборке рассмотрены 1495 серий измерений (включая зондирование в безоблачной обстановке; длительность одной серии измерений

обычно составляет 16 минут 40 секунд). На рис. 2 представлена гистограмма распределения количества серий измерений в выборке по сезонам. Обращает на себя внимание преобладание (38%) количества измерений весной. При этом зимой и осенью было выполнено, соответственно, в 1,7 и 1,6 раза меньше измерений. Наименьшее же количество сеансов зондирования выполнено летом (16%). Описанное распределение, прежде всего, характеризует частоту случаев благоприятной для зондирования метеорологической обстановки: отсутствие кучевой облачности, осадков и сильного ветра в приземном слое. В подборке выделена 231 серия измерений, в течение которых регистрировались ОВЯ, и идентифицирована 81 зеркальная область таких облаков. Рис. 3 иллюстрирует сезонное распределение количества зарегистрированных зеркальных ОВЯ. Осенью зафиксировано наибольшее количество зеркальных областей облаков, в то время как весной, напротив, наименьшее.

Рис.2 Гистограмма распределения количества серий измерений на лидаре НИ ТГУ по сезонам (2016–2020 гг.)

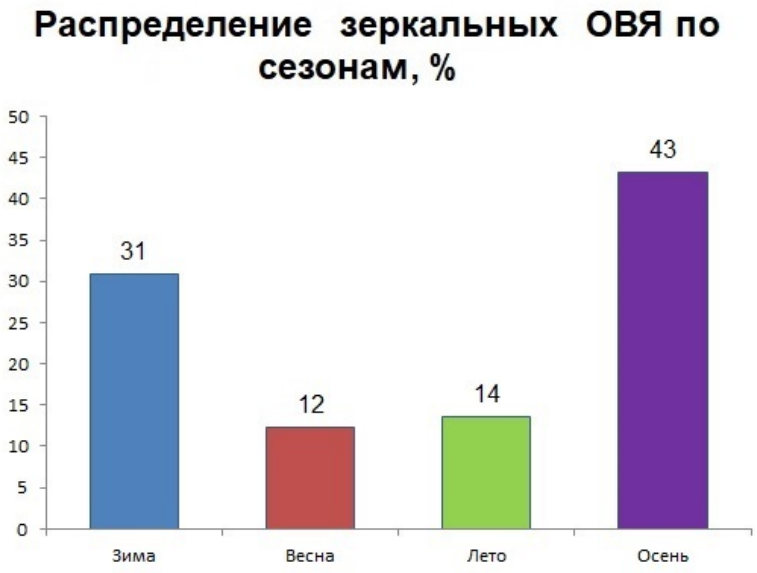


Рис.3 Гистограмма сезонного распределения количества зарегистрированных зеркальных ОВЯ (2016–2020 гг.)

Распределение количества наблюдавшихся ОВЯ и зеркальных среди них по месяцам представлено на рис. 4. Наибольшее количество зеркальных ОВЯ зарегистрировано в сентябре и октябре, при этом наибольшая доля зеркальных среди зарегистрированных – в августе. Добавим, что анализ результатов лидарного зондирования, полученных представленные годы, показывает, что в июле ОВЯ не наблюдались вовсе, а в ноябре, хоть и наблюдались, зеркальных среди них обнаружено не было. На основе данных зондирования лидаром НИ ТГУ и аэрологических измерений для каждой зеркальной области ОВЯ оценён поперечный размер. Гистограмма распределения полученных оценок приведена на рис. 5. Доля наибольшего значения (30 км) составляет 2% от общего количества выделенных зеркальных областей ОВЯ и подкрепляется данными измерений на обеих указанных аэрологических станциях.

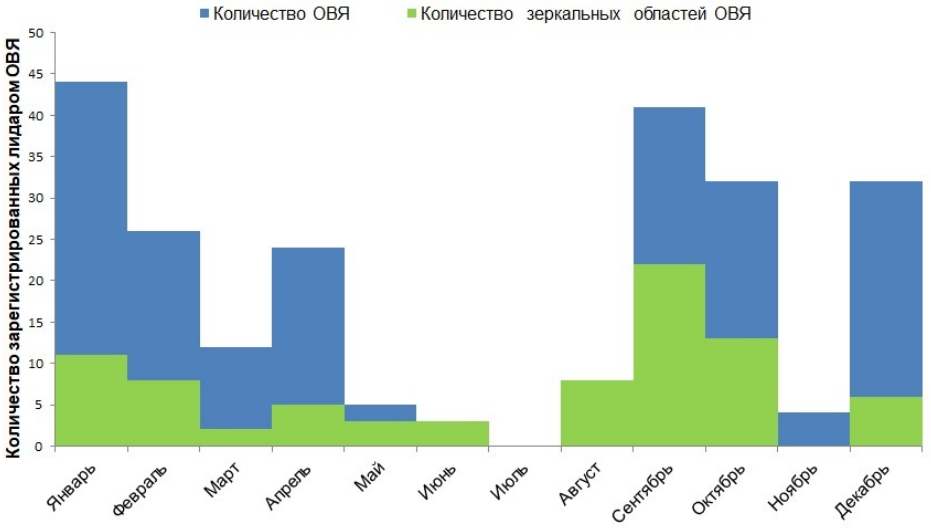


Рис.4 Гистограмма распределения общего количества зарегистрированных ОВЯ в течение 2016–2020 гг., в том числе, зеркальных

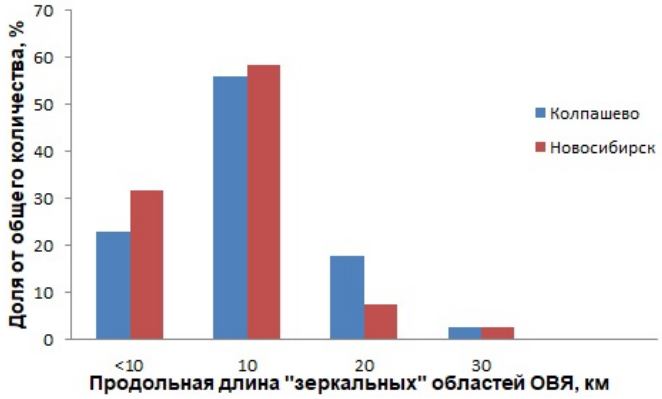


Рис.5 Гистограмма распределения размеров зеркальных областей ОВЯ (2016–2020 гг.)

Полученные результаты позволяют заключить: помимо самого факта наличия зеркальных свойств у ОВЯ, при расчётах радиационного баланса атмосферы следует учитывать и возможную локализацию ансамблей преимущественно горизонтально ориентированных ледяных частиц. Отметим, что оценить долю площади зеркальных локальных областей ОВЯ относительно всего облачного поля по данным описанной выборки не представляется возможным. Это вызвано тем, что лидарные измерения ограничены рядом факторов, среди которых кучевая облачность, осадки и сильный ветер в приземном слое.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-45-700008) и при поддержке государственного задания Института оптики атмосферы имени В.Е. Зуева СО РАН.

Список публикаций:

[1] Боровиков А.М., Гайворонский И.С., Зак Е.Г. и др. // Физика облаков. Л: Гидрометеоиздат, 1961. 460 с.
[2] Liou K.N. // J. Geophys. Res. 1986. V. 103. P. 1799–1805.
[3] Stephens G.L., Tsay Si-Chee, Stackhouse P.W., Jr., et al. // J. Atm. Sci. 1990. V. 47, No. 14. P. 1742–1753; doi: 10.1175/1520-0469(1990)047<1742:TROTMA>2.0.CO;2.
[4] Дмитриева-Арраго Л.Р., Трубина М.А., Толстых М.А. // Труды Гидрометцентра России. 2017. Вып. 363. С. 19–34.
[5] Шатунова М.В., Рублев А.Н., Дмитриева-Арраго Л.Р. // Труды Гидрометцентра России. 2010. Вып. 344. С. 21–36.
[6] Kaul B.V., Samokhvalov I.V., Volkov S.N. // Appl. Opt. 2004. V. 43, No. 36. P. 6620–6628; doi: 10.1364/AO.43.006620.
[7] Самохвалов И.В., Кауль Б.В., Насонов С.В. и др. // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т. 25, № 5. С. 403–411.
[8] Самохвалов И.В., Брюханов И.Д., Насонов С.В. и др. // Известия вузов. Физика. 2012. Т. 55, № 8. С. 63–67.
[9] Samokhvalov I.V., Bryukhanov I.D., Park Soojin, et al. // Proc. SPIE. 2018. V. 10833. 108335J (6 pp.); doi: 10.1117/12.2504517.
[10] Центральная Аэрологическая Обсерватория (Научно-Технический Центр Радиозондирования). URL: http://cao-ntcr.mipt.ru/monitor/locator.htm
[11] University of Wyoming. URL: http://weather.uwyo.edu.
[12] Брюханов И.Д., Зуев С.В., Самохвалов И.В. // Оптика атмосферы и океана. 2021. Т. 34, № 4. С. 272–279.
[13] Samokhvalov I.V., Bryukhanov I.D., and Ni E.V. // Proc. SPIE. 2020. V. 11560. 115604C (5 pp.); doi: 10.1117/12.2575529.

Спектральная функция флуктуаций интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка (0.63 мкм) в приземной атмосфере в дожде, мороси и дымке

Вострецов Николай Арсеньевич

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН

E-mail: vna@iao.ru

1.Введение

Приведены результаты исследования влияния скорости ветра и ее перпендикулярной составляющей скорости ветра к трассе, вида атмосферных осадков (дождь, морось) и дымки на спектральную функцию флуктуаций интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка в приземной атмосфере. Ранее нами проводилось исследование спектральной функции во время выпадения снегопадов. В [1,2] проведены измерения флуктуаций интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка на трассе длиной 130м снегопадах. В снегопадах гидрометеорный максимум в спектре зависит от максимального размера снежинок ($l_{макс}$) при близких значениях скорости ветра и ее перпендикулярной составляющей к трассе (V и $V_{\perp}$). С ростом $l_{макс}$ он смещается в сторону меньших частот. Причем максимум в спектре смещается почти на порядок в сторону низких частот при увеличении $l_{макс}$ от 1 до 10 мм. Спектральная функция после гидрометеорного максимума описывается зависимостью $U(f) = B_0 \times 10^{-\gamma f}$. Не установлено явной зависимости наклона спектральной функции, после гидрометеорного максимума (γ) от скорости ветра и ее перпендикулярной составляющей скорости ветра к трассе.

2. Эксперимент

Кратко изложим схему эксперимента и методику измерений. (Рис.1). Она подробно описана в прежних наших работах. В эксперименте использовался гелио-неоновый лазер типа ЛГН–215. Длина волны излучения 0.63 мкм. Лазер работал в одномодовом режиме. Пучок имел гауссово распределение интенсивности и линейную поляризацию, приблизительно перпендикулярную поверхности земли. Мощность излучения не превышала 70 мВт. Длина трассы - L = 130 м. Диаметр пучка на входе в атмосферу около 16 см. Пучок фокусировался. Диаметр пучка в плоскости приема пучка составлял не более 3-4 мм. Диаметр приемной диафрагмы 0.1мм. Расстояние от центра пучка (Δ L) в фокальной плоскости, на котором установлен фотоприемник равно, Δ L = 10 мм. Прием излучения проводился в фокальной плоскости лазерного пучка. Вначале фотоприемник размещался на оптической оси фокусированного пучка, а затем он смещался на 10 мм в сторону от оси пучка. Излучение принималось фотоэлектронным умножителем ФЭУ-38, перед которым устанавливалась приемная диафрагма диаметром 0.1 мм. Полный угол поля зрения приемника равен $2{,}7 \times 10^{-2}$ рад (около 2 градусов). Электрический сигнал с фотоприемника усиливался и одновременно поступал на дисперсиометр, анализатор спектра FSP-80, коррелятор Х6-4 и анализатор импульсов АИ-1024. Одновременно измерялись дисперсия, спектральная функция (частотный спектр), автокорреляционная функция и гистограмма распределения вероятностей временных флуктуаций рассеянного излучения. Измерялась прозрачность атмосферы, скорость ветра и ее направление. По прозрачности атмосферы измеренной на измерители дальности видимости РДВ-3 рассчитывались оптическая толща (τ) на трассе и коэффициент рассеяния (α_p). Скорость ветра и направление ветра измерялись метеостанцией М63-1м.

Спектральная функция флуктуаций интенсивности излучения U(f) рассчитывалась по данным полученным на анализаторе спектра FSP-38, который имел 38 фильтров в диапазоне частот от 2 Гц до 20 кГц. Спектральная функция U(f) – это функция, в которой спектральная плотность W(f) умножена на частоту и нормирована на дисперсию.

$U(f) = f \times W(f) / \int W(f)\, df$, где W(f) – спектральная плотность на частоте f.

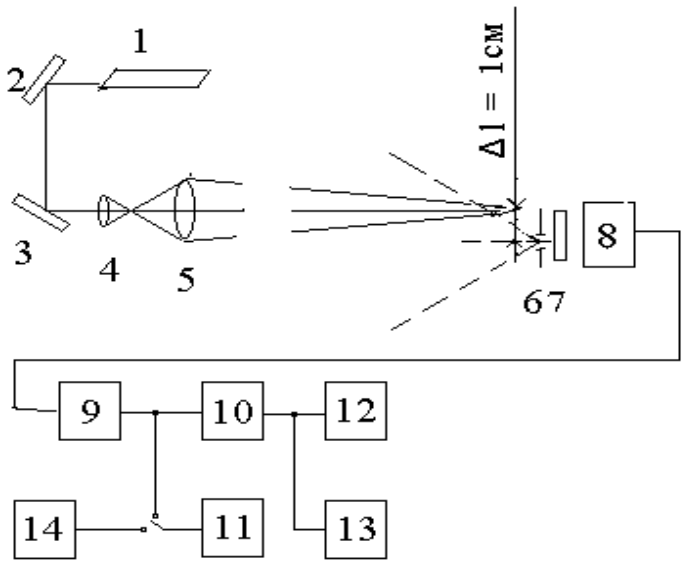


Рис.1 Блок схема измерений: 1- лазер; 2,3 - плоские зеркала; 4–5-линзы Л1и Л2; 6- диафрагма; 7- интерференционный светофильтр; 8- фотоприемник (ФЭУ-38); 9- усилитель; 10- усилитель У7-10; 11- анализатор спектра FSP-38; 12- анализатор импульсов АИ-1024; 13- коррелятор Х6-4; 14- генератор шума NRJ -20.

3. Результаты обработки и анализ

Измерения проведены в течение 17 дней, когда выпадал дождь, морось и была дымка. Скорость ветра изменялась от 0 до 5 м/с, её перпендикулярная составляющая к трассе скорости ветра от 0 до 3 м/с. Коэффициент рассеяния (α_p) от 0.15 до 1.8. Размеры капель дождя были 1-3 мм, мороси меньше 1 мм, дымки от 0.1 до10 мкм.

Проанализировано 90 спектральных функций флуктуаций рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка в дожде, мороси и дымке.

Форму спектра определяет отношение скорости движения частиц к размеру частицы. Они различны в разных типах погоды.

По результатам проведенного анализа было установлено, что форма спектральной функции флуктуаций рассеянного излучения при близких оптических толщах существенно отличается в дымке и атмосферных осадках (дожде, мороси).

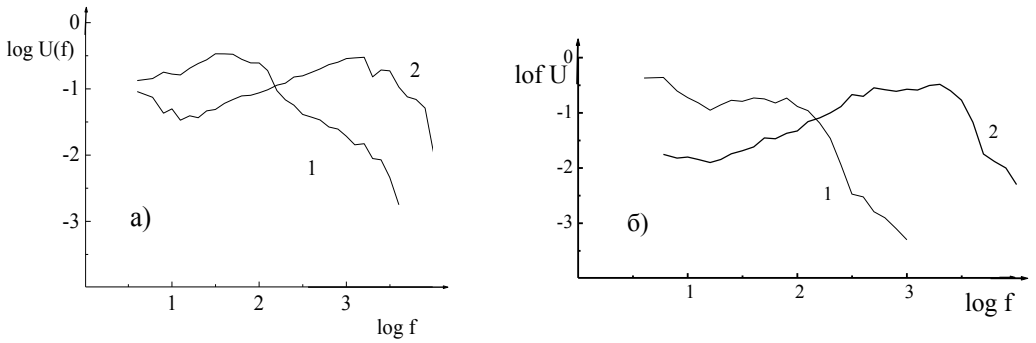


Рис.2 Спектральные функции флуктуаций интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка: а) в мороси (кривая 1) и дожде (кривая 2). 1. Морось –α_p =0.5; $V_\perp$ = 1.9 м/с; 2. Дождь –α_p =0.4; $V_\perp$ = 1.9 м/с
б) 1.Дымка –α_p =0.39; $V_\perp$ = 0.9м/с ; 2. Дождь–α_p = 0.45; $V_\perp$ = 0.87 м/с

На рис.2 приведены спектральные функции в различных видах осадков. Из рисунков видно, что положение гидрометеорного (высочастотного) максимума меняется в зависимости от вида атмосферных осадков. В мороси спектральная функция, более низкочастотная, чем в дожде (рис.2а). Спектральная функция в дымке, более низкочастотная, чем в дожде (Рис2б).

Проведены исследования влияние скорости ветра и ее перпендикулярной составляющей скорости ветра к трассе на положение гидрометеорного максимума спектральной функции. Установлено, что гидрометеорный максимум ставится более высокочастотным с увеличением перпендикулярной составляющей скорости ветра к трассе, т.е. частота гидрометеорного максимума растет в дожде, мороси и дымке увеличивается перпендикулярная составляющая скорости ветра к трассе . Это видно из рисунков 3-4.

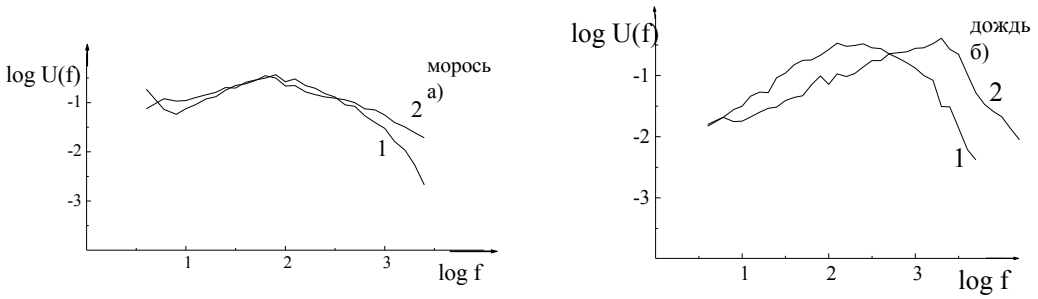


Рис.3 Зависимость положения гидрометеорного максимума спектральной функции флуктуаций интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка.
а) морось 1. $V_\perp$ = 0.86м/с; 2. $V_\perp$ = 2.45 м/с. б) дождь. 1. $V_\perp$ = 1.5м/с; 2.$V_\perp$ = 2.5 м/с

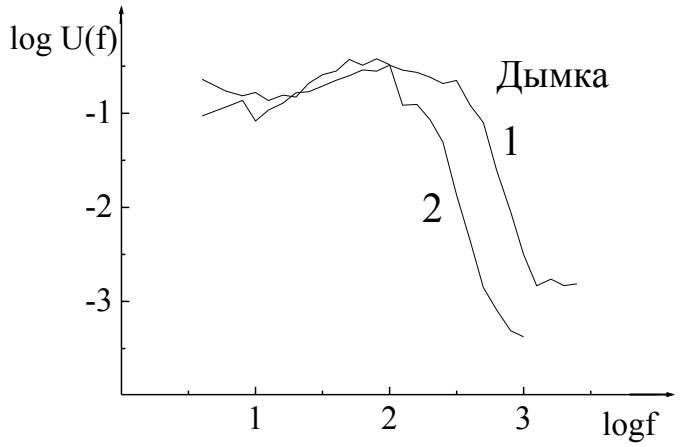


Рис.4 Зависимость положения гидрометеорного максимума спектральной функции флуктуаций интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка в дымке.
1. $V_\perp$ = 0м/с; 2. $V_\perp$ = 3.3 м/с

Установлено, что в высокочастотной области спектральная функция U(f) резко спадает и описывается зависимостью $U(f) = B_0 \times 10^{-\gamma f}$, где γ - величина наклона спектральной функции в высокочастотной области. Из рисунков 3 и 4 видно, что величина наклона спектральной функции в высокочастотной части (после гидрометеорного максимума) в мороси меньше, чем в дожде и дымке. Величина γ в дожде меньше, чем в дымке.

Проведено исследование зависимости величины наклона спектральной функции после гидрометеорного (высокочастотного) максимума (γ) от скорости ветра и ее перпендикулярной составляющей скорости ветра к трассе.

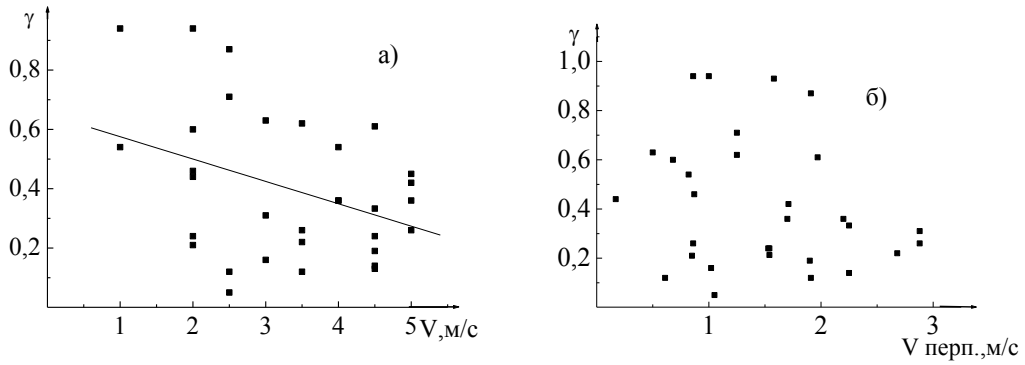


Рис.5 Зависимость γ от скорости ветра и ее перпендикулярной составляющей скорости ветра к трассе в дожде

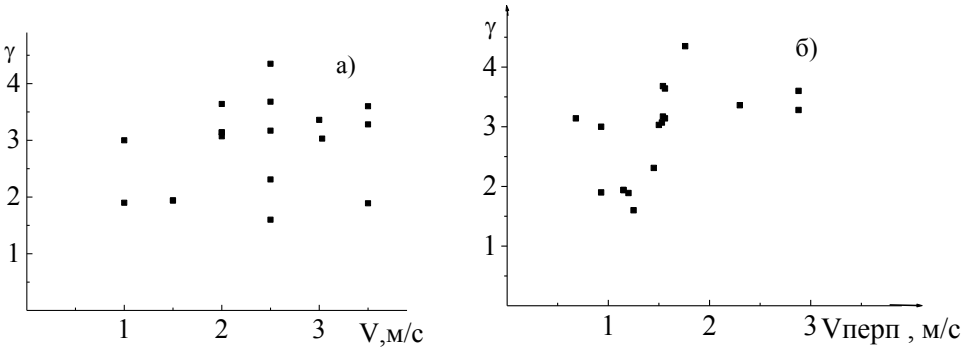


Рис.6 Зависимость γ от скорости ветра и ее перпендикулярной составляющей скорости ветра к трассе в мороси

На рисунках 5-7 приведены результата проведенного исследования. Из рисунков 5-7 видно, что в дожде установлена слабая зависимость γ от скорости ветра (Рис.5а).

$\gamma = 0.65 - 0.08 \times V$, где V скорость ветра.

В мороси и дымке не обнаружена зависимость γ от скорости ветра (Рис.6а,7а). Нет зависимости γ от перпендикулярной составляющей скорости ветра в дожде, мороси и дымке (Рис.5б, 6б и 7б).

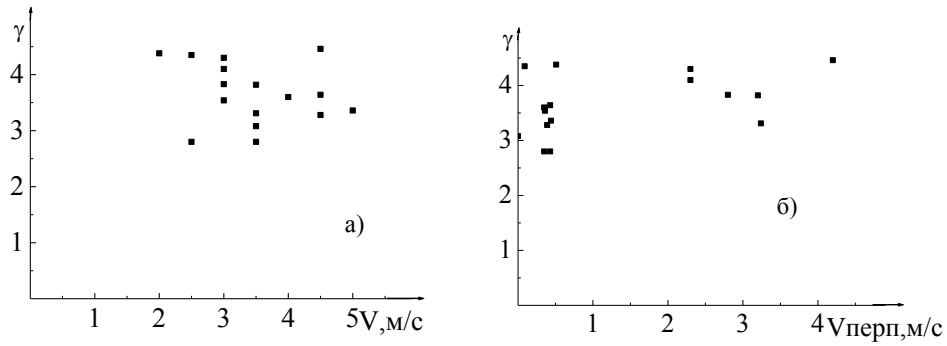


Рис7 Зависимость γ от скорости ветра и ее перпендикулярной составляющей скорости ветра к трассе в дымке

4.Выводы.

Установлено, что форма спектральной функции флуктуаций рассеянного излучения при близких оптических толщах существенно отличается в дымке, дожде и мороси. Спектральная функция в дожде более высокочастотная, чем мороси. Спектральная функция в дымке, более низкочастотная, чем в дожде. Частота гидрометеорного максимума увеличивается с ростом перпендикулярной составляющей скорости ветра к трассе. В высокочастотной области спектральная функция U(f) резко спадает и описывается зависимостью $U(f) = B_0 \times 10^{-\gamma f}$, где γ - величина наклона спектральной функции в высокочастотной области. Величина наклона спектральной функции в высокочастотной части в мороси меньше, чем в дожде и дымке. Величина γ в дожде меньше, чем в дымке. Установлена слабая зависимость (γ) величина наклона спектральной функции в высокочастотной области от скорости ветра в дожде. Нет зависимости γ от перпендикулярной составляющей скорости ветра к трассе в дожде. В дожде, мороси и дымке не установлена зависимость γ от перпендикулярной составляющей скорости ветра к трассе.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИОА СО РАН.

Список публикаций

[1] Вострецов Н. А., Жуков А. Ф. Флуктуации интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка в приземном слое атмосферы. Ч. 1. Снегопад . // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. № 08. С. 689-693.

[2] Вострецов Н. А., Жуков А. Ф. Флуктуации интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка в приземном слое атмосферы. Ч. 2. Дождь, туман . // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. № 12. С. 1165-1166.

Активное «Стокс-фотографирование» кожи человека. Геометрическая интерпретация и конус Стокса

Стыкон Александр Петрович
Томский государственный университет
E-mail: stikon@yandex.ru

В настоящее время прослеживается тенденция становления и развития нового направления в изучении биологических тканей, связанного с использованием параметров взаимодействия оптического излучения с биологическими объектами для целей не инвазивной диагностики. Это может быть установление личности по папиллярному рисунку, рисунку вен в инфракрасном диапазоне, или индивидуальным чертам лица. Использование поляризованного света и анализ состояния поляризации света, рассеянного от биологических тканей предоставляет новые возможности, которые не доступны для обычных методов. Это можно использовать в криминалистике для выявления малозаметных индивидуальных черт лица различать слабоконтрастные детали, зажившие повреждения кожи и даже «заглянуть» внутрь кожи на некоторую небольшую глубину. Результат взаимодействия поляризованного света с кожей отличается от взаимодействия неполяризованного (естественного света). Эту особенность используют при диагностике различных кожных заболеваний, которые проявляются в поверхностных слоях кожи

Зрение человека устроено так, что не может различать поляризованный свет, который окружает нас почти повсюду, в отличии от некоторых животных и насекомых. Человеческий глаз различает свет по интенсивности и длине волны. Различать различные состояния поляризации света между собой человек не может. Именно таким зрением наградила человека природа (известный эффект Хайдингера [1] слишком слабоконтрастный, да и не каждый человек способен «различить» этот эффект.

Поляризационное фотографирование, видимо, может служить инструментом, с помощью которого можно компенсировать «недостатки» человеческого зрения, связанного с поляризацией. Импульс в развитии поляризационного фотографирования дало появление цифровых фотокамер и их доступности для широкого круга исследователей. Используя различные поляризационные устройства (линейные поляризаторы, фазовые пластинки, ЖК ячейки, маски из поляризаторов [4], которые устанавливают на сенсор камеры), стало возможным не только делать фотографии различных предметов и природных ландшафтов, но и возможность рассчитать состояние поляризации света для каждого пикселя сенсора фотокамеры. Фотокамера в таком случае выступает в качестве измерительного прибора. А каждый пиксель сенсора как независимый фотодетектор, который линейно откликается на световой сигнал. Процесс получения фотоснимков, где для каждого пикселя сенсора, последовательно или параллельно, могут быть рассчитаны 4-ре параметра Стокса, можно назвать «Стокс-фотографированием». «Стокс-фотографирование» может быть пассивным (предмет освещается естественным светом с разных сторон) или активным, когда предмет съёмки освещают принудительно поляризованным светом как на рисунке 1).

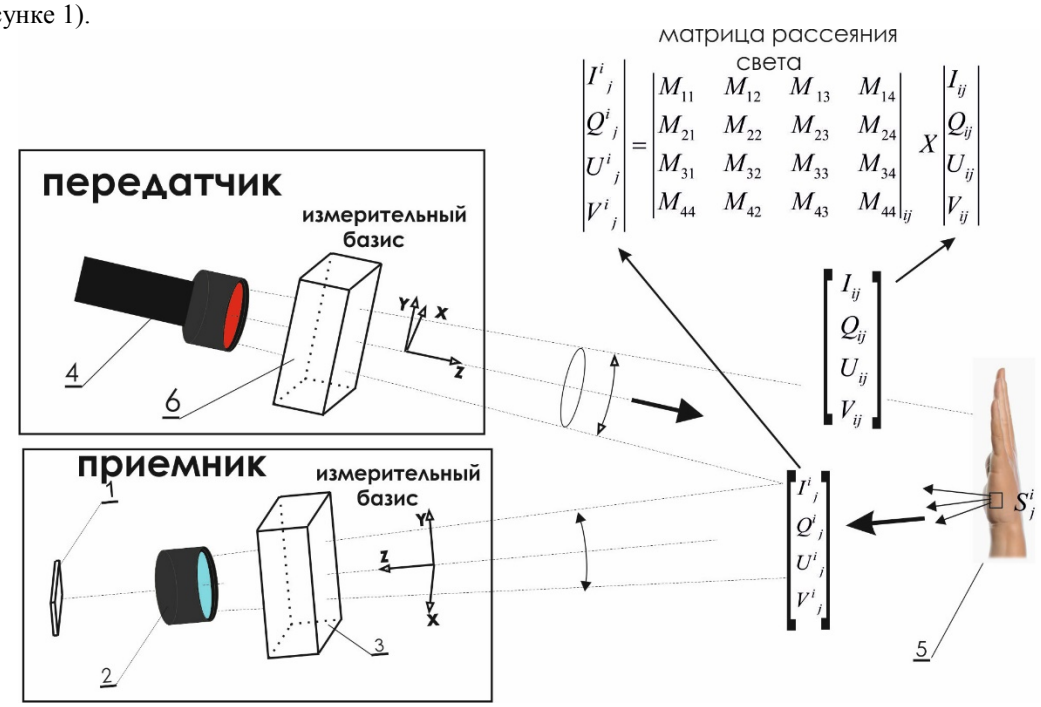


Рис.1 Схема активного «Стокс-фотографирования».

1 – Сенсор фотокамеры. 2 – Объектив камеры.3 – Поляризационная приставка приёмника. 4 – Источник света передатчика.5 – Объект съёмки.6 –Поляризационная приставка передатчика.

Свет от источника (1) проходит через поляризационную приставку передатчика (6) приобретая при этом заранее определённое состояние поляризации света (циркулярную или линейную с необходимыми направлениями колебаний). Этот слабо расходящийся пучок света попадает на объект съёмки (5) и рассеивается во все стороны. Часть света попадает в приёмник и пройдя поляризационную приставку приёмника (3), объектив (2) попадает на сенсор камеры (1).

В данном случае процесс последовательный. Для получения исходных данных для расчёта параметров Стокса для каждого пикселя сенсора, последовательно делаются 4 снимка с разным состоянием поляризационной приставки приёмника (3). В приёмнике используются ромб Френеля и линейные поляризаторы.

Параметры Стокса пучка света передатчика падающего на объект съёмки (5) связаны с измеряемыми параметрами Стокса посредством матрицы. Эту матрицу называют *матрица рассеяния света* [3] на рис. 1. Принято считать, что матрица рассеяния света полностью определяет оптические свойства предмета.

Сравнение обычного фотографирования и «Стокс-фотографирования» приведена на рисунке 2 ниже.

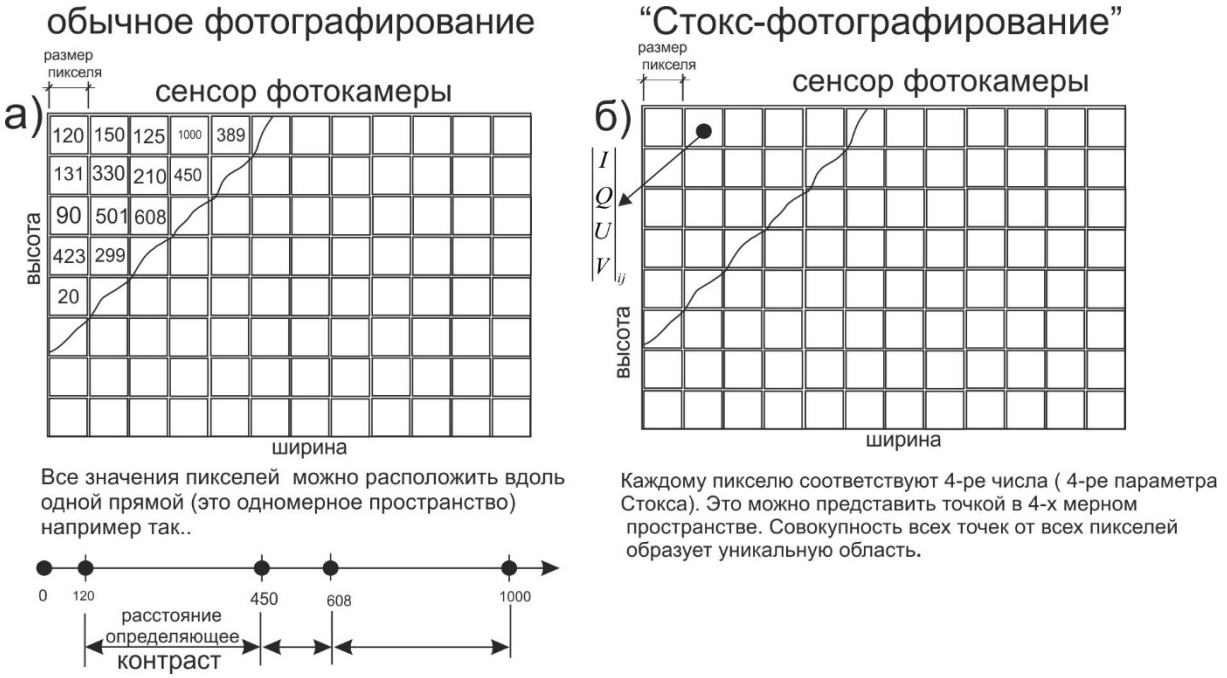


Рис.2 Сравнение обычного и «Стокс-фотографирования». а) обычное фотографирование б) «Стокс-фотографирование».

На рисунке 2а), схематично, изображён сенсор фотокамеры при обычном фотографировании, в процессе оцифровки каждому пикселю камеры сопоставляется одно число. Значения всех пикселей можно расположить вдоль одной прямой в виде точек (одномерное пространство), расстояние между точками определяет контрастность снимка. Рисунок 2б) каждому пикселю в результате измерений и расчётов сопоставляется 4-ре числа, которые соответствуют 4-м параметрам Стокса I, Q, U и V. Это можно представить точкой в 4-х мерном пространстве (I, Q, U, V). Совокупность всех точек образует уникальную область, которую можно назвать *цифровым образом предмета*. Можно предположить, что контрастность в таком случае, будет определяться расстоянием между точками в 4-х мерном пространстве. Параметры Стокса не могут принимать произвольные значения и связаны следующим условием

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}, \tag{1}$$

где, P – степень поляризации света. Из уравнения (1) можно получить каноническое уравнение 4-х мерного конуса.

$$Q^2 + U^2 + V^2 - P^2 I^2 = 0 \quad (2)$$

Это уравнение описывает множество конусных поверхностей в 4-х мерном пространстве. Поверхность назвали конусом Стокса [2]. Конус круглый, вершина в начале отсчёта и состоит из двух полостей. В практических расчётах используется только одна полость, та, где полная интенсивность *I* (первый параметр Стокса*)* имеет положительный знак. На рисунке 3 изображён конус Стокса, для простоты изображения 4-й параметр Стокса «V» приравняем к нулю. Тогда будем иметь $Q^2 + U^2 - P^2 I^2 = 0$. Один из множества рассчитанных результатов «Стокс-фотографии» представлен ниже.

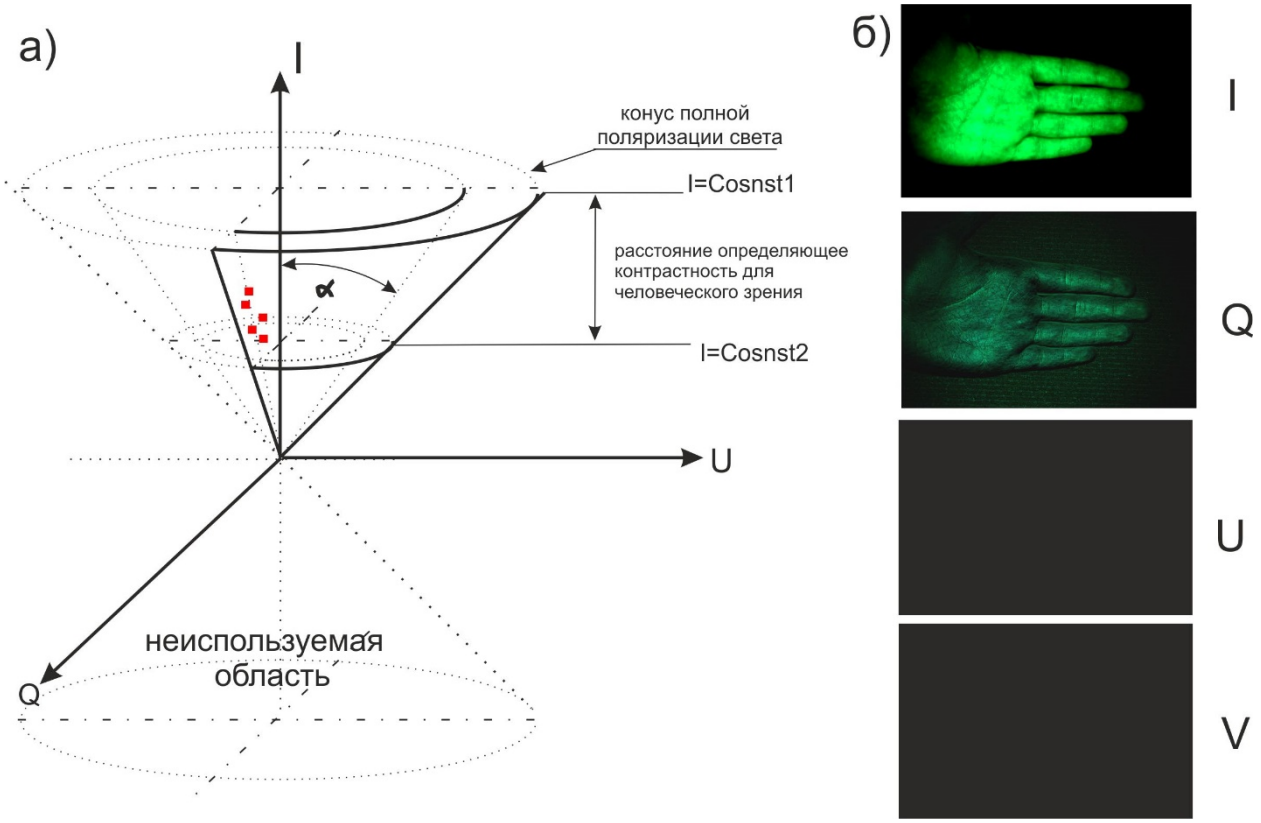


Рис. 3 Конус(ы) Стокса
3а) - Конус(ы) Стокса. 3б) – Результат активной «Стокс-фотографии» ладони.

В отличии от сферы Пуанкаре [1], полностью поляризованному свету соответствует конус с максимальным углом раствора (на рисунке это «конус полной поляризации света»). Тангенс половинного угла раствора α (см. рисунок 3а) равен степени поляризации света.

$$P = tg\alpha \quad (3)$$

Точки, лежащие на одном и том же конусе, с одинаковым углом раствора, соответствуют свету с одной и той же степенью поляризации. Если свет естественный (не имеет преимущественного направления колебаний) конус вырождается в прямую линию вдоль первого параметра Стокса «I».

Любопытно отметить «недостатки» человеческого зрения т.е. что именно видит человек, а что нет, с точки зрения 4-х параметров Стокса. Если точки с координатами (I, Q, U, V) которые соответствуют частично или полностью поляризованному свету, рассеянному от окружающих предметов, лежат в одной плоскости (I=const1, как на рисунке 3а) то человек увидит лишь светлое пятно. Чтобы человек увидел что-то большее, эти точки должны лежать в разных плоскостях. А расстояние между плоскостями и определит контрастность изображения.

Рассчитанные результаты активного «Стокс-фотографирования» ладони представлены на рисунке 3б). Кисть руки освещалась линейно поляризованным светом на длине волны в максимуме 532 нм. Рассеяние близкое к обратному. На рассчитанном изображении параметра Стокса «Q» отчётливо виден папиллярный рисунок.

Область, которую занимают измеренные параметры Стокса ладони показана красными точками. Параметры Стокса U и V близки к нулю, так что все точки находятся в плоскости осей «Q» и «I». Иными словами, свет рассеянный от ладони частично-линейно поляризован. При разделении света на поляризованную и не поляризованную части, можно выделить свет, рассеянный преимущественно от поверхности кожи и свет рассеянный от внутренних слоёв.

Список публикаций:

[1] Шерклифф У. Поляризационный свет. – М.: Мир, 1965. – 264 с.
[2] Коновалов Н.В. Поляризационные матрицы, отвечающие преобразованиям в конусе Стокса: Препр. / Ин-т. прикладной математики имени М.В. Келдыша (Москва), 1985. – 24 с.
[3] Розенберг Г.В. Вектор-параметр Стокса // УФН. – 1955. – Т.56, – № 1. – С.77 – 110.
[4] Hsu W.-L., Myhre G., Balakrishnan K., Brock N., Ibn-Elhaj M., Pau S. Full-Stokes imaging polarimeter using an array of elliptical polarizer // Opt. Express. – 2014. – V. 22. – P. 3063-3074.

Дистанционная идентификация и определение концентрации примеси в атмосфере методом фемтосекундного лазерно-индуцированного пробоя

[1,2]Бабушкин Павел Александрович
[1,2]Матвиенко Геннадий Григорьевич
[1]Ошлаков Виктор Константинович
[1]Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия
[2]Национальный исследовательски Томский государственный университет г. Томск, Россия
E-mail: bpa@iao.ru, matvienko@iao.ru, ovk@iao.ru

Особенностью распространения мощного фемтосекундного лазерного излучения в атмосфере является самофокусировка и дальнейшая филаментация, которые приводят к образованию плазмы на некотором удалении от лазерной системы. В задаче зондирования фемтосекундным лазерным излучением эти особенности позволяют реализовать метод дистанционной идентификации примесного вещества, содержащегося в виде капельного или твердого аэрозоля, и определения его концентрации, известный в зарубежной литературе, как R-FS-LIBS (Remote Femtosecond Laser Induced Breakdown Spectroscopy) [1, 2, 3]. Работы по управлению положением зоны филаментации проводятся как за рубежом [4], так и в России [5, 6].

Цель работы заключается в оценке углового распределения эмиссии из области пробоя аэрозольной атмосферы фемтосекундными импульсами и в оценке интенсивности линии излучения в зависимости от концентрации примесного вещества для задачи дистанционного зондирования методом лазерно-индуцированного пробоя.

Схема проведения лабораторного эксперимента приведена на рисунке 1. Для имитации самофокусировки и пробоя в атмосфере использовано короткофокусное зеркало. Запись спектра излучения из зоны пробоя с расстояния 20 см проводилась с накоплением 0,1 с для 1000 измерений в диапазоне углов от 6^{o} до 180^{o} относительно пучка, сформированного фокусирующим зеркалом. В качестве примеси к водному аэрозолю использован NaCl, так как он имеет две сильные линии, так называемый дуплет натрия, на длинах волн D1=589,59 нм и D2=588,99 нм.

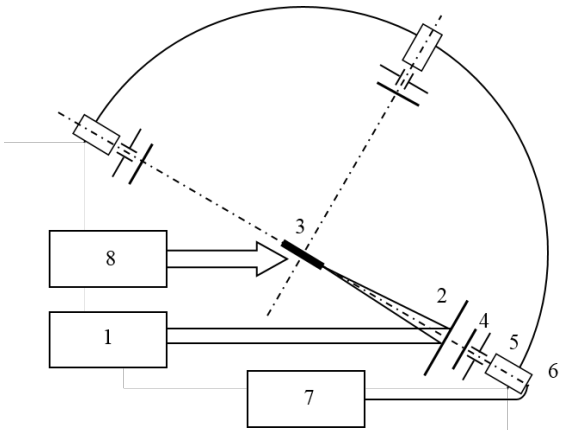


Рисунок 1 – Схема проведения эксперимента: 1 – фемтосекундная лазерная система на Ti:Sa лазере, 2 – диэлектрическое фокусирующее зеркало f=5 см, 3 – область филаментации, 4 – плоское диэлектрическое зеркало, 5 – щель, 6 – оптоволокно, 7 – спектрометр Ocean Optics Maya 2000 Pro и Andor Shamrock 303 i, 8 – ультразвуковой генератор аэрозольных частиц.

Угловое распределение эмиссии представлено на рисунке 2. Запись проводилась на спектрометры Maya 2000 Pro и Andor Shamrock 303 i. Значения даны в относительных величинах.

Использование двух спектрометров оправдано тем, что Maya позволяет записывать излучения во всем диапазоне от 200 до 1100 нм, а Andor - в узком спектральном диапазоне, определяемом выбранной дифракционной решеткой, и различить две линии натриевого дуплета.

Данные со спектрометра Maya представлены для сравнения и наглядности в зеркальном отражении в направлениях от 180^{o} до 354^{o} относительно Andor в предположении, что интенсивность излучения в направлениях противоположных от 6^{o} до 180^{o} симметрична.

По графику видно, что ход кривых, описывающих угловое распределение эмиссии из зоны филаментации, аналогичен как для компонент воздуха (азот и водород) [7], так и для примеси натрия. Значит, одинаковы и физические причины этого излучения, и причины его ослабления. Авторы предполагают, что падение интенсивности излучения в направлениях близких к 0^{o} и 180^{o} происходит за счет самопоглощения в плазме пробоя.

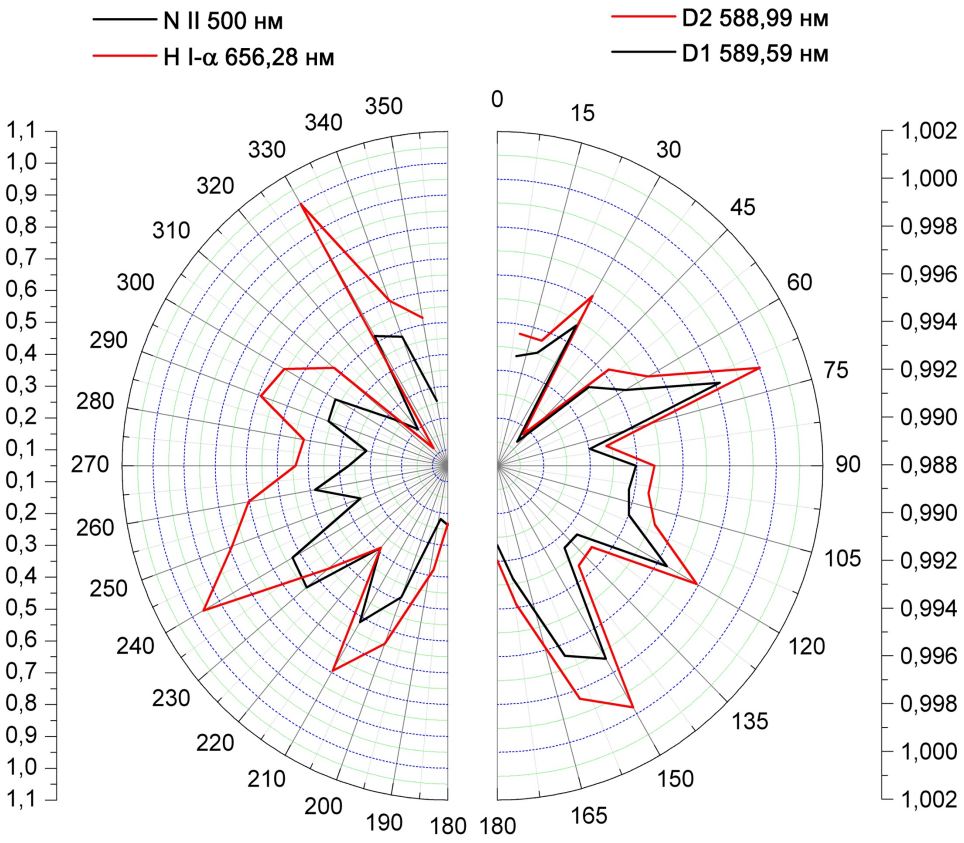


Рисунок 2 – Угловая зависимость интенсивности эмиссионного излучения из зоны фи-ламентации: слева – запись на Maya 2000 Pro, справа - запись на Andor Shamrock 303 i

Интенсивность линии спонтанного излучения [8] интересующего вещества прямо свя-зана с концентрацией последнего следующим образом

$$I_{em} = A_{ji} h\nu_{ji} N \frac{g_j}{g_i} \exp\left(-\frac{\Delta E}{KT}\right), \quad (1)$$

где Aji - коэффициент Эйнштейна, h - постоянная Планка, vji - частота излучения для данного перехода, N - число частиц в основном состоянии, gj и gi - статистические веса энергетических уровней, ΔE - разность энергий между возбужденным и основным энерге-тическими уровнями, K - постоянная Больцмана, T - температура.

Полагая, что в растворе меняется только число частиц уравнение (1) можно записать в виде

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{N_1}{N_2}. \quad (2)$$

Для оценки зависимости интенсивности линии излучения от концентрации проведены измерения для угла 180° от фронта импульса, При проведении эксперимента концентрация NaCl в воде менялась от 1 г/л до 0,5 г/л. Концентрация 1 г/л примерно в 10 раз меньше концентрации NaCl в морской воде [9]. Запись спектра проводилась на спектрограф Andor Shamrock 303 i. Результаты представлены на рисунке 3.

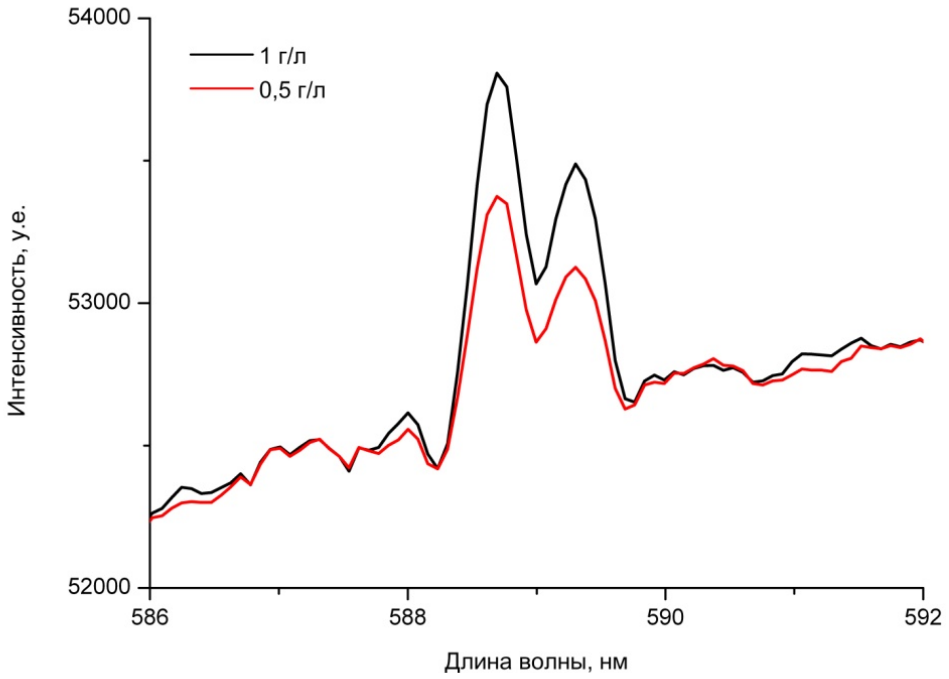


Рисунок 3 – Зависимость интенсивности линий натриевого дуплета от концентрации в направлении 180º

В данном случае интенсивность линий D1 и D2 для 1 г/л в 1,6 раза больше, чем при концентрации 0,5 г/л. Это может быть связано с неточностью приготовления раствора и чистотой химической емкости ультразвукового генератора, в которой менялся раствор.

В лабораторных условиях проведена серия экспериментов с искусственным водным аэрозолем с примесью NaCl методом FS-LIBS для оценки углового распределения эмиссии из области пробоя фемтосекундными импульсами, в том числе в направлении назад, и возможности определения концентрации вещества по интенсивности линии излучения для задачи дистанционного зондирования методом лазерно-индуцированного пробоя.

Представленные в докладе результаты соответствуют поставленным целям и показывают уверенную возможность дистанционной идентификации и определения концентрации примесного вещества методом FS-LIBS по лидарной схеме.

В дальнейшем авторы доклада планируют провести серию экспериментов с целью определения применимости метода R-FS-LIBS на реальной атмосферной трассе. Линии излучения на переходах атомов, молекул и их ионов азота и кислорода из области пробоя могут быть использованы для оценки концентрации искомого вещества в атмосфере по соотношению интенсивности линии примеси и интенсивности линии малых составляющих атмосферы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта 19-32-90188.

Список публикаций:

[1] Chin S. L., Xu H.L., Luo Q. et al. Filamentation "remote" sensing of chemical and biological agents/pollutants using only one femtosecond laser source //Applied Physics B. 2009. V. 95. N. 1. P. 1-12.

[2] Labutin T.A., Lednev V.N., Ilyin A.A. et al. Femtosecond laser-induced breakdown spectroscopy //Journal of Analytical Atomic Spectrometry. 2016. V. 31. N. 1. P. 90

[3] Kincade K. Laser Focus World. 2003. V. 39. N. 8. P. 71–80

[4] URL: http://www.teramobile.org

[5] Букин О. А. , Бабий М. Ю. , Голик С. С. и др. Лидарное зондирование атмосферы с использованием гигаваттных лазерных импульсов фемтосекундной длительности //Квантовая электроника. 2014. Т. 44. № 6. С. 563–569.

[6] Apeksimov D. V., Geints Yu. E., Zemlyanov A. A. at al. Controlling TW-laser pulse long-range filamentation in air by a deformable mirror //Appl. Opt. 2018. V. 57. P. 9760-9769

[7] Talebpour, A., Abdel-Fattah, M., Bandrauk, A. D. etal. Spectroscopy of the gases interacting with intense femtosecond laser pulses //LASER PHYSICS-LAWRENCE-. 2001. V. 11. N. 1. P. 68-76.

[8] URL: https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database

[9] Бабушкин П.А. Определение элементного состава аэрозольно-газовой атмосферы методом спектроскопии фемтосекундного лазерно-индуцированного пробоя. Аэрозоли Сибири. XXVII Конференция: Тезисы докладов. – Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2020. – 124 с

Оценка эффективности обнаружения фосфорорганических соединений методом двухимпульсной лазерной фрагментации/лазерно-индуцированной флуоресценции

Сафьянов Алексей Дмитриевич

Бобровников Сергей Михайлович, Горлов Евгений Владимирович,
Жарков Виктор Иванович, Мурашко Сергей Николаевич,
Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томский государственный университет
E-mail:raichu12123@gmail.com, gorlov_e@mail.ru

В настоящее время имеются разнообразные устройства контроля и определения опасности химического заражения: от простой индикаторной пленки до сложных электронных детекторов заражения. За редким исключением на практике для контроля химической обстановки используются контактные приборы, требующие проведения процедуры отбора проб и их последующего анализа. При этом, как правило, сама процедура пробоотбора связана с риском химического поражения персонала и требует применения специальных средств защиты. В ряде случаев отбор проб может оказаться невозможен вследствие физической недоступности объекта контроля. В связи с этим особую актуальность приобретает задача разработки и создания дистанционных методов и средств обнаружения химической опасности, позволяющих дистанционно и бесконтактно детектировать и идентифицировать области заражения в реальном масштабе времени и на безопасном расстоянии.

Одним из перспективных направлений решения задачи дистанционного обнаружения фосфорорганических отравляющих веществ является метод на основе совместного использования эффектов лазерной фрагментации молекул (ЛФ) фосфорорганических соединений (ФОС) и лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ) их характеристических PO-фрагментов – молекул оксида фосфора. Метод ЛФ/ЛИФ предполагает косвенное детектирование химических соединений, когда их крупные молекулы сначала подвергаются разложению на характерные мелкие фрагменты, наличие которых определяется по возбуждаемой в них флуоресценции. Экспериментально подтвержденная высокая чувствительность ЛФ/ЛИФ-метода (менее ppb) [1], сделала его привлекательным для решения задач обнаружения низких концентраций веществ в атмосфере.

Метод нашел широкое применение для обнаружения нитросоединений [2–7], паров воды и гидроксида дейтерия [8], пероксида водорода [9], озона [10], азотистой кислоты [11] и др. Возможность использования метода ЛФ/ЛИФ для обнаружения органофосфатов была продемонстрирована в работах [12], где в качестве характеристического фрагмента использовалась функциональная группа PO. Несмотря на глубокую проработку метода, расчеты и результаты экспериментов свидетельствуют о принципиальной возможности дальнейшего повышения его эффективности. Очевидным направлением на пути достижения максимальной эффективности метода ЛФ/ЛИФ является определение оптимальных условий фрагментации и возбуждения флуоресценции.

В настоящей работе приводятся результаты численного моделирования процесса лазерной фрагментации молекул диметиметилфосфоната (ДММФ). Идея исследования состоит в том, чтобы проследить процесс изменения концентрации PO-фрагментов во времени после воздействия наносекундного фрагментирующего лазерного импульса. С целью определения скорости диссоциации молекул ДММФ была разработана математическая модель процесса ЛФ/ЛИФ для случая синхронизированного разнесенного во времени двухимпульсного воздействия. Механизм лазерной фрагментации молекул ДММФ с последующим лазерным возбуждением флуоресценции PO-фрагментов представлен в виде последовательности меж- и внутримолекулярных переходов на обобщенной диаграмме энергетических уровней молекулы ФОС и ее основных фрагментов – молекулы PO и атома P. Рассмотрение последнего необходимо для учета дополнительного канала образования молекул PO в результате вторичных реакций P-фрагментов с атмосферным молекулярным кислородом.

На рис. 1 представлена расчетная временная зависимость нормированной концентрации PO-фрагментов, образующихся при фрагментации ДММФ импульсным лазерным излучением с длиной волны 266 нм. Как видно из рисунка, вследствие инерционности механизма распада молекул ДММФ на фрагменты процесс образования последних при импульсном воздействии продолжается и после снятия оптического возбуждения. При этом максимальная концентрация PO-фрагментов достигается за время t_{max} в несколько раз превосходящее длительность фрагментирующего импульса, принимаемую в расчетах равной 8 нс. Очевидно, что несвоевременное возбуждение фрагментов приведет к низкой общей эффективности ЛФ/ЛИФ-метода.

Таким образом, для повышения эффективности метода ЛФ/ЛИФ необходимо осуществлять разнесенное во времени двухимпульсное лазерное воздействия на молекулы ФОС и на их PO-фрагменты. Выбор оптимального значения задержки ($\Delta t = t_{max}$) позволит в несколько раз повысить чувствительность метода обнаружения.

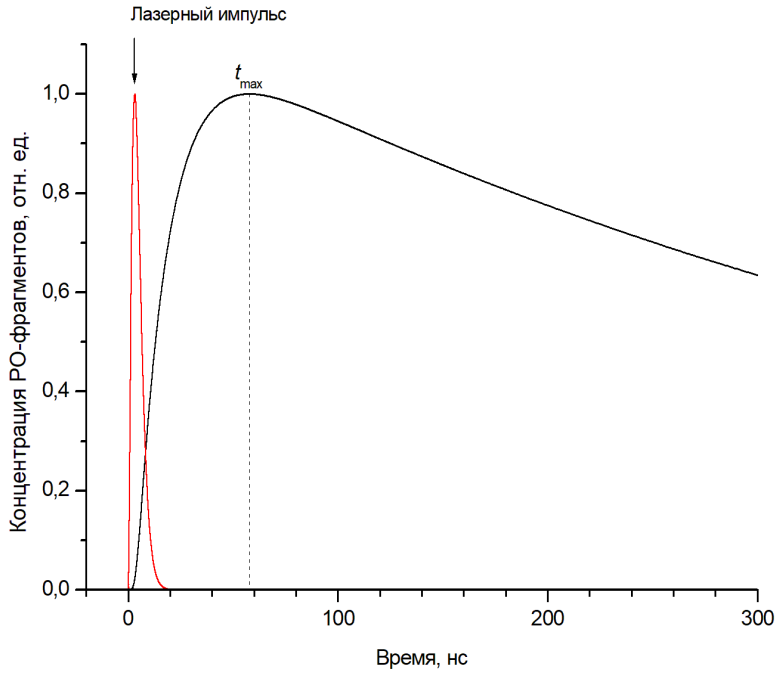


Рис. 1 Зависимость от времени нормированной населенности PO-*фрагментов, возникающих в результате лазерной импульсной фрагментации молекул ДММФ лазерным импульсом длительностью 8 нс. Длина волны излучения 266 нм*

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ (проект № 20-79-10297).

Список публикаций:

[1] Rodgers M.O., Davis D.D. A UV-Photofragmentation/Laser-Induced Fluorescence Sensor for the Atmospheric Detection of HONO // Environ. Sci. Technol. 1989. V. 23, N 9. P. 1106–1112.

[2] Arusi-Parpar T., Heflinger D., Lavi R. Photodissociation Followed by Laser-Induced Fluorescence at Atmospheric Pressure and 24°C: A Unique Scheme for Remote Detection of Explosives // J. Appl. Opt. 2001. V. 40, N 36. P. 6677–6681.

[3] Wynn C.M., Palmacci S., Kunz R.R., Rothschild M. Noncontact detection of homemade explosive constituents via photodissociation followed by laser-induced fluorescence // Opt. Express. 2010. V. 18, N 6. P. 5399–5406.

[4] Bobrovnikov S.M., Gorlov E.V. Lidar method for remote detection of vapors of explosives in the atmosphere // Atmos. Ocean Opt. 2011. V. 24, N 3. P. 235–241.

[5] Bobrovnikov S.M., Gorlov E.V., Zharkov V.I., Panchenko Yu.N., Puchikin A.V. Two-pulse laser fragmentation/laserinduced fluorescence of nitrobenzene and nitrotoluene vapors // Appl. Opt. 2019. V. 58, N 27. P. 7497–7502.

[6] Bobrovnikov S.M., Gorlov E.V., Zharkov V.I. Evaluation of Limiting Sensitivity of the One-Color Laser Fragmentation/Laser-Induced Fluorescence Method in Detection of Nitrobenzene and Nitrotoluene Vapors in the Atmosphere // Atmosphere. 2019. V. 10, N 11, 692. P. 1-11.

[7] Bobrovnikov S.M., Gorlov E.V., Zharkov V.I., Panchenko Yu.N., Puchikin A.V. Dynamics of the laser fragmentation/laserinduced fluorescence process in nitrobenzene vapors // Appl. Opt. 2018. V. 57, N 31. P. 9381–9387.

[8] Clair J.M. St., Hanisco T.F., Weinstock E.M., Moyer E.J., Sayres D.S., Keutsch F.N., Kroll J.H., Demusz J.N., Allen N.T., Smith J.B., Spackman J.R., Anderson J.G. A new photolysis laser-induced fluorescence instrument for the detection of H_2O and HDO in the lower stratosphere // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79, N 6. P. 064101-1– 064101-14.

[9] Johansson O., Bood J., Aldén M., Lindblad U. Detection of Hydrogen Peroxide Using Photofragmentation Laser-Induced Fluorescence // Appl. Spectrosc. 2008. V. 62, N 1. P. 66–72.

[10] Larsson K., Hot D., Ehn A., Lantz A., Weng W., Aldén M., Bood J. Quantitative Imaging of Ozone Vapor Using Photofragmentation Laser-Induced Fluorescence (LIF) // Appl. Spectrosc. 2017. V. 71, N 7. P. 1578–1585.

[11] Liao W., Hecobian A., Mastromarino J., Tan D. Development of a photo-fragmentation/laser-induced fluorescence measurement of atmospheric nitrous acid // Atmos. Environ. 2006. V. 40, N 1. P. 17–26.

[12] Shu J., Bar I., Rosenwaks S. NO and PO photofragments as trace analyte indicators of nitrocompounds and organophosphonates // Appl. Phys. B. 2000. V. 71, N 5. P. 665–672.

Оценка погрешности поляризационных измерений

Останин Н.Д.
Ни Е.В., Брюханова В.В.
Национальный исследовательский Томский государственный университет

Аэрозоли оказывают большое влияние на жизнь всего живого на планете, и необходимость их изучения несомненна. Вследствие сопоставимости размеров аэрозольных частиц с длиной волны оптического диапазона методы лазерного исследования аэрозолей являются предпочтительными для изучения аэрозольных образований. Оптические свойства аэрозолей обусловлены их микрофизическими характеристиками: природой частиц, их формой, соотношением между длиной волны электромагнитного излучения и размерами частиц.

При распространении лазерного излучения в оптически плотных аэрозольных образованиях происходит как ослабление, вызванное поглощением и рассеянием, так и изменение состояния поляризации излучения. Анализ деполяризации лазерного излучения позволяет получить информацию о фазовом составе, форме, размерах и концентрации рассеивающих частиц. Но наряду с высокой информативностью поляризационные измерения характеризуются высокой чувствительностью к ошибкам, как постановки эксперимента, так и его реализации. Поэтому при интерпретации данных поляризационных измерений необходимо также учитывать и то, что изменение интенсивности излучения происходит не только в исследуемой среде, но и в оптической системе экспериментальной установки. Данная работа посвящена исследованию влияния точности юстировки оптической системы на ошибку поляризационных измерений.

Оценка погрешностей поляризационного лазерного зондирования оптически плотных образований

Пшеничных А.Ю.
Ни Е.В., Брюханова В.В.
Национальный исследовательский Томский государственный университет
p.alexvz98@mail.ru

В настоящее время лазеры широко используются в науке, технике и быту. Особенностями лазерного излучения являются монохроматичность и направленность. Также лазерное излучение является поляризованным.

Поляризационные измерения являются более точными и информативными, нежели основанные на измерении интенсивности или мощности. При распространении электромагнитных волн в вещественной среде происходит ослабление интенсивности излучения, так же и изменения состояния поляризации вызванное поглощением и рассеянием электромагнитного излучения. Изменения состояния поляризации зависит от количества рассеивающих частиц, их формы и размеров. Дисперсная среда во многом определяет характер изменения состояния поляризации излучения, и будет использоваться для оценки свойств рассеивающей среды. Данная задача важна так как, облака (дисперсные системы) существенно влияют на потоки лучистой энергии в атмосфере Земли, тем самым они определяют радиационный баланс и климатические условия планеты.

При распространении оптического излучения в аэрозольных образованиях, таких как облака, туманы, плотные дымки и т.п. происходит многократное рассеяние, т.е. фотоны, прежде чем попасть в приемник, испытывают не один акт рассеяния (как в слабых дымках или тонких облаках), а несколько. Многократное рассеяние деполяризует (изменяет изначальное состояние поляризации) излучение, поэтому степень деполяризации зависит от микроструктуры оптической среды. Для корректной интерпретации необходимо учитывать влияние оптической системы и окружающей среды на поляризационные характеристики рассеянного исследуемой средой излучения. В работе обсуждаются методика и результаты исследования погрешностей поляризационных измерений вследствие темнового шума ПЗС-камеры и влияния окружающей среды.

Моделирование континуального поглощения монокристаллического $ZnGeP_2$

Алкабакиби Иомн
канд. физ.-мат. наук. доцент Дёмин Виктор Валентинович
к.т.н., доцент Половцев Игорь Георгиевич
Зиновьев Михаил Михайлович
Подзывалов Сергей Николаевич
Дорожкин Кирилл Валерьевич
E-mail: yomnka@gmail.com

Монокристалл $ZnGeP_2$ известен своими нелинейными характеристиками [1], что делает его выбор предпочтительным для перестраиваемой терагерцовой генерации [2]. Это свойство может быть использовано при проектировании цифровых систем, работающих в терагерцовом диапазоне (THz) и других приложениях. Одним из наиболее серьезных ограничений при изготовлении монокристаллов хорошего качества является наличие включений. Эти включения образуются в процессе роста в результате локальных нарушений стехиометрического состава. Они имеют оптические характеристики, отличные от основного кристалла, что приводит к снижению эффективности или полному отсутствию генерации [3,4]. Поэтому задача диагностики включений в качестве средства технологического контроля качества нелинейных оптических элементов $ZnGeP_2$ является актуальной для целей практической реализации терагерцового генератора.

Прямые изменения пропускания в нелинейном оптическом элементе $ZnGeP_2$ в рабочей THz области сильно искажены сигналом многолучевой интерференции излучения от френелевского отражения от рабочих граней монокристалла. Это создает определенные трудности при обработке данных. Эти искажения (ИФП- погрешность) носят характер систематической погрешности и описываются хорошо известным уравнением [5], описывающим пропускание интерферометра Фабри Перо (ИФП- модель). Для построения вычислительной модели устранения ИФП- погрешности [6], необходимо построить модель дисперсии оптических характеристик $ZnGeP_2$ в рабочей THz области.

В настоящей работе дисперсия показателя преломления и коэффициента поглощения монокристалла была смоделирована в широкой области спектра 310-950 мкм, с максимальным значением погрешности не более 10^{-4}. При этом, мы ориентировались на тот факт, что этот диапазон для $ZnGeP_2$ является областью континуального поглощения, где можно использовать простые полиномиальные интерполяции. Для проверки и апробации методики использовались экспериментальные данные, полученные по образцам $ZnGeP_2$, изготовленным в ЛОК (г. Томск). Экспериментальные данные получены в Лаборатории терагерцовых исследований ТГУ. Характеризация включений для целей верификации данных и калибровки выполнялась методом цифровой голографии с помощью цифровой голографической камеры DHC

Две различные интерполяционные модели были протестированы на пяти различных зонах монокристалла с различными типами включений, включая эталонную зону, практически свободную от включений.

В работе представлена теоретическая база, используемая для поиска наиболее подходящей модели дисперсии. Приводятся графики, полученные как из экспериментальных данных, так и из численных моделей, а также значения погрешности интерполяции.

Список публикаций:

1. Nikogosyan D. Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey, Springer; 1 edition (January 4, 2005), 427 pages, ISBN-13: 978-0387220222.
2. A.A. Sirotkin, N.N. Yudin, V.V. Dyomin, A.I. Gribenyukov, Tunable THz-radiation in a ZnGeP2 single crystal pumped by dual-wavelength degenerate optical parametric oscillator, Laser Phys. Lett. 17 (2020), 035402.
3. V. Dyomin, A. Gribenyukov, S. Podzyvalov, N. Yudin, M. Zinoviev, I. Polovtsev, A. Davydova, A. Olshukov, Application of infrared digital holography for characterization of inhomogeneities and voluminous defects of single crystals on the example of ZnGeP2, Appl. Sci. 10 (2020) 442
4. Mikhail Zinoviev, Nikolay Yudin, Alexander Gribenyukov, Sergey Podzyvalov, Victor Dyomin, Igor Polovtsev, Valentin Suslyaev, Yelena Zhuravlyova. The effect of volume inclusions of the ZnGeP2 single-crystal on the dispersion of the refraction index and the absorption coefficient in mid-IR and terahertz ranges of wavelengths // Optical materials. 111 (2021), p. 1-8.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Наука,1973, 720 с.
6. Зиновьев М.М., Дорожкин К.В., Половцев И.Г., Сусляев В.И., Юдин Н.Н. Адаптация теории интерферометра Фабри - Перо для обработки данных терагерцовой спектроскопии $ZnGeP_2$ // Сборник трудов 8-ой Международной научно-практической конференции «Актуальные проблемы радиофизики», 2019, С. 178-182.

Квантовая электроника и фотоника

20-22 октября 2021, Томск

Характеристики вынужденного излучения в этанольном растворе красителя с наночастицами при облучении фемтосекундными лазерными импульсами

Трифонова Алина Виталиевна
Землянов Алексей Анатольевич, Рямбов Роман Владимирович
Томский государственный университет
E-mail: boosind@yandex.ru

С момента первой работы Летохова в 1967 г. [1] генерация в случайных средах стала предметом интенсивных теоретических и практических исследований. Экспериментальные исследования в связи с научными и технологическими потребностями в этой новой области [2] проводятся многими учеными из разных стран. Случайная генерация наблюдалась в различных рассеивающих системах, таких как растворы микрочастиц в лазерном красителе, легированных неодимом кристаллических порошках, керамических и полимерных системах, полупроводниковых наночастицах, биологических тканях, жидких кристаллах и т. д. [2-4].

В качестве накачки случайного лазера в большинстве экспериментальных работ используются твердотельные лазеры наносекундной длительности. Однако наносекундная длительность импульса ограничивает применение таких типов лазеров в работе с органическими материалами, такими как биологические ткани, ввиду того, что использование наносекундных импульсов приводит к термическому разрушению биотканей. Это наводит на предположение, что применение лазерных импульсов с меньшей длительностью импульсов, например, фемтосекундных импульсов, наиболее подходящее для работы с биологическими тканями благодаря малой длительности импульса и высокой его интенсивности.

В ранее проведенных экспериментах с наносекундной накачкой и наночастицами в качестве рассеивателей было продемонстрированно, что добавление наночастиц различной природы в растворы флуоресцентных красителей способствует понижению порогов вынужденного излучения на 3 порядка [5].

На данный момент в литературе известно не так много экспериментальных работ с использованием растворов флуоресцентных красителей с наночастицами при облучении фемтосекундными лазерными импульсами. Это говорит о том, что данная область до сих пор является малоизученной. Исходя из этого, целью данной работы является экспериментальное исследование флуоресценции раствора красителя с наночастицами при облучении фемтосекундными лазерными импульсами.

В данной работе был проведен эксперимент, чтобы продемонстрировать способствует ли добавление наночастиц во флуоресцентный краситель понижению порогов вынужденного излучения.

Для того, чтобы определить пороги вынужденного излучения в растворах красителей с наночастицами, была разработана экспериментальная установка (рис.1).

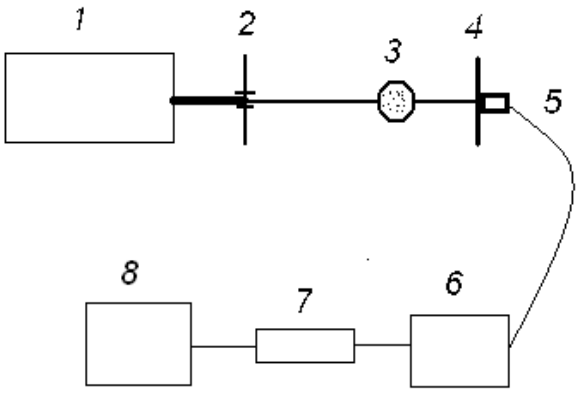


Рис.1 Схема экспериментальной установки. 1 – фемтосекундная тераваттная лазерная система, 2 – диафрагма, 3 – активная среда, 4 – фильтр, 5 – световод, 6 – монохроматор, 7 – ФЭУ, 8 – осциллограф

В качестве активной среды использовался этанольный раствор чистого красителя кумарин 30 и раствор красителя с наночастицами ZnO, полученными в [6], с концентрацией 0.625% и 1.25% объемных долей. Излучение фемтосекундной тераваттной лазерной системы на титан-сапфире с длиной волны $\lambda \approx 0{,}4$ мкм, максимальной энергией в импульсе 100 мДж, частотой 10 Гц и длительностью импульса $\Delta t \approx 50$ фс попадало на каплю с активной средой, вторичное излучение от капли принималось ФЭУ-79 и регистрировалось осциллографом «Tektronix MDO3034». По полученным осциллограммам были построены зависимости амплитуды импульса с фотоэлектронного умножителя от интенсивности накачки для раствора чистого красителя кумарин 30 и раствора красителя кумарин 30 с наночастицами ZnO (рис.2).

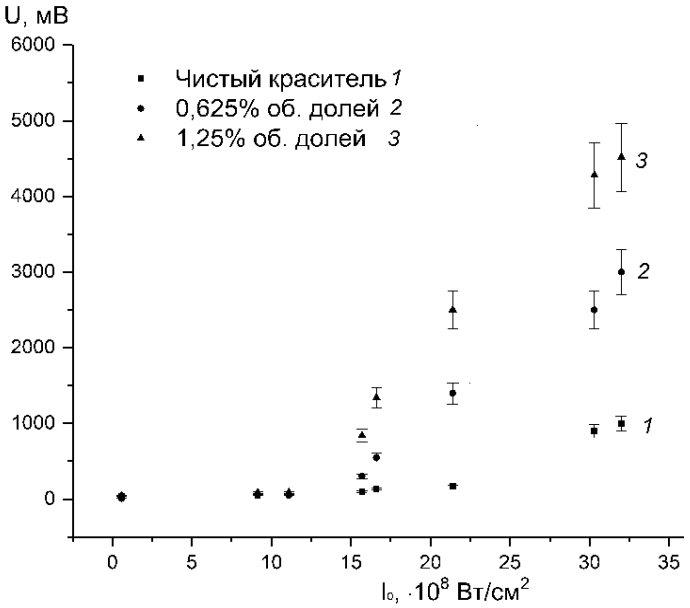


Рис.2 Зависимость амплитуды импульса с фотоумножителя от интенсивности накачки при использовании чистого красителя Кумарин 30 (1), красителя Кумарин 30 с наночастицами ZnO с концентрацией 0,625% объемных долей (2) и красителя Кумарин 30 с наночастицами ZnO с концентрацией 1,25% объемных долей (3)

Для раствора чистого красителя Кумарин 30 порог вынужденного излучения равен $22{,}9 \cdot 10^8$ Вт/см^2, для красителя Кумарин 30 с наночастицами цинка с концентрацией 0,625% объемных долей порог равен $11{,}4 \cdot 10^8$ Вт/см^2 и для красителя Кумарин 30 с наночастицами ZnO с концентрацией 1,25% объемных долей порог равен $15{,}7 \cdot 10^8$ Вт/см^2.

По результатам проведенных экспериментов можно сказать, что добавление наночастиц в растворы флуоресцентных красителей при использовании в качестве накачки фемтосекундных лазерных приводит к понижению порогов вынужденного излучения, как и при использовании наносекундных импульсов. Однако если при использовании наносекундных импульсов наблюдалось уменьшение порогов вынужденного излучения на 3 порядка, то использование фемтосекундных импульсов для накачки растворов дает уменьшение порогов приблизительно в 2 раза.

Список публикаций:

[1] Letokhov, V. S., Stimulated emission of an ensemble of scattering particles with negative absorption // JETP Lett. 1967. V.5. P. 212-215

[2] Wiersma, D. S. The physics and applications of random lasers // Nature Physics. 2008. V.4, P. 359-367

[3] Noginov, M. A.[Solid-State Random Lasers, Springer, Berlin. 2005

[4] Cao, H. Lasing in random media // Waves Random Media. 2003. V.13. P. R1-R39

[5] Donchenko V.A., Zemlyanov Al. A., Trifonova A.V., Kharenkov V.A. Thresholds characteristics cavityless lasing in composites with agglomerated metal and dielectric nanoparticles // 21th international symposium on anmospheric and ocean optics: atmospheric physics, edited by G.G. Matvienko, O.A. Romanovskii. 2015. V. 9680. P. 1-4

[6] Kibis L.S., Svintsitskiy D.A., Kardash T.Yu et al. Interface interactions and CO oxidation activity of Ag/CeO2 catalysts: a new approach using model catalytic systems // Applied Catalysis A: General. 2019. V. 570. P. 51–61

Аннигиляция

Сарычев Валерий Тимофеевич
Томский государственный университет
vsarychev@mail.tsu.ru

Электрон и позитрон, прежде чем аннигилировать, могут образовать водородоподобный атом позитроний Ps. Этот атом имеет потенциал ионизации ~6.77 *эв*. При этом расстояние между позитроном и электроном близко к 10^{-8}см . Уже на этом расстоянии дефект масс за счет аннигиляции электрического поля будет составлять ~0.001% массы позитрония. Результатом аннигиляции позитрония являются два гамма кванта, когда исходный позитроний находится в синглетном состоянии, или три гамма кванта при триплетном состоянии позитрония [1].

Исследование процесса аннигиляции возрождает старые проблемы физики и ставит новые задачи. Например, интерпретация специальной теории относительности (СТО). Эта теория позаимствовала полностью математический аппарат преобразований Лоренца, но отвергла их физическую интерпретацию. У Лоренца целью преобразований являлась возможность нахождения решения уравнений Максвелла в движущейся системе на основе известного решения в системе покоя. Тогда как в СТО эти преобразования используются для обоснования эквивалентности инерциальных систем. Лоренц не смог привести убедительных аргументов, которые бы позволили отличить покоящуюся систему от движущейся. Но это не означает отсутствие таких различий. В работе [2] показано, что преобразование Лоренца между системой покоя и любой движущейся ИСО определяется только абсолютной скоростью этих систем. Тогда как для преобразования между движущимися ИСО необходимо знать абсолютные скорости каждой из этих ИСО. Таким образом, преобразования Лоренца являются справедливыми лишь, когда известны абсолютные скорости ИСО. В работе [3] представлен способ измерения абсолютной скорости движения Земли.

Физические процессы протекают при выполнении законов сохранения энергии, импульса и углового момента, Процесс аннигиляции не является исключением. М. Планк в докладе «Отношение новейшей физики к механистическому мировоззрению» [4] указывает, - «что закон сохранения энергии ничего не говорит о природе самой энергии». Более века прошло после этого доклада Планка, но физика ничего не говорит о природе энергии, импульса и углового моментах, которые сохраняются при излучении и в том числе при аннигиляции. Кроме того, физика не имеет ясного определения плотностей массы и электрического заряда. Без такого определения нельзя объяснить аннигиляцию.

Масса и энергия

Отождествление массы и энергии скорее создаёт путаницу, чем вносит ясность в эти понятия. В работе «Полевая модель электрона» предлагается использовать уравнения Максвелла не только для описания электромагнитного, но и гравитационного поля [5]. Эти поля объединяются в одно комплексное поле, 4-вектор потенциал которого определяется выражением $A=A_e+iA_g$. Такое объединение позволяет дать определение плотности массы и плотности электрического заряда. Следующая система нелинейных уравнений в частных производных позволяет создавать полевые модели частиц:

$$div\mathbf{E}=\frac{i}{2}\left(\mathbf{E}^2+\mathbf{H}^2\right),\ div\mathbf{H}=0,\ \frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}=rot\mathbf{H}-i\left[\mathbf{EH}\right],\ \frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t}=-rot\mathbf{E}. \tag{1}$$

Отличие этой системы от уравнений Максвелла заключается в том, что внешние источники: плотность электрического заряда ρ и плотность электрического тока j заменяются выражениями, определяющими компоненты 4-вектор плотности комплексного тока $J=(J_0, \mathbf{J})$:

$$J_0=\frac{i}{8\pi}\left(\mathbf{E}^2+\mathbf{H}^2\right),\ \mathbf{J}=\frac{i}{4\pi}[\mathbf{EH}]. \tag{2}$$

Соответственно, комплексный заряд $q=e+im$ и угловой момент $\mathbf{S}=\boldsymbol{\mu}+i\mathbf{s}$ (μ - магнитный момент, s – спин) определяются интегралами

$$q=\frac{i}{8\pi}\iiint_{\infty}\left(\mathbf{E}^2+\mathbf{H}^2\right)d\mathbf{r}\quad \mathbf{S}=\frac{i}{4\pi}\iiint_{\infty}[\mathbf{r}[\mathbf{EH}]]d\mathbf{r}\,. \tag{3}$$

Система (1) позволяет построить полевые модели частиц, обладающими заданными значениями комплексного заряда и углового момента. При этом, поля, соответствующие системе комплексно сопряжённых уравнений, будут представлять модели античастиц.

В силу нелинейности этих уравнений существует дискретный спектр значений комплексного заряда и углового момента, для которых система (1) имеет решения, представляющие поля материальных частиц.. Разумеется, пока ещё рано говорить об общем способе отыскания таких решений системы. Тем не мене, даже частные решения, представляющие полевые модели частиц могут быть полезны для понимания процесса аннигиляции.

В случае, когда поле **H**=0, а поле **E** является стационарным и сферически симметричным, решение системы (1) сводится к решению следующего дифференциального уравнения:

$$\frac{dE_r}{dr} + 2\frac{E_r}{r} = i\frac{E_r^2}{2}. \quad (4)$$

Это уравнение имеет строгое решение:

$$E_r = \frac{q}{r(r+iq/2)} = \frac{e}{(r-m/2)^2+e^2/4} + i\frac{m(r-\gamma)}{r((r-m/2)^2+e^2/4)}, \gamma = \frac{e^2+m^2}{2m}. \quad (5)$$

Здесь q – постоянная интегрирования, определяемая выражением (3). Согласно этому выражению масса частиц и античастиц определяется суммой энергий электрического поля $E_{r,e}$ и гравитационного поля $E_{r,g}$. Эти энергии определяются выражениями:

$$\varepsilon_e = m/2 + \frac{e^2+m^2}{2|e|}\left(\frac{\pi}{2} + arctg\frac{m}{|e|}\right), \varepsilon_g = m/2 - \frac{e^2+m^2}{2|e|}\left(\frac{\pi}{2} + arctg\frac{m}{|e|}\right). \quad (6)$$

Здесь используется система единиц, в которой размерностью энергии, массы и электрического заряда выбрана единица длины [см]. В этих единицах комплексный заряд электрона представляется выражением

$$q[\tilde{n}\grave{i}\ ] = -\ 1,38\text{„}10^{-34} + i\,6,76\text{„}10^{-56}.$$

Классический радиус в модели электрона Лоренца определяется условием $mc^2 = e^2/r_e$. В этой модели считается, что электрическое поле существует лишь вне сферы радиуса r_e, где оно определяется законом Кулона. Формула (6) определяет энергию электрического и гравитационного поля путём интегрирования плотности энергии этих полей по всему пространству. Абсолютные значения этих энергии более чем на 22 порядка больше энергии покоя электрона. А значение массы электрона определяется суммой энергий ε_e и ε_g.

Потенциал взаимодействия электрона и позитрона

Потенциал комплексного поля E электрона представляется выражением

$$\varphi_-(r) = 2i\ln\left(1 + i\frac{q}{2r}\right) = i\left(2\ln(R) + arctg\left(\frac{e_-}{2r-m}\right)\right); R^2 = \left(1-\frac{m}{2r}\right)^2 + \left(\frac{e}{2r}\right)^2. \quad (7)$$

Потенциал позитрона $\varphi_+(r)$ комплексно сопряжен потенциалу электрона:

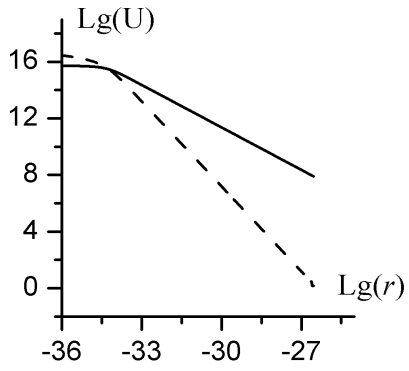
$$\varphi_+(r) = -i\left(2\ln(R) + arctg\left(\frac{e_+}{2r-m}\right)\right). \quad (7a)$$

Здесь $e_+ = -e_-$ - электрический заряд позитрона.

Из этих двух потенциалов можно образовать функцию $U(r)$, которая соответствует энергии связи между электроном и позитроном. Эта функция имеет следующий вид:

$$U(r) = q_-\varphi_+(r) + q_+\varphi_-(r) = \left(4m\ln(R) - 2e_+ arctg\left(\frac{e_+}{2r-m}\right)\right) - 4ie_+\ln(R). \quad (8)$$

Здесь r – расстояние между частицами, а $U(r)$, взятая с обратным знаком, равна энергии ионизации. Чтобы получить значение энергии в эргах, следует от размерности энергии [см] перейти к размерности [эрг]. Коэффициент перехода равен 1.348 10^{28} с^2 =1.211 10^{49}*эрг/см.*



На рисунке слева представлены компоненты функции $U(r)$: реальная часть – сплошная линия, мнимая – штриховая. При r=5.9 10^{35}*см* наблюдается равенство реальной и мнимой компонент функции $U(r)$. При бо'льших радиусах аппроксимация этих компонент представляется выражениями

$$Lg\left(-\mathrm{Re}(U)\right) = -Lg(r) - 18.637;\ Lg\left(-\mathrm{Im}(U)\right) = -2Lg(r) - 52.9. \quad (9)$$

Причём точность аппроксимации реальной компоненты функции $U(r)$ выражением (8) оказывается лучше ~0,001%. Точность аппроксимации мнимой компоненты определяется точностью вычисления ln(R). Уже при r=10^{-26}*см* значение R=1 с точностью до 14 знака мантиссы, при увеличении радиуса количество нулей при R=1,00.. после запятой неуклонно растет.

При $Lg(r)\in$[-150,-45] у реальной компоненты функции $U(r)$ исчезает зависимость от радиуса, а у мнимой компоненты эта зависимость становится существенно слабей, чем при больших радиусах. Приведенный выше график

потенциальной функции $U(r)$ j обрывается при значении радиуса r=3 10^{-27}*см*, хотя аппроксимация этой функции выражением (9) справедлива вплоть до r=1*см*.

О продуктах процесса аннигиляции

Считается, что в процессе аннигиляции частицы, обладающие массой, превращаются в частицы, имеющие энергию, но не имеющие массы. Такое мнение невольно заставляет вспомнить о *флогистоне* XVIII века и *энергетиках* XIX века . В памяти так же всплывает улыбка чеширского кота. Прежде чем говорить о полном исчезновении массы частиц, имело бы смысл сначала определить сами понятия массы и энергии. Точечные модели частиц такого определения не предлагают. Тем более, что в них масса и энергия отождествляются. Следовательно, по определению эти модели не предполагают аннигиляцию.

Решения системы нелинейных уравнений (1), которые можно считать полевыми моделями элементарных частиц, не предполагают частиц, обладающих энергией, но не обладающих массой. Однако проблема аннигиляции заключается в исследовании процесса, в котором взаимодействие частицы и античастицы приводит к полной потери у них массы при соблюдении закона сохранения энергии. Возможен ли такой процесс?

Эксперименты на ускорителях показывают, что кроме гамма квантов, которые считаются безмассовыми частицами, аннигиляция сопровождается возникновением массивных бозонов. В 1984 г. итальянскому физику К. Руббиа за экспериментальное обнаружение этих частиц была вручена нобелевская премия. В нобелевской лекции Руббиа указывает, что гипотезу о существовании подобных частиц выдвинул О. Клейн еще в 1938 году. Он цитирует следующее высказывание Клейна: - «Роли этих частиц, и их свойства, во многом подобны роли фотонов, и возможно, мы можем назвать их «электро-фотонами» (точнее, электрически заряженными фотонами)». Для иллюстрации этой цитаты Руббиа приводит диаграмму Феймана, в которых промежуточные векторные бозоны W- и W+ изображаются внутренними линиями, аналогичными линиям виртуальных частиц при описании событий микромира [6].

Космические лучи представляют весь спектр частиц, которые фактически являются продуктами процесса аннигиляции. Диапазон энергий наблюдаемых событий, которые создаются такими частицами, простирается от 1 до 10^{21}*эв*. Разумеется, событие, соответствующее энергии 10^{21}*эв*, является редким и наблюдается в космических лучах в виде ШАЛ-ов (широких атмосферных ливней). Точке пересечения реальной и мнимой компоненте потенциальной функции $U(r)$ соответствует энергия ~10^{27}*эв*. Современные ускорители могут разогнать частицы до энергии ~10^{13}*эв*. Создание таких ускорителей требует много сил и средств. Увеличение уровня энергии ускоренных частиц на порядок, по сравнению с достигнутым уровнем, вряд ли возможно в этом столетии. Да и не целесообразно, учитывая, что предел наблюдений энергий частиц космических лучей находится на 10 порядков выше.

В этих условиях физике необходимо обращать внимание на компьютерное моделирование процессов микро и макро мира. И пора от точечных моделей частиц переходить к полевым моделям частиц. С легкой руки Максвелла до сих пор свет рассматривается как электромагнитное излучение. Без гравитации фотоны не могут существовать как стабильные частицы.

Комплексные поля позволяют создавать модели водородоподобных атомов из электронов и позитронов. В заключение, ниже для иллюстрации представляется выражение энергии электромагнитного поля такого атома, движущегося с релятивистской скоростью $V = (V_0, \mathbf{V})$:

$$\varepsilon_e = \frac{\hat{e}^2 r_\perp^2}{8 r_\parallel^3} V_0, \tilde{n}\grave{i} \ .$$

Здесь $r_\perp, r_\parallel$ - поперечный и продольный размеры атома, $\hat{e}$ - текущий заряд электрона. В работе [5], показано, что при r=3,34·10^{-23}см относительное значение электрического заряда достигло своего максимального значения ($\hat{e}/e$=1,37) и стало уменьшаться, сменив знак при r=2,57·10^{-23}см. При релятивистских скоростях происходит сокращение продольных размеров атома – его форма становиться подобной плоскому конденсатору, внутри которого гравитационное поле исчезает, а направление силовых линий электрического поля становится параллельным скорости движения атома. С внешней стороны форма как электрического, так и гравитационного поля приближается к дипольному. В итоге релятивистская масса такого атома определяется значением ε_e.

Список публикаций:

[1] Гольданский В.И.,Фирсовв В. Г. // Успехи химии. 1971. Т.XV. вып.8. С.1353-1393
[2] Сарычев В.Т. //Изв. Вузов. Физика. –2008. –№9/2.–с.116-119.
[3] Galileyskii V.P., Sarychev V. T./ Proc. SPIE 9680, 21st International Symposium Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 96801E (November 19, 2015); doi: 10.1117/12.2205517
[4] Планк М. Избранные труды. М.: «Наука». С. 634-648.
[5] Сарычев В.Т. //Изв. Вузов. Физика. 2012. №8. С.96-102
[6] Руббиа К. //УФН. 1985. Т.147. вып.2 С. 371-404.

Квантово-механическая модель диэлектрических потерь в нанометровых слоях твердых диэлектриков с водородными бонсдами при сверхнизких температурах

Калытка Валерий Александрович[1]
Мехтиев Али Джаваншировичч[2,3]
Мади Перизат Шаймуратовна[1,3]
Баширов Александр Витальевич[4]
[1]*Карагандинский технический университет*
[2]*Казахский агротехнический университет им.С.Сейфуллина*
[3]*Национальный исследовательский Томский политехнический университет*
[4]*Карагандинский экономический университет Казпотребсоюза*
valerii.kalytka@gmail.com barton.kz@mail.ru perizat1@tpu.ru abashirov@keu.kz

Аннотация. Методом конечных разностей строится решение линеаризованного по внешнему полю квантового кинетического уравнения Лиувилля, совместно со стационарным уравнением Шредингера и операторным уравнением Пуассона, для ансамбля невзаимодействующих протонов, мигрирующих в поле кристаллической решетки возмущенной переменным поляризующим полем. Влияние фононной подсистемы не учитывается. Равновесная матрица плотности вычисляется с помощью квантовой статистики Больцмана. Рассчитываются температурные спектры тангенса угла диэлектрических потерь в кристаллах с водородными связями (КВС) в широкком диапазоне температур (50–550 К). На теоретическом уровне, обнаружены эффекты нанокристаллического состояния при поляризации КВС в области сверхнизких температур (4-25 К).

Введение. В последние два десятилетия существенную роль в современной промышленности играют композиционные материалы на основе слоистых диэлектриков с ионно-молекулярной химической связью, способные проявлять в определенных диапазонах параметров полей и температур *высокую* ионную проводимость [1,2].

Отдельную категорию ионно-молекулярных диэлектриков представляют кристаллы с водородными связями (КВС), используемые в *радиоэлектронике* (элементы электронно-управляемых систем СВЧ, ССВЧ-диапазона [1]), *оптоэлектронике* (нелинейные преобразователи оптических сигналов; оптоволоконные датчики), лазерной технике (регуляторы параметров излучения и электрические затворы (KDP)) [3-9], *микроэлектронике* (полевые транзисторы, резонансные туннельные диоды, МДП, МПМ-структуры), электроэнергетике и технике высоких напряжений (изоляционные покрытия токоотводящих элементов электрогенераторов ТЭС) [10-12].

По электрофизическим свойствам КВС классифицируются как протонные полупроводники и диэлектрики (ППД) и проявляют свойство *протонной проводимости*, сводящейся к *диффузионному* переносу ионов водорода (протонов) по водородным связям в направлении силовых линий внешнего электрического поля [1].

Проявление у сегнетоэлектриков класса КВС (KDP, DKDP [1], триглицинсульфат (ТГС) [10], сегнетова соль и др.) прямоугольной петли гистерезиса (ППГ) с аномально большим временем релаксации остаточной поляризации (до 10 лет) позволяет использовать эти материалы в конденсаторах энергонезависимых быстродействующих запоминающих устройств (ячейки памяти типа DRAM, FeRAM и др.) электронно-вычислительных устройств [1,11,12].

Квантово-механическая модель диэлектрических потерь в протонных полупроводниках и диэлектриках. В области высоких температур (100–550 К) основной вклад в диэлектрическую релаксацию в КВС вносят термически активируемые (классические) переходы релаксаторов (протонов) по водородным связям. В этом случае теоретические исследования механизмов поляризации и проводимости проводятся методами квазиклассической кинетической теории, на основании совместного решения системы нелинейных уравнений Фоккера-Планка и Пуассона, в произвольном приближении k по безразмерному малому параметру теории возмущений $\left(\gamma \approx 0,001 \div 0,01\right)$ [1,11,12] и, уже в линейном приближении по параметру сравнения $\left(\gamma < 0,01\right)$ хорошо согласуются с экспериментом [1].

В области низких температур (50–100 К) доминирующий вклад в релаксационные процессы в КВС вносят туннельные (квантовые) переходы протонов через потенциальный барьер, а параметр разложения заметно увеличивается $\left(\gamma \approx 0,01 \div 0,1\right)$ [1,11,12], что требует более строгого учета влияния влияний нелинейных эффектов на поляризацию. При этом, энергетический спектр протонов в потенциальном поле кристаллической решетки становится квазидискретным и статистические свойства протонной подсистемы, в равновесном состоянии описываются матрицей плотности, вычисляемой квантового канонического распределения Гиббса [11].

Прямые квантово-механические исследования неравновесных электрофизических процессов в диэлектрике будем строить из решения квантового кинетического уравнения Лиувилля [2], позволяющего, совместно с операторным уравнением Пуассона и уравнением Шредингера, построить неравновесную матрицу

плотности и, на этой основе, перейти к вычислениям измеряемых в эксперименте величин (ток термостимулированной деполяризации, тангенс угла диэлектрических потерь и др.).

В отсутствии внешнего возмущения, моделируемая система (кристалл класса КВС) описывается уравнением Лиувилля [12]

$$\frac{\partial \hat{\rho}_{C}^{(0)}}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar}\left[\hat{\rho}_{C}^{(0)}, \hat{H}_{C}^{(0)}\right] = 0 \tag{1}$$

Гамильтониан невозмущенной системы (кристалла) представим в виде [12]

$$\hat{H}_{C}^{(0)} = \hat{H}_{pr,C}^{(0)} + \hat{H}_{ph} + \hat{H}_{pr,ph} \tag{2}$$

В (2) $\hat{H}_{pr,C}^{(0)}$ - Гамильтониан протонной подсистемы; $\hat{H}_{ph}$ - Гамильтониан фононной подсистемы; $\hat{H}_{pr,ph}$ - оператор протон-фононного взаимодействия.

Согласно экспериментально установленным для КВС допущениям [2], пренебрегая протон-фононным взаимодействием $\hat{H}_{pr,ph} \to 0$, принимая гамильтониан фононной подсистемы числовым оператором $\hat{H}_{ph} \to \text{const}$ и, ограничиваясь моделью идеального протонного газа, преобразуем уравнение (1) к уравнению Лиувилля для протонной подсистемы [2,12].

$$\frac{\partial \hat{\rho}_{pr}^{(0)}}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar}\left[\hat{\rho}_{pr}^{(0)}, \hat{H}_{pr}^{(0)}\right] = 0 \tag{3}$$

Здесь $\hat{H}_{pr}^{(0)}-$ невозмущенный внешним полем Гамильтониан отдельного протона.

Поскольку энергия Ферми идеального газа протонов в КВС стремится к нулю, решение уравнения (3) запишем согласно квантовой статистике Больцмана для протонов, двигающихся в одномерном потенциальном кристаллическом поле $W_{pr,C}^{(0)}(x)$ (поле водородной связи) и распределенных по невозмущенным уровням энергии $E_n^{(0)}$ [2,12].

$$\hat{\rho}_{pr}^{(0)} = N_{pr,F}\left\{\sum_{n=0}^{\infty}\exp\left(-\frac{E_n^{(0)}}{k_B T}\right)\right\}^{-1} \times \exp\left(-\frac{\hat{H}_{pr}^{(0)}}{k_B T}\right) \tag{4}$$

Уровни энергии $E_n^{(0)}$ вычисляются из решения стационарного уравнения Шредингера отдельного протона $\hat{H}_{pr}^{(0)}\psi_n = E_n^{(0)}\psi_n$, где $\hat{H}_{pr}^{(0)} = -\frac{\hbar^2}{2m}\hat{\nabla}^2 + \hat{W}_{pr,C}^{(0)}(x)$, а ψ_n- волновая функция n-го стационарного состояния протона, вычисляемая квазиклассическим методом [2,12]; m – масса протона.

Статистический оператор протонной подсистемы, возмущенной внешним поляризующим полем напряженности $E(x;t) = E_0\exp(i\omega t)$, вычисляется из уравнения [2]

$$\frac{\partial \hat{\rho}_{pr}}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar}\left[\hat{\rho}_{pr}, \hat{H}_{pr}\right] = 0 \tag{5}$$

где $\hat{H}_{pr} = \hat{H}_{pr}^{(0)} + \hat{W}_{el}(\vec{r};t)$ - возмущенный внешним полем гамильтониан протона; $\hat{W}_{el}$ - возмущающая поправка к оператору $\hat{H}_{pr}^{(0)}$; $\vec{r}-$ радиус-вектор протона; $\hat{\rho}_{pr} = \hat{\rho}_{pr}^{(0)} + \delta\hat{\rho}_{pr}-$ неравновесный статистический оператор протонов; $\delta\hat{\rho}_{pr}-$ неравновесная поправка к невозмущенному статистическому

оператору (4). Воздействуя операторами $\frac{\partial \hat{\rho}_{pr}}{\partial t}$ и $\frac{1}{i\hbar}\left[\hat{\rho}_{pr}, \hat{H}_{pr}\right]$ на волновую функцию протона в n – ом стационарном состоянии и исключая члены второго порядка по полю $\delta\hat{\rho}_{pr} \times \left(\hat{W}_{el}\,\psi_n\right)$, $\hat{W}_{el} \times \left(\delta\hat{\rho}_{pr}\psi_n\right)$, имеем

$$\frac{\partial\left(\delta\hat{\rho}_{pr}\,\psi_n\right)}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar}\left\{\delta\hat{\rho}_{pr}\left(\hat{H}^{(0)}_{pr}\psi_n\right) - \hat{H}^{(0)}_{pr}\left(\delta\hat{\rho}_{pr}\,\psi_n\right) + \hat{\rho}^{(0)}_{pr}\left(\hat{W}_{el}\psi_n\right) - \hat{W}_{el}\left(\hat{\rho}^{(0)}_{pr}\psi_n\right)\right\} = 0 \tag{6}$$

Вводя в (6) скалярную функцию $u_n\left(\vec{r};t\right) = \delta\hat{\rho}_{pr}\psi_n\left(\vec{r};t\right)$, имеем

$$\frac{\partial u_n}{\partial t} + \frac{E^{(0)}_n}{i\hbar}u_n - \frac{1}{i\hbar}\hat{H}^{(0)}_{pr}u_n + \frac{1}{i\hbar}\left[\hat{\rho}^{(0)}_{pr};\hat{W}_{el}\right]\psi_n = 0 \tag{7}$$

Для модели блокирующих электродов [2,12]

$$\hat{j}_{pr}(d;t) = \hat{j}_{pr}(0;t) = 0 \tag{8}$$

где d- толщина диэлектрика.

В начальный момент времени поляризация отсутствует [2]

$$u_n\left(\vec{r};0\right) = 0 \tag{9}$$

Решение уравнения (7) строим совместно с операторным уравнением Пуассона [12]

$$\frac{\partial \hat{E}}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon_0\varepsilon_\infty}\delta\hat{n}(\vec{r};t) \tag{10}$$

с учётом граничного условия [2,12]

$$\int_0^d \hat{E}(x;t)\,dx = V_0\exp\left(i\omega t\right) \tag{11}$$

где q - заряд протона; ε_∞ - высокочастотная диэлектрическая проницаемость; V_0, ω - соответственно амплитуда и круговая частота внешнего поля.

Квантово-механическое выражение для избыточной концентрации протонов [12]

$$\delta\hat{n}(\vec{r};t) = \sum_{n=0}^{\infty}\psi^*_n\,\delta\hat{\rho}_{pr}(\vec{r};t)\,\psi_n = \sum_{n=0}^{\infty}\psi^*_n u_n\left(\vec{r};t\right) \tag{12}$$

позволяет рассчитать оператор поляризации протонной подсистемы

$$\hat{P}(\vec{r};t) = q\sum_{n=0}^{\infty}\psi^*_n\,\vec{r}\times u_n\left(\vec{r};t\right) \tag{13}$$

Усреднение оператора (13) по координатам и энергиям проведем с помощью неравновесной поляризационной матрицы плотности

$$\left\langle\overline{P}\right\rangle \equiv Sp\left(\hat{\rho}_{pr}\times\hat{P}\right) = \int_V \Psi^*\hat{P}(\vec{r},t)\,\Psi dV \tag{14}$$

Поляризация кристалла в переменном поле [12]

$$\left\langle\hat{P}\right\rangle = \varepsilon_0\left(\varepsilon^* - \varepsilon_\infty\right)E_0\exp\left(i\,\omega t\right) \tag{15}$$

На основании (14), (15), запишем теоретический спектр комплексной диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon^*(\omega,T)=\varepsilon_\infty+\frac{1}{\varepsilon_0 E_0}\exp(-i\omega t)\int_V \Psi^*\hat{P}(\vec{r},t)\Psi dV \qquad (16)$$

Оценка степени точности результатов расчетов по формуле (16) будет проводиться путем сопоставления с данными экспериментов по измерению спектров тангенса угла диэлектрических потерь [2,12]

$$tg\,\delta(\omega,T)=\frac{Im\left[\varepsilon^*(\omega,T)\right]}{Re\left[\varepsilon^*(\omega,T)\right]} \qquad (17)$$

Численное исследование квантово-механической модели диэлектрических потерь. Численные расчеты температурных спектров тангенса угла диэлектрических потерь $tg\delta_{th}(T)$ [12], выполнялись по формулам (16), (17) и сопоставлялись с результатами экспериментальных измерений в онотском тальке и гипсе в диапазоне температур $T=50\text{-}550$ К, при частоте внешнего переменного электрического поля $\nu_1=7\cdot10^6$ Гц [12]. Толщина кристалла в эксперименте составляла 30 мкм [12].

По результатам численного расчета, в низкотемпературной области (50–100 К), в онотском тальке, при толщина кристалла d=30 мкм, частоте переменного поляризующего поля $\nu_1=7\cdot10^6$ Гц и температуре $T_{max}=105$ К, проявляется теоретический максимум тангенса угла диэлектрических потерь с амплитудой $tg\delta_{th}^{(\nu_1)}\left(T_{max}\right)\approx0,5\cdot10^{-4}$, обусловленный туннельным (квантовым) движением релаксаторов (протонов) с энергией активации $U_0=0,045$ эВ. В гипсе, соответственно, максимум такого рода выявлен, также теоретически, при тех же внешних условиях ($\nu_1=7\cdot10^6$ Гц; d=30 мкм), но при температуре $T_{max}=97$ К, с амплитудой $tg\delta_{th}^{(\nu_1)}(T_{max})\approx0,9\cdot10^{-4}$ и энергией активации $U_0=0,05$ эВ.

Согласно таблицам 1,2 низкотемпературный максимум $tg\delta(\nu_1,T_{max})$ наиболее чувствителен к изменению толщины кристаллического слоя, в результате чего, теоретический максимум в тальке с уменьшением толщины слоя от 30 мкм до 3 нм смещается от низких (105 К) в сторону сверхнизких температур (22 К), а амплитуда максимума уменьшается от $0,5\cdot10^{-4}$ до $0,39\cdot10^{-8}$. В гипсе максимум $tg\delta(\nu_1,T_{max})$ смещается от 97 К к 15 К с возрастанием амплитуды от $0,9\cdot10^{-4}$ при 30 мкм до $0,86\cdot10^{-8}$ при 3 нм.

Таблица 1. Температурные максимумы тангенса угла диэлектрических потерь в онотском тальке, рассчитанные при частоте поляризующего поля $\nu_1=7\cdot10^6$ Гц, при различных толщинах кристаллических слоев

Толщина слоя, нм	Амплитуды и температурные положения теоретических максимумов $tg\delta(\nu_1,T_{max})$				
30000	$0,5\cdot10^{-4}$ (105)	$2,5\cdot10^{-3}$ (160)	$3,23\cdot10^{-3}$ (220)	$4,25\cdot10^{-3}$ (265)	$4,5\cdot10^{-3}$ (310)
3000	$0,4\cdot10^{-4}$ (96)	$2,2\cdot10^{-3}$ (157)	$2,14\cdot10^{-3}$ (219)	$4,25\cdot10^{-3}$ (265)	$4,5\cdot10^{-3}$ (310)
300	$0,3\cdot10^{-4}$ (88)	$2,4\cdot10^{-3}$ (146)	$1,17\cdot10^{-3}$ (215)	$4,25\cdot10^{-3}$ (265)	$4,5\cdot10^{-3}$ (310)

30	$4{,}6\cdot10^{-6}$ (50)	$6{,}8\cdot10^{-6}$ (127)	$1{,}05\cdot10^{-3}$ (207)	$4{,}25\cdot10^{-3}$ (265)	$4{,}5\cdot10^{-3}$ (310)
3	$0{,}39\cdot10^{-8}$ (22)	$5{,}8\cdot10^{-7}$ (103)	$0{,}54\cdot10^{-3}$ (190)	$3{,}3\cdot10^{-3}$ (259)	$4{,}4\cdot10^{-3}$ (308)

Таблица 2. Температурные максимумы тангенса угла диэлектрических потерь в гипсе, рассчитанные при частоте поляризующего поля $\nu_1 = 7\cdot10^6$ Гц, при различных толщинах кристаллических слоев

Толщина слоя, нм	Амплитуды и температурные положения теоретических максимумов $\mathrm{tg}\delta(\nu_1, T_{max})$				
30000	$0{,}9\cdot10^{-4}$ (97)	$1{,}8\cdot10^{-3}$ (145)	$3{,}9\cdot10^{-3}$ (210)	$3{,}3\cdot10^{-3}$ (270)	$4{,}1\cdot10^{-3}$ (320)
3000	$0{,}3\cdot10^{-4}$ (89)	$1{,}3\cdot10^{-3}$ (142)	$3{,}3\cdot10^{-3}$ (209)	$3{,}3\cdot10^{-3}$ (270)	$4{,}1\cdot10^{-3}$ (320)
300	$0{,}1\cdot10^{-4}$ (80)	$0{,}4\cdot10^{-3}$ (138)	$2{,}9\cdot10^{-3}$ (200)	$3{,}3\cdot10^{-3}$ (270)	$4{,}1\cdot10^{-3}$ (320)
30	$1{,}6\cdot10^{-6}$ (47)	$7{,}4\cdot10^{-6}$ (130)	$1{,}6\cdot10^{-3}$ (190)	$3{,}2\cdot10^{-3}$ (267)	$4{,}1\cdot10^{-3}$ (320)
3	$0{,}86\cdot10^{-8}$ (15)	$3{,}4\cdot10^{-7}$ (102)	$5{,}1\cdot10^{-2}$ (183)	$2{,}9\cdot10^{-3}$ (264)	$3{,}5\cdot10^{-3}$ (317)

Низкотемпературные пики (50-100 К) тангенса угла потерь в слоистых минералах характеризуются аномальной зависимостью амплитуды максимума $\mathrm{tg}\delta(\nu_1, T_{max})$ от толщины слоя в диапазоне 1-10 нм со смещением максимума в сторону гелиевых температур (1-10 К) и резким падением его амплитуды на 3-4 порядка.

Список публикаций:

[1] Калытка В.А., Коровкин М.В., Мехтиев А.Д., Юрченко А.В. Нелинейные поляризационные эффекты в диэлектриках с водородными связями // Известия Высших учебных заведений. Физика. - 2018. - Т.61. - № 4. - С. 138-148.

[2] Калытка В.А., Коровкин М.В. Квантовые эффекты при протонной релаксации в области низких температур // Известия Высших учебных заведений. Физика. - 2016. - Т.59. - № 7. - С.74-79.

[3]Tan Wei, Sun Yong, Chen Hong & Shen Shun-Qing. Photonic simulation of topological excitations in metamaterials//Scientific Reports – 2014. – Vol. 4 – P. 3842.

[4] Wells, B.M., Zayats, A.V., and Podolskiy, V.A., Nonlocal optics of plasmonic nanowire metamaterials//Physical Review B. – 2014. – Vol. 89. – P. 035111 (4).

[5] Slobozhanyuk, A.P., Ginzburg, P., Powell, D.A., Iorsh I., Shalin, A.S., Segovia, P., Krasavin, A.V., Wurtz, G.A., Podolskiy, V.A., Belov, P.A, Zayats, A.V. Purcell effect in Hyperbolic Metamaterial Resonators// Physical Review B. – 2015. – Vol. 92. – P. 195127 (8).

[6] Khanikaev Alexander B., Hossein Mousavi S., Tse Wang-Kong, Kargarian Mehdi, MacDonald Allan H., Shvets Gennady. Photonic topological insulators//Nature Materials – 2013 – Vol. 12. – P. 233–239.

[7] Zh. Kudyshev, H. Reddy, U. Guler, Alexander V. Kildishev, Vladimir M. Shalaev, A. Boltasseva, Temperature-dependent optical properties of plasmonic titanium nitride thin films//ACS Photonics. –2017. – Vol.4(6). – P. 1413-1420.
[8] Zhaxylyk A. Kudyshev, Brian M. Wells, Natalia M. Litchinitser, and Viktor A. Podolskiy. Nonlocal Effects In Transition Hyperbolic Metamaterials//ACS Photonics. – 2017. – Vol. 4(10). – P. 2470–2478.
[9] Антонова А.М., Воробьев А.В., Ляликов Б.А. К выбору материалов для нетрадиционной тепловой изоляции оборудования ТЭС и АЭС//Энергетика: экология, надежность, безопасность: Материалы XIV Всероссийской научно-технической конференции. – Томск: Издательство ТПУ, 2008. – 289 с.
[10]Яценко О. Б., Чудотворцев И. Г., Стеханова Ж.Д., Миловидова С.Д., Рогазинская О.В. Плотность и содержание воды в кристаллах триглицинсульфата// Вестник Воронежского государственного университета (ВГУ). Серия: Химия. Биология. Фармация. – 2006. - № 2. – С. 117-121.
[11] Калытка В.А., Мехтиев А.Д., Баширов А.В., Юрченко А.В. Нелинейные электрофизические явления в ионных диэлектриках со сложной кристаллической структурой //Известия высших учебных заведений. Физика. - Томский государственный университет (ТГУ), Томск. - 2020. - Т.63. - № 2. - С. 91-98. DOI:10 17223/00213411/63/2/91..
[12] Калытка В.А., Коровкин М.В. Протонная проводимость// Монография: ISBN-13: 978-3-659-68923-9; ISBN-10: 3659689238; EBAN: 9783659689239; 180 с. Germany. Издательский Дом: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2015. http://www.lap-publishing.com.

Состав носителей в имплантированных бором МЛЭ пленках *p*-CdHgTe

Ижнин Игорь Иванович[1,2]
Войцеховский Александр Васильевич[2]
Коротаев Александр Григорьевич[2]
Мынбаев Карим Джафарович[3,4]
Варавин Василий Семенович[5]
Дворецкий Сергей Алексеевич[5]
Михайлов Николай Николаевич[5]
Якушев Максим Витальевич[5]
Świątek Zbignew[6]
[1]*Научно-производственное предприятие «Электрон-Карат»*
[2]*Национальный исследовательский Томский государственный университет*
[3]*Университет ИТМО*
[4]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе*
[5]*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН*
[7]*Institute of Metallurgy and Material Science PAN,*
E-mail: i.izhnin@carat.electron.ua

Твердые растворы CdHgTe (КРТ) являются основным материалов инфракрасной фотоэлектроники для создания крупноформатных матричных фотоприемников [1]. В настоящее время наиболее распространенной и технологически отработанной является технология фотодиодов типа n^+–n–p, где n^+–n область формируется ионной имплантацией (ИИ) бора в вакансионно-легированном КРТ [2]. При этом n^+–область определяется радиационными донорными дефектами, n–область определятся остаточными донорами ГЭС, которые высвобождаются в процессе диффузии междоузельной ртути и ее аннигиляции с вакансиями ртути. Исследованиям имплантации различных ионов в КРТ были посвящены многочисленные работы и показано, что ИИ приводит к значительным радиационным нарушениям, и вне зависимости от сорта ионов при ИИ образуется всегда слой с электронным типом проводимости из-за донорного характера образующихся радиационных дефектов. Для определения профилей распределения донорных дефектов, как правило, применяли метод дифференциального эффекта Холла в единичном магнитном поле в процессе послойного химического травления, который из-за многочастичного спектра носителей не всегда давал адекватное распределение донорных дефектов. Для эпитакиальных структур с варизонными защитными слоями такие исследования проведены, например, в работах [3,4]. Исключение составляла работа [5], где состав носителей заряда, их параметры и пространственное распределение в ИИ бором пленках КРТ исследовали с помощью анализа полевых зависимостей коэффициента Холла $R_H(B)$ и проводимости σ(B) методом спектров подвижности высокого разрешения (HR MSA). Однако и в работе [5] ничего не говорилось о природе донорных центров, и ряд полученных параметров вызывал определенные сомнения. Поэтому целью настоящей работы являлось определение состава носителей и их параметров в ИИ бором пленках КРТ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), и сравнение с имеющимися литературными данными.

Для исследований была использована гетероэпитаксиальная структура $Cd_xHg_{1-x}Te$ (ГЭС) с варизонными защитными слоями (ВЗС), выращенная в ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН (Новосибирск) методом МЛЭ на подложке (013) CdTe/ZnTe/GaAs с контролем процесса роста *in situ* с помощью автоматического эллипсометра [6]. Состав активного слоя ГЭС x_a был равен 0,22, поверхностный состав ВЗС толщиной 0,3 мкм был равен 0,44 (Рис. 1, кривая *3*), суммарная толщина ЭС составляла 10,1 мкм. После роста ГЭС вакансионным легированием была приведена к *p*–типу проводимости путем термического отжига в атмосфере гелия при низком давлении паров ртути (220 ^{0}C, 24 часа). Имплантация бора проведена на установке IMC200 (Ion Beam Services, Франция) ионами с энергией E = 50 кэВ (образец №1) и E = 150 кэВ (образец №2) и флюенсом $\Phi = 10^{14}$ см$^{-2}$. Профили распределения имплантированных ионов B, рассчитанные с помощью программы SRIM, приведены на рис. 1. Как видно, для энергии ионов 50 кэВ профиль распределения полностью заключен в ВЗС (R_p = 143 нм), а для ионов с энергией 150 кэВ значительная часть профиля расположена в активном слое структуры (R_p = 354 нм). Исследования электрических свойств ЭС проводили, измеряя полевые зависимости $R_H(B)$ и σ(B) в полях 0,01 – 1,2 Тл при 77 К. Для определения состава и параметров носителей использовали метод дискретного анализа спектров подвижности (*англ.* Discrete Mobility Spectrum Analysis, DMSA) [7]. Это позволило определить качественный состав носителей в имплантированных образцах и определить количественные значения их параметров: подвижность и средние значения концентрации и парциальной проводимости, рассчитанные на полную толщину образца.

DMSA исходного образца *p*-типа показал, что состав носителей заряда был типичен для такого сорта образцов. Вклад в проводимость дают три типа носителей: тяжелые дырки с подвижностью μ_p = 504 см^2/(В·с) и концентрацией $p_h = 1.06\cdot10^{16}$ см$^{-3}$ (основной вклад); легкие дырки с подвижностью μ_{pl} = 11100 см^2/(В·с) и концентрацией $p_l = 1.5\cdot10^{13}$ см$^{-3}$; электроны с низкой подвижностью μ_{nh} = 9230 см^2/(В·с) и концентрацией $n_h = 1.7\cdot10^{12}$ см$^{-3}$. Присутствие электронов с низкой подвижностью является характерной особенностью МЛЭ

образцов, получаемых данной технологией; пространственно они локализованы в переходной области вблизи буферного слоя. Электроны с высокой подвижностью (неосновные носители) в данном образце не проявлялись.

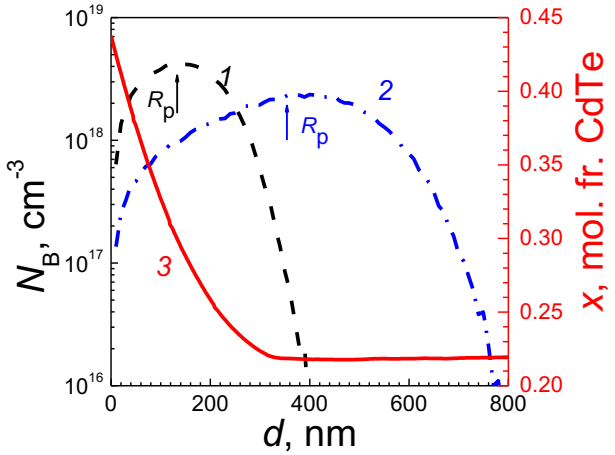


Рис.1. Профили ионов бора, имплантированных с флюенсом $\Phi = 10^{14}$ см$^{-2}$ и энергией $E = 50$ кэВ (1) и $E = 350$ кэВ (2), симулированные программой SRIM, и совмещенные с профилем состава в приповерхностной области(3). R_p – средний проецированный пробег ионов бора для данных энергий.

После ИИ в обоих образцах вклад в проводимость давали 5 типов носителей заряда: электроны с высокой, средней и низкой подвижностью, а также тяжелые и легкие дырки. Для примера на рис. 2 представлены результаты DMSA образца №2, имплантированного при энергии 150 кэВ.

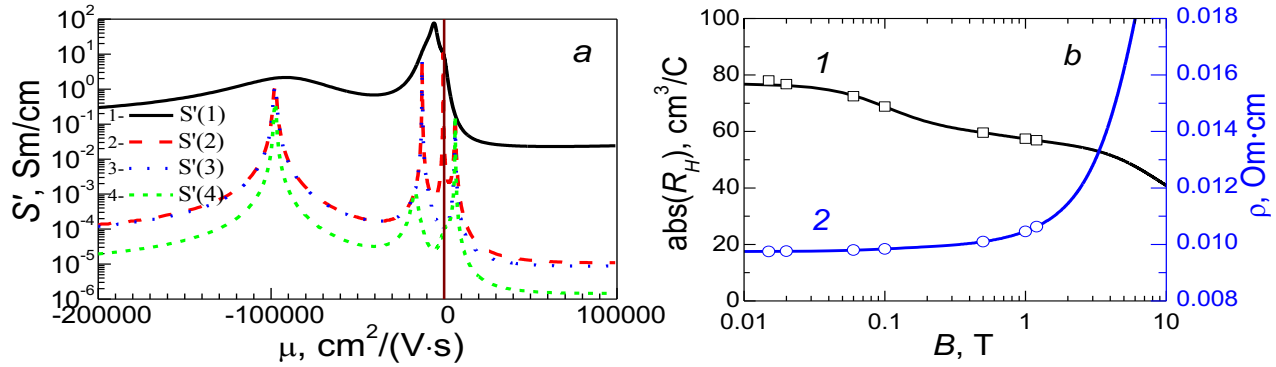


Рис. 2. a) – огибающие спектров подвижности образца №2 после ИИ B^+ (E =150 кэВ, $\Phi = 10^{14}$ см$^{-2}$): 1 – первичная, 2 – после первого шага дискретизации, 3 – после второго шага дискретизации, 4 – после третьего шага дискретизации. b) – экспериментальные (точки) и расчетные (линии) полевые зависимости $R_H(B)$ (1, $R_H < 0$) и $\rho(B)$ (2);

Как видно из рис. 2a, после ИИ с E=150 кэВ и Φ=10^{14} см$^{-2}$ основной вклад в проводимость образца дают электроны с наиболее низкой подвижностью μ_{h2} = 5810 см^2/(В·с) (первичная огибающая спектра подвижности рис. 2*a*, кривая S_1, максимум расположен на отрицательной оси подвижности). Средняя концентрация $n_{av.h2}$ = $8.4\cdot10^{16}$ см$^{-3}$ и средняя парциальная проводимость $\sigma_{av.h2}$ = 78.0 (Ом·см)$^{-1}$ при интегральной проводимости σ_0 = 102.5 (Ом·см)$^{-1}$. После первого шага дискретизации (после вычитания вклада электронов с наиболее низкой подвижностью) получали вторичную огибающую (рис. 2*a*, кривая S_2), где в точке главного максимума огибающей основной вклад в проводимость дают электроны со средней подвижностью μ_{h1} = 12700 см^2/(В·с) (максимум расположен на отрицательной оси подвижности); средняя концентрация $n_{av.h1}$ =$5.8\cdot10^{15}$ см$^{-3}$ и средняя парциальная проводимость $\sigma_{av.h1}$ = 11.8 (Ом·см)$^{-1}$. После второго шага дискретизации (после вычитания вклада электронов со средней подвижностью) получали вторичную огибающую (рис. 2*a*, кривая S_3), где основной вклад в проводимость дают электроны с высокой подвижностью μ_n = 97700 см^2/(В·с) (максимум расположен на отрицательной оси подвижности). Средняя концентрация n = $1.3\cdot10^{14}$ см$^{-3}$ и средняя парциальная проводимость $\sigma_{av.n}$ = 2.06 (Ом·см)$^{-1}$. После третьего шага дискретизации (после вычитания вклада электронов с высокой подвижностью) получали вторичную огибающую (рис. 2*a*, кривая S_4), где в точке главного максимума огибающей основной вклад в проводимость дают тяжелые и легкие дырки с подвижностями μ_{ph} = 500 см^2/(В·с) и μ_{pl} = 6420 см^2/(В·с) (максимумы расположены на положительной оси подвижности), эти дырки различаются плохо из-за малого вклада в проводимость. Рассчитанные на основании полученных параметров полевые

зависимости $R_H(B)$ (*1*, $R_H < 0$) и $\rho(B)$ (*2*) (линии) адекватно описывают экспериментальные зависимости $R_H(B)$ и $\rho(B)$ (точки), см. рис. 2*b*. Аналогичные результаты получены и для образца №1 после ИИ при 50 кэВ.

В обоих образцах *p*-типа в результате ИИ бора была сформирована типичная n^+–*n*–*p* структура. Аналогичные структуры наблюдались нами ранее во всех исследованных образцах *p*-типа с x_a~0.22 после ИИ мышьяка с различными флюенсами в интервале 10^{12}–10^{15} см$^{-2}$ и энергиями 190 и 350 кэВ [7]. В таких структурах *p*–область представляет собой часть материала, не модифицированную при ИИ, а n^+–*n*–область характеризует результат действия ИИ, поскольку наблюдаемые в ней носители отсутствуют (или же их вклад пренебрежимо мал) в исходных структурах. По аналогии можно предположить, что n^+–область в такой структуре и в случае ИИ бора сформирована радиационными донорными дефектами, и в ней природа донорных центров, дающих электроны с низкой и средней подвижностью, обусловлена междоузельной ртутью, захваченной соответственно протяженными (дислокационные петли) и квазиточечными радиационными дефектами. Механизм образования *n*–области структуры хорошо известен и связан с генерацией междоузельной ртути в области радиационного дефектообразования, ее диффузии вглубь образца и аннигиляции с исходными акцепторными дефектами – вакансиями ртути. Электронный тип проводимости этой области определяется остаточными донорами в исходном образце. Поэтому параметры носителей в ней (электроны с высокой подвижностью) характерны для КРТ с низкой степенью компенсации.

Сравним полученные нами результаты для образца №2 с данными образца L1 из [5], имплантированных при одинаковых режимах и где также вклад в проводимость давали после ИИ давали 3 типа электронов с низкой, средней и высокой подвижностью. В нашем случае парциальный вклад электронов с низкой подвижностью в проводимость был доминирующим. В образце L1 доминирующий вклад в проводимость вносили электроны со средней подвижностью, при этом их слоевая концентрация $N_{Sh2} = 9.1 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$ была более чем на два порядка выше, чем в образце №2. Главное отличие наблюдали для электронов с высокой подвижностью: μ_n = 97700 см^2/(В·с) против 25640 см^2/(В·с) в образце L1, что в нашем случае лучше согласуется со свойствами формируемых при ИИ *n*–слоев. Результат работы [5] трудно объяснить, так как такому низкому значению подвижности должна соответствовать концентрация донорных центров порядка $(1\text{-}5) \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, однако о легировании образца L1 в [5] не сообщалось. Авторы [5] с помощью метода HRMSA при послойном травлении определили также пространственную локализацию выявленных носителей: электроны с низкой подвижностью 2940 см^2/(В·с) были локализованы в верхнем 220 нм поверхностном слое; электроны со средней подвижностью 7490 см^2/(В·с) были локализованы в области распределения ионов бора толщиной 500 нм; электроны с высокой подвижностью были локализованы в переходной *n*–*p* области на глубине порядка 700 нм. Эти данные хорошо согласуются с данными по локализации носителей в ИИ мышьяком МЛЭ структурах КРТ, полученными нами в [7].

Таким образом, измерения полевых зависимостей $R_H(B)$ и $\sigma(B)$ и их анализ с помощью метода DMSA позволили обнаружить и идентифицировать донорные дефекты, образовавшиеся в результате ионной имплантации бора в образцах ГЭС КРТ, выращенные МЛЭ. В материале *p*-типа проводимости в результате ИИ сформировалась n^+–*n*–*p* структура. В её n^+–*n*–области обнаружены три типа электронов с разной подвижностью, и по аналогии с данными для ГЭС, имплантированных мышьяком, сделано предположение о природе донорных радиационных дефектов, ответственных за появление электронов с низкой и средней подвижностью. Природа донорного центра, обуславливающего наличие электронов с низкой подвижностью – атом междоузельной ртути, захваченный дислокационной петлей, а донорного центра, обуславливающего наличие электронов с промежуточной подвижностью – комплексы, образованные атомами междоузельной ртути с другими точечными дефектами. Электроны с высокой подвижностью ~97700 см^2/(В·с) локализованы в *n*-слое, формирование которого связано с диффузией междоузельной ртути, генерируемой при имплантации, и ее аннигиляцией с вакансиями ртути в материале *p*-типа проводимости. В общих чертах картина радиационного дефектообразованя при имплантации бора а эпитаксиальных слоях КРТ, установленная с помощью метода DMSA, аналогична таковой, установленной авторами [5] методом HR MSA.

Список публикаций:

[1] Rogalski A. HgCdTe photodetectors, Chapter 7 in: E. Tournié, L. Cerutti (Eds.), Mid-Infrared Optoelectronics, Woodhead Publishing (Elsevier), Duxford, Cambridge, Kindlington, 2020, P. 235.

[2] Mollard L., Bourgeois G., Lobre C., Gout S., Violett-Bosson S., Baier N., Destefanis G., Gravrand O., Barnes J.P., Milesi F., Kerlain A., Rubaldo L., Manissadjian A. // J. Electron. Mater. 2014. Vol. 43. № 3. P. 802.

[3] Талипов Н.Х., Войцеховский А.В., Григорьев Д.В. // Изв. ВУЗов. Физика. 2014. Т. 57. № 3. С. 54.

[4] Voitsekhovskii A.V., Grigor'ev D.V., Talipov N.Kh. // Russ. Phys. J. 2008. Vol. 51. No. 10. P. 1001.

[5] Umana-Membreno G.A., Kala H., Antoshewski J., Ye Z.H., Hu W.D., Ding R.J., Chen X.S., Lu W., He L., Dell J.M., Faraone L. // J. Electron. Mater. 2013. Vol. 42. No. 11. P. 3108.

[6] Yakushev M.V., Brunev D.V., Varavin V.S., Vasilyev V.V., Dvoretskii S.A., Marchishin I.V., Predein A.V., Sabinina I.V., Sidorov Yu.G., Sorochkin A.V. // Semiconductors. 2011. Vol. 45. P. 385.

[7] Izhnin I.I., Syvorotka I.I., Fitsych O.I., Varavin V.S., Dvoretsky S.A., Marin D.V., Mikhailov N.N., Remesnik V.G., Yakuszev M.V., Mynbaev K.D., Voitsekhovsky A.V., Koromaev A.G. // Semicond. Sci. Technol. 2019. Vol. 34. N3. – 035009.

Theoretical and experimental comparison of multilayer Ge/Si photodetectors with quantum dots

Douhan Rahaf M.H.
Kokhanenko Andrey Pavlovich, Lozovoy Kirill Aleksandrovich, Deeb Hazem
National Research Tomsk State University, Tomsk, Russia
E-mail: rahaf.douhan@gmail.com

The work discusses multilayer infrared photodetectors with quantum dots of germanium on silicon. It compares the theoretical calculations results of the dark current density of multilayer photodetector with Ge/Si quantum dots with the experimental results from previous research.

The success of quantum well structures for infrared detection applications has urged the development of quantum dot infrared photodetectors. In the past decades, the QDIPs have become a topic of extensive research not only for the fundamental understanding of fascinating physics that exists in zero-dimensional systems but also for their application in infrared optoelectronics [1]. At present, nearly defect-free quantum dot devices can be fabricated reliably and reproducibly [2].

In the presented work the theoretical model described in [2] is developed in order to take into account the presence of multiple quantum dot layers in photodetectors. To verify our model, we compared the theoretical values of the dark current with the experimental results obtained in other researchers works [3-4].

In [3], the mid-infrared photodetectors were vertical p+–p–p+ diodes with Ge QD layers, separated by Si or SiGe intervals and enclosed between two highly doped p-type contact layers, operating in the mode of restriction by generation-recombination noise are investigated. The experimental dark current-voltage characteristics of a multilayer photodetector with germanium quantum dots on silicon from [3] were compared with the theoretical results we achieved in our calculations and the theoretical obtained values of the parameter $E_{0,n}$ and the parameter $E_{0,m}$ best match the experimental data when selecting the model parameter values as in table 1.

Table.1: Values of the model parameters used for the calculations of dark current-voltage characteristics:

Temperature, K	Parameter $E_{0,m}$, meV	Parameter $E_{0,n}$, meV
90	44	263
110	57	311
120	71	330
140	71	364

In [4], mid–infrared photodetectors based on silicon p–i–p structures doped with boron and containing 20 layers with germanium quantum dots in their intrinsic region are described, and a strong dependence of the dark current value on the doping level is observed. The experimental and calculated results of the dark current of the described structures for two different concentrations of the dopant: $6 * 10^{18}$ cm^{-3} (sample A) and $0.6 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} (sample B) are presented. To get the best match we chose the parameters values listed in table 2.

Table.2: Values of the model parameters used for the calculations of dark current-voltage characteristics:

	Sample A	Sample B
Dopant concentration, cm^{-3}	$0.6 \cdot 10^{18}$	$6 \cdot 10^{18}$
Temperature, K	77	77
Parameter $E_{0,m}$, meV	84	59
Parameter $E_{0,n}$, meV	180	247
F_0, kV/cm	2.4	2.4
α, meV*cm/kV	1	1

Thus, such theoretical calculations can serve as an alternative method for estimating the position of the main energy levels in a quantum dot.

The reported study was supported by Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (state task No. 0721–2020–0048).

Literature:

[1] Martyniuk P., Rogalski A. // Technical Science. 2009. V. 57. No. 1. P. 103.
[2] Douhan R. M. H., Kokhanenko A. P., Lozovoy K. A. // Russian Physics Journal. 2018. V. 61. № 7. P. 1194.
[3] Yakimov A.I. // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. 2013. V. 49. No. 5. P. 467.
[4] Wang K. L., Cha D., Liu J., Chen C. // Proceedings of the IEEE. 2007. V. 95. No. 9. P. 1866.

Моделирование эпитаксиального формирования двумерных материалов с учетом зависимости поверхностной энергии от толщины

Винарский Владимир Петрович
Андрей Павлович Коханенко, Кирилл Александрович Лозовой
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail:vinarskiy2017@gmail.com

В данной работе исследуется рост двумерных и нульмерных наноструктур. В процессе выращивания наноструктур методом молекулярно-лучевой эпитаксии происходит фазовый переход из газообразного состояния в твёрдое. Любой фазовый переход есть сложный многоэтапный процесс. В данной работе будет уделено внимание четырём основным процессам, приводящимся по порядку стадий роста: зарождение островков, независимый рост островков, слияние островков и трёхмерный рост плёнки. При построении модели будет учитываться обнаруженная в ряде недавних работ зависимость поверхностной энергии растущего двумерного слоя от его толщины [1]. В данном случае имеется интерес к определению времени и условий роста материалов в зависимости от требуемых параметров наноструктур.

Графеноподобные аллотропные модификации различных элементов (например, силицен, германен, станен и др.) с двумерной шестиугольной решеткой привлекают повышенное внимание исследователей последние несколько лет в связи с их экзотическими электронными и оптическими свойствами, обусловленными практически нулевой запрещенной зоной, малостью эффективных масс и такой же симметрией как у графена. Уникальные свойства графеноподобных 2D-материалов делают возможным создание на их основе совершенно новых типов приборов: топологических транзисторов, высокочувствительных газовых сенсоров, энергоемких источников питания, термоэлектрических генераторов, квантовых компьютеров [2, 3].

Основным методом синтеза двумерных материалов является их формирование из неравновесных гетероэпитаксиальных систем в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии [4]. Для всевозможных применений в современной нано- и оптоэлектронике необходимо создавать гетероструктуры с двумерными слоями с различными свойствами. В случае формирования двумерных кристаллов определяющее значение имеют толщина слоя материала, шероховатость поверхности, распределение упругих напряжений, наличие или отсутствие дефектов. При этом критически важным оказывается именно количество и качество осажденных монослоев, так как это определяет, например, возможность реализации в таком материале сверхпроводимости и топологических свойств [5]. Поэтому в настоящее время работы по созданию приборов нового поколения на основе двумерных кристаллов находятся на стадии отработки технологии получения таких двумерных структур, выбора подложки, сурфактантов, последовательности нанесения слоев.

В данной работе рассматривается режим полной конденсации, реализуемый в методе молекулярно-лучевой эпитаксии, где подавляющее большинство атомов, осаждённых на поверхность из газообразной фазы, встраивается в растущую твердотельную плёнку. Десорбированными же обратно в газообразную фазу атомами можно пренебречь.

В настоящей работе представлена физико-математическая модель эпитаксиального синтеза двумерных материалов с учетом зависимости поверхностной энергии от толщины. Рассматриваются различные стадии формирования двумерного слоя толщиной от одного до нескольких монослоёв, а также появления двумерных и трехмерных островков. Особое внимание уделяется установлению возможностей преодоления нуклеации островков и предотвращения нежелательного перехода от двумерного к трехмерному росту. Определены временные зависимости пересыщения, скорости нуклеации и плотности островков при подобных режимах эпитаксиального роста. Результаты работы непосредственно применимы для определения условий синтеза качественных 2D-кристаллов и создания на их основе новых приборов с необходимыми характеристиками для наноэлектроники и нанофотоники.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 21-72-10031).

Список публикаций:

[1] Дубровский В. Г. // Теоретические основы технологии полупроводниковых наноструктур. Санкт-Петербург: Университет ИТМО, 2019. - 225 с.
[2] Tao L., Cinquanta E., Chiappe D. et al. // Nature Nanotechnology, V. 10. 2015. P.227.
[3] Li X., Tao L., Chen Z. et al. // Applied Physics Review, V. 4. 2017. P.021306.
[4] Izhnin I.I., Kurbanov K.R., Lozovoy K.A. et al. // Applied Nanoscience, V. 10. 2020. P. 4375.
[5] Molle A., Goldberger J., Houssa M. et al. // Nature Materials, V. 16. 2017. P.163.

Алмаз в квантовых информационных технологиях

Липатов Евгений Игоревич

Бураченко Александр Геннадьевич, Генин Дмитрий Евгеньевич, Колесник Екатерина Анатольевна, Рипенко Василий Сергеевич, Саввин Александр Демьянович, Шулепов Михаил Александрович

Национальный Исследовательский Томский государственный университет, 634050, г. Томск, пр-кт Ленина, 36

E-mail:elipatov@mail.tsu.ru

Оптически активные центры в алмазе, содержащие вакансию и примесные атомы (N, N2, Si, Ge и др.), характеризуются высокой фотостабильностью, спектрами поглощения и люминесценции в видимом диапазоне, характеристическими временами люминесценции в масштабе десятков наносекунд [1-3]. Большинство из упомянутых центров сравнительно несложно создать в алмазном образце в процессе синтеза алмаза и его послеростовой радиационно-термической обработки.

Указанные фотоактивные центры характеризуются различным электрон-фононным взаимодействием, поэтому для квантовых информационных технологий возникает широкий выбор возможностей. NV-центры характеризуются интенсивным фононным крылом, тремя зарядовыми состояниями и спиновым расщеплением энергетических уровней в случае захвата дополнительного электрона. N2V-центры характеризуются высокой эффективностью возбуждения электронами из зоны проводимости, свечением в зеленой области видимого спектра и высоким коэффициентом усиления вынужденного излучения. Центры, содержащие вакансию и элемент четвертой группы (Si, Ge, Sn), характеризуются высокой интенсивностью бесфононной линии и слабым фононным крылом.

В докладе приводятся результаты исследований оптического поглощения, люминесценции, возбуждения спиновых состояний и обсуждаются существующие и возможные применения примесно-дефектных центров в алмазе, фотоактивных в зеленой и красной областях видимого диапазона, для задач интегральной оптики, квантовых коммуникаций и квантовых вычислений.

Исследование было выполнено в рамках государственного задания Минобрнауки России, проект № 0721-2020-0048.

Список публикаций:

[1] Dobrinets I.A., Vins V.G., Zaitsev A.M. // Springer Series in Materials Science. 2013. V. 181. P. 1-270.
[2] Lobaev M.A., Radishev D.B., et al. // Physica Status Solidi. 2020. V. 14. No 11. 2000347, P. 1-5.
[3] Pezzagna S., Meijer J. // Applied Physics Reviews. 2021. V. 8. 011308.

Diamond in quantum information technologies

Lipatov Evgeniy Igorevich,
Burachenko Alexander Gennad'evich, Genin Dmitrii Evgen'evich, Kolesnik Ekatrina Anatol'evna, Ripenko Vasilii Sergeevich, Savvin Alexander Dem'yanovich, Shulepov Michail Alexandrovich
National Research Tomsk State University, 36, Lenin ave., Tomsk, 634050, Russian Federation
E-mail:elipatov@mail.tsu.ru

Optically active centers in diamond containing vacancies and impurity atoms (N, N2, Si, Ge, etc.) are characterized by high photostability, absorption and luminescence spectra in the visible range, and characteristic luminescence times on a scale of tens of nanoseconds [1-3]. Most of these centers are relatively easy to create in a diamond during the synthesis of sample and its post-growth radiation-heat treatment.

The indicated photoactive centers are characterized by different electron-phonon interactions; therefore, a wide range of possibilities arises for quantum information technologies. NV centers are characterized by an intense phonon wing, three charge states, and spin splitting of energy levels in the case of the capture of an additional electron. N2V centers are characterized by a high efficiency of excitation by electrons from the conduction band, luminescence in the green region of the visible spectrum, and a high gain of stimulated emission. The centers containing a vacancy and an element of the fourth group (Si, Ge, Sn) are characterized by a high intensity of a phononless line and a weak phonon wing.

The report presents the results of studies of optical absorption, luminescence, excitation of spin states, and discusses the existing and possible applications of impurity-defect centers in diamond, photoactive in the green and red regions of the visible range, for problems of integral optics, quantum communications and quantum computing.

The study was carried out on the state order of the Ministry of Education and Science of Russia, project № 0721-2020-0048.

Список публикаций:

[1] Dobrinets I.A., Vins V.G., Zaitsev A.M. // Springer Series in Materials Science. 2013. V. 181. P. 1-270.
[2] Lobaev M.A., Radishev D.B., et al. // Physica Status Solidi. 2020. V. 14. No 11. 2000347, P. 1-5.
[3] Pezzagna S., Meijer J. // Applied Physics Reviews. 2021. V. 8. 011308.

Порог лазерного разрушения нелинейных кристаллов GaSe и GaSe:In на длине волны 2091 нм

Слюнько Елена Сергеевна
В.В. Дёмин, Н.Н. Юдин, М.М. Зиновьев, С.Н. Подзывалов, Е.В. Журавлёва, Пфайф А.А.
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail:elenohka266@mail.ru

Генерация импульсного наносекундного ТГЦ излучение в диапазоне частот 0,3-30 ТГц на разностной частоте со средней мощностью ~ 1-10 мВт является динамически развивающимся направлением нелинейной оптики. Одноосный кристалл GaSe [1] один из наиболее востребованных нелинейных кристаллов для получения эффективной генерации на разностной частоте в ТГц диапазоне длин волн. Проблеме оптического пробоя GaSe при воздействии лазерного излучением на длинах волн от 1 мкм до 10 мкм при частотах следования импульсов от 1-20 Гц и при длительностях импульсов от 100 нс до 100 пс посвящён ряд опубликованных ранее работ[2-4]. На данный момент является актуальным получение информации о пороге лазерного разрушения нелинейного кристалла GaSe, при воздействии лазерного излучения в импульсно периодическом режиме на частотах следования импульсов ~ 10 кГц и более на длинах волн воздействия ~ 2,1 мкм и длительностях импульсов ~ 20 нс и менее.

Целью данной работы является определение порога лазерного разрушения монокристалла GaSe и GaSe:In, для дальнейшей оптимизации энергетических параметров излучения накачки (в диапазоне длин волн ~ 2,1 мкм) ТГц источников работающих на принципе генерации разностной частоты с использованием кристаллов GaSe и GaSe:In.

В качестве исследуемых образцов использовались два кристалла GaSe (образец №1) и GaSe:In (образец №2). Рабочие поверхности образцов были ортогональны оптической оси кристалла.

В качестве источника лазерного излучения использовался Ho3+:YAG лазер. Генерация излучения осуществлялась на длине волны 2,091 мкм. Генерация излучения осуществлялась в режиме активной модуляции добротности при помощи акустооптического модулятора с длительностью импульсов τ – 18 с частотой следования импульсов f - 12 кГц и 23 нс частоты следования импульсов f - 12 кГц.

Плотность энергии лазерного излучения определялась по формуле (1).

$$E = 8\ Pa/(f\pi d2) \quad (1)$$

где d- толщина пластины, Pa- средняя мощность лазерного излучения, f– частота следования импульсов.

Плотность мощности лазерного излучения определялась по формуле (2)

$$P = 8\ Pa/(f\ \tau\pi d2) \quad (2)$$

где τ- длительность импульсов

В ходе исследования порога лазерного разрушения кристалла GaSe были получены цифровые голограммы внутреннего объема исследуемых образцов с помощью цифровой голографической камеры ЦГК 1,064 мкм с целью определения внутренних неоднородностей и объемных дефектов. Подробное описание методики цифровой голографии и описание установки приведено в [5-6].

В образце GaSe №1 по результатам голографического эксперимента не было обнаружено включений и объемных дефектов кроме микротрещин, в образце GaSe №2 обнаружены объемные включения размером ~ 300 мкм.

Были проведены измерения пропускания обоих образцов, и рассчитано поглощение с учетом многократного отражения от плоскопараллельных граней пластин на длине волны 2,091 мкм. Полученные результаты, представленные в таблице 1.

Таблица 1. Коэффициент поглощения образцов на длине волны Ho3+:YAG лазера - 2,091 мкм

	T, %	d, mm	α, cm^{-1}
Образец №1	0,6	3,1	0,19
Образец №2	0,47	4,49	0,41

Поскольку в данной работе апертура исследуемых образцов была ограничена, для определения порога оптического пробоя применялась методика R-on-1 [7]. За порог пробоя - W_{0d} принималась величина плотности энергии, соответствующая аппроксимации вероятности оптического пробоя к нулевому значению, $P_D = 0$.

После того как было определено поглощение образцов, были получены значения порога оптического пробоя по плотности энергии - W_{0d}^{E} и плотности мощности - W_{0d}^{P} тестирующего лазерного излучения при вероятности $P_D = 0$ для каждого образца. Экспериментальные результаты представлены в таблице 2.

Таблица 2. Результаты определения порога оптического пробоя GaSe. Значения плотности энергии - D_{Et} и плотности мощности - $D_{Pt,}$ при вероятности оптического пробоя 0, среднее значение плотности энергии - $D_{Em,}$ и плотности мощности - D_{Pm} с учетом погрешности измерения, коэффициент Стьюдента – k при доверительной вероятности 0,95, среднеквадратичное отклонение - $\sqrt{s^2}$, количество измерений – N

	f, kHz	τ, ns	W_{0d}^{E}, J/cm^2 (λ-2,091 мкм)	W_{0d}^{P}, MW/cm^2 (λ-2,091 мкм)
Образец №1	12	18	2,4	69
	20	23	3,01	43
образец №2	12	18	3,35	93
	20	23	2,2	31

Из полученных результатов можно сделать вывод, что на величину порога лазерного разрушения GaSe на длине волн тестирующего излучения 2,091 мкм оказывают влияние эффекты накопления (с ростом частоты следования импульсов порог пробоя падает). В образце GaSe:In, наблюдается более значительное уменьшение порога пробоя с ростом частоты по плотности мощности и плотности энергии в отличие от нелегированного образца. Результаты, полученные в данной работе, указывают на то, что легирование In усиливает эффект накопления, который проявляется в уменьшении порога пробоя с ростом частоты. Экспериментальные результаты указывают на то, что порог оптического пробоя GaSe зависит как от плотности энергии, так и от плотности мощности тестирующего лазерного излучения.

Список публикаций:

[1] G.Kh. Kitaeva Terahertz generation by means of optical lasers // Laser Phys. 2008 Lett. 5, No. 8, 559–576.

[2] Y.M. Andreev, V.V. Badikov, V.G. Voevodin, L.G. Geiko, P.P. Geiko, M.V. Ivashchenko,A.I.Karapuzikov,I.V.Sherstov:Radiationresistanceofnonlinearcrystalsatawavelength of 9.55μm. Kvant. Elektron. 2001 31(12), 1075–1078.

[3] K.L.Vodopyanov, L.A. Kulevskii,V.G.Voevodin,A.I. Gribenyukov, K.R.Allakhverdiev, T.A. Kerimov: High efficiency middle IR parametric superradiance in ZnGeP 2 and GaSe crystals pumped by an erbium laser. Opt. Commun. 1991 83(5–6), 322–326.

[4] K.L.Vodopyanov,V.G.Voevodin:2.8μmlaserpumpedtypeIandtypeIItravelling-wave optical parametric generator in GaSe. Opt. Commun. 1995 114(3–4), 333–335.

[5] Victor Dyomin, Alexander Gribenyukov, Sergey Podzyvalov, Nikolay Yudin, Mikhail Zinoviev, Igor Polovtsev, Alexandra Davydova, Alexey Olshukov Application of Infrared Digital Holography for Characterization of Inhomogeneities and Voluminous Defects of Single Crystals on the Example of ZnGeP2 // Appl. Sci. 2020, 10, 442.

[6] Victor Dyomin, Alexander Gribenyukov, Alexandra Davydova, Michael Zinoviev, Alexey Olshukov, Sergei Podzyvalov, Igor Polovtsev, Nikolay Yudin Holography of particles for diagnostics tasks [Invited] // Applied Optics. Vol. 58, No. 34 / 1 December 2019. P. G300-G310.

[7] "The R-on-1 Test," Lidaris LIDT Service, 2019 http://lidaris.com/laserdamage-testing/.

О начальной стадии роста нитевидных нанокристаллов полупроводниковых соединений III-V

Эрвье Юрий Юрьевич
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail: ervye@mail.tsu.ru

Чрезвычайно эффективная релаксация упругих напряжений на боковых гранях нитевидных нанокристаллов (ННК) предоставляет уникальные возможности создания полупроводниковых гетероструктур и обусловливает перспективность ННК для практических приложений в наноэлектронике и нанофотонике [1]. Развитая к настоящему времени теория роста ННК позволяет объяснить основные закономерности роста ННК, наблюдаемые в эксперименте [2,3]. Однако кинетика начальной стадии роста ННК остается практически не изученной в теоретическом плане.

Синтез ННК полупроводниковых соединений III-V с использованием золота в качестве катализатора роста обычно включает стадию предростового отжига подложки с нанесенным тонким (~ 0.5 монослоя) слоем Au при наличии потока на поверхность молекул V группы и в отсутствие потока атомов III группы. В результате данного процесса на поверхности образуется массив капель Au, расположенных на вершинах ограненных утолщений в виде усеченных пирамид, высотой порядка 10 нм (т.н. пьедесталов) [4]. В зависимости от условий роста, последующее поступление на поверхность атомов III группы из молекулярного пучка приводит либо к образованию на пьедесталах ННК постоянного диаметра с каплей Au на вершине, либо к разрастанию пьедесталов без образования ННК [4]. В данной работе предлагается аналитическая модель перехода от роста пьедестала к росту ННК и проводится численное моделирование этого процесса применительно к ННК GaAs.

Полагалось, что пьедестал растет послойно за счет образования 2D островков на границе капля – верхняя грань пьедестала, с последующим движением атомных ступеней, ограничивающих островки, по боковой поверхности пьедестала к его основанию (Рис.1). При этом пьедестал может увеличиваться в размерах без изменения площади основания капли. Переход к росту ННК происходит при достаточно частом образовании зародышей островков, вследствие эшелонирования инициируемых ими ступеней на боковой поверхности вблизи вершины пьедестала. С увеличением числа ступеней в эшелоне расстояние от ближайшей ступени до тройной линии пар-жидкость кристалл уменьшается до значений, при которых становится существенным упругое отталкивание ступеней. В этом случае, край 2D островка не может выйти за пределы тройной линии на боковую поверхность пьедестала. Вместо этого начинает формироваться участок вертикальной боковой поверхности ННК, что соответствует переходу к росту постоянного диаметра.

Частота образования 2D островков (частота генерации ступеней) определялась с использованием классической теории нуклеации. Входящая в формулу Зельдовича разность химических потенциалов как функция состава капли определялась с помощью подхода, предложенного в [5]. При определении зависимости состава капли от времени роста полагалось, в соответствии со стандартными представлениями о росте ННК полупроводников III-V в системах молекулярно-пучковой эпитаксии [2,3], что атомы V группы поступают в каплю в результате адсорбции на ее поверхность, а атомы III группы – в результате адсорбции и миграции по боковой поверхности пьедестала и (в отсутствие ступеней) по неактивированным участкам поверхности подложки. Распределение атомов III группы по поверхности подложки и по террасам боковой поверхности пьедестала определялось путем решения краевой задачи поверхностной диффузии, подобной сформулированной ранее в работе [6]. Решение данной задачи позволило также найти аналитические выражения для скоростей перемещения ступеней и для обменного потока атомов III группы между каплей и боковой поверхностью пьедестала. Численное моделирование перехода от роста пьедестала к росту ННК состояло в совместном численном интегрировании уравнения для частоты появления 2D островка, уравнений для концентраций атомов III и V групп в капле и уравнений для скоростей перемещения ступеней. Использовались значения параметров, характерные для системы Au-GaAs (использованные формализм и процедура моделирования подробно изложены в [7]).

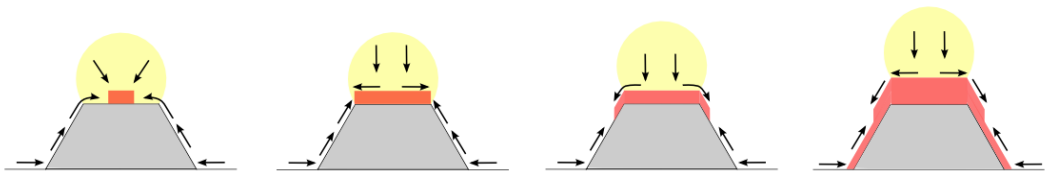


Рис.1 Схематическое изображение образования 2D островков и движения ступеней по боковой поверхности пьедестала. Стрелками показаны направления диффузионных потоков атомов

В соответствии с экспериментальными наблюдениями [5], результаты моделирования демонстрируют резкий переход к росту ННК при достаточно низких температурах подложки и отсутствие перехода при высоких температурах (Рис. 2). В при низких температурах образование новой ступени за счет нуклеации 2D островков происходит до того, как предыдущая ступень достигает основания пьедестала. Это приводит к быстрому образованию эшелона ступеней и сокращению ширины верхней террасы пьедестала. С повышением температуры скорость генерации ступеней замедляется и эшелон “рассасывается”, до того, как ширина верхней террасы достигает критического значения, когда существенно упругое отталкивание ступеней. При достаточно высоких температурах ступень успевает достичь основания пьедестала до образования новой ступени. Пьедестал в этом случае растет слой-за-слоем без перехода к росту ННК. На поверхности образуются высокие протяженные холмы с каплями на вершинах.

Моделирование показывает, что время перехода к росту ННК существенно зависит от начального содержания Ga в капле (Рис. 2а). Увеличение начальной концентрации Ga ускоряет образование 2D островков и, таким образом способствует формированию эшелона ступеней. Влияние величины адсорбционного потока (скорости осаждения) Ga неоднозначно (Рис. 2б). При малых потоках, увеличение потока приводит к ускорению генерации ступеней, что способствует формированию эшелона. При больших потоках, увеличение потока приводит к более существенному ускорению скорости перемещения ступеней по боковой поверхности пьедестала в связи с увеличением концентрации адатомов на поверхности подложки и на террасах пьедестала. Ступени достигают основания пьедестала и сливаются с подложкой. Эшелон ступеней не формируется и пьедестал растет без образования ННК на его вершине.

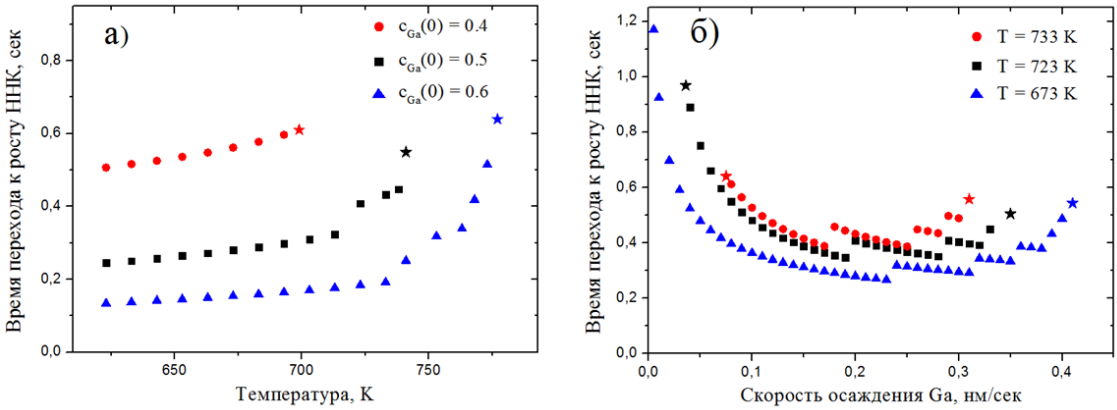


Рис.2 Зависимости времени перехода к росту ННК от температуры при различных значениях начальной концентрации Ga в капле (а) и от скорости осаждения Ga при различных значениях температуры (б). Звездами показаны предельные значения, при которых возможен переход

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 20-02-00946 (а).

Список публикаций:

[1] Dasgupta N. P., et al // Adv. Mater. 2014. V. 26. P. 2137.

[2] Dubrovskii V. G. Nucleation theory and growth of nanostructures, Springer, Heidelberg - New York – Dordrecht - London, 2014.

[3] Dubrovskii V. G., Glas F. Vapor–Liquid–Solid Growth of Semiconductor Nanowires. In: Fukata N., Rurali R. (eds) Fundamental Properties of Semiconductor Nanowires. Springer, Singapore, 2021, pp. 3-107.

[4] Liao Z-M., et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 102. P. 163106.

[5] Glas F. // J. Appl. Phys. Lett. 2010. V. 108. 073506.

[6] Filimonov S. N., Hervieu Yu. Yu. // J. Cryst. Growth. 2015. V. 427. P. 60.

[7] Hervieu Yu. Yu. // J. Cryst. Growth. 2021 (in press)

Анализ гомоэпитаксиального роста тонких пленок кремния на сверхструктурах 1x2 и 2x1 методом дифракции быстрых электронов

Кукенов Олжас Игоревич
Дирко Владимир Владиславович, Коханенко Андрей Павлович, Лозовой Кирилл Александрович
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail: okukenov@mail.ru

Полупроводниковые наноструктуры играют ключевую роль в развитии современной наноэлектроники. Устройства, основанные на таких структурах, обладают лучшими характеристиками по сравнению с их микроэлектронными предшественниками. Наноструктуры находят своё применение в различных сферах. Процессоры на их основе имеют большую тактовую частоту, лазеры на квантовых точках могут реализовывать сверхузкий спектр лазерной генерации, а солнечные панели обладают более высоким КПД [1, 2].

Метод МЛЭ благодаря своим уникальным возможностям, позволяет синтезировать разнообразные наноструктуры с требуемыми параметрами. Сверхвысоковакуумная установка МЛЭ «Катунь-100» обладает следующим набором устройств: система вакуумных насосов для поддержания сверхвысокого вакуума на уровне 10^{-10} торр в процессе роста материалов; электронно-лучевыми испарителями; управляемым высокотемпературным нагревателем подложки; кварцевый измеритель толщины (КИТ) для определения скорости синтеза; ИК пирометр для определения температуры подложки; масс-спектрометр для определения давления остаточных газов в камере; система дифракции быстрых электронов (ДБЭ).

Метод ДБЭ дает информацию об атомной структуре поверхности и используется в процессе эпитаксиального роста. Электронная пушка ДБЭ посылает поток высокоэнергетичных электронов на подложку под малым скользящим углом с длиной волны электрона, соизмеримой с параметрами кристаллической решетки синтезируемой наноструктуры. При отражении электронного потока от поверхности образца формируются дифракционные картины на флуоресцентном экране, по которым можно определять морфологию выращиваемой наноструктуры с атомарной точностью. Использование метода ДБЭ непосредственно во время синтеза, позволяет контролировать синтез наногетероструктур с необходимыми параметрами. Кроме того, с помощью ДБЭ определяются скорость роста, время перехода от одной сверхструктуры к другой, а также изменение размерности поверхности от 2D к 3D. Изменения дифракционных картин регистрируются на видеокамеру для дальнейшей обработки информации. С помощью компьютерных программ строятся графики зависимостей интенсивности от времени.

На рис. 1 показаны временные осцилляции интенсивности дифракционной картины вблизи центрального тяжа при синтезе эпитаксиальных пленок Si/Si(100) при направлении [110] электронного потока пушки ДБЭ к подложке.

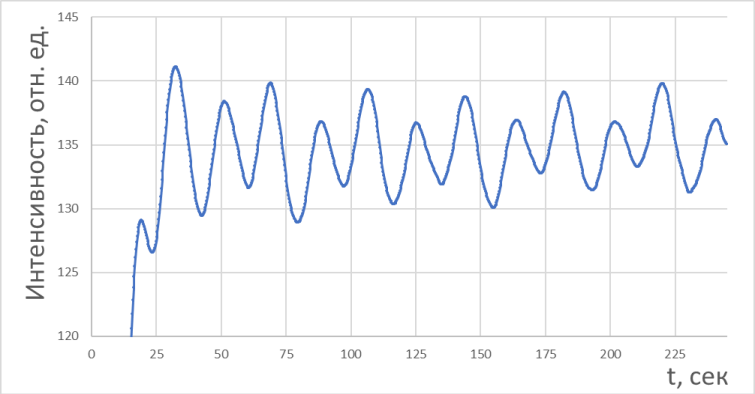


Рис. 1. Изменение интенсивности дифракционной картины во времени, вблизи центрального тяжа «00» при синтезе Si/Si(100) в направлении электронного пучка [110]

Видно, что наблюдается бимодальный характер локальных максимумов интенсивности дифракционных картин (рис. 1), т.е. в один период колебаний входят два максимума. Величина максимума соответствует виду формирования сверхструктуры на поверхности. Меньший максимум отвечает росту сверхструктуры 2x1 (перпендикулярное направление к электронному пучку). Увеличение локальных максимумов интенсивности дифракционных картин происходит при росте сверхструктуры 1x2. Такое явление вызвано последовательным ростом разных типов димеров на террасе подложки при росте Si/Si(100) (рис. 2) [4]. Скорость роста составила 0,053±4,7% ML/сек.

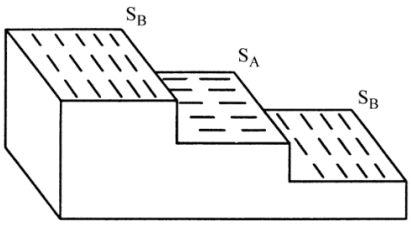


Рис.2. Принципиальная схема структуры поверхности в процессе роста. S_B - сверхструктура 1x2, S_A - сверхструктура 2x1 [4]

Получаемая поверхность представляется в виде ступеней с различными типами сверхструктур. В разном направлении потока электронов наблюдается различная интенсивность данном направлении ступени поверхности могут просматриваться.

Результаты измерения дифракционных картин роста эпитаксиальных пленок Si/Si(100) при направлении электронного потока пушки ДБЭ к подложке [100] представлены на рис.3. Видно, интенсивность локальных максимумов дифракционной картины находится на одном уровне (рис. 3). В данном направлении дифракции невозможно различить максимумы пиков при росте различных димеров поскольку они все повёрнуты под углом 45 градусов к электронному пучку и рассеивание электронов на сверхструктурах одинаково. Скорость роста эпитаксиальной пленки, определенная методом ДБЭ, составила 0,053±1,5% ML/сек.

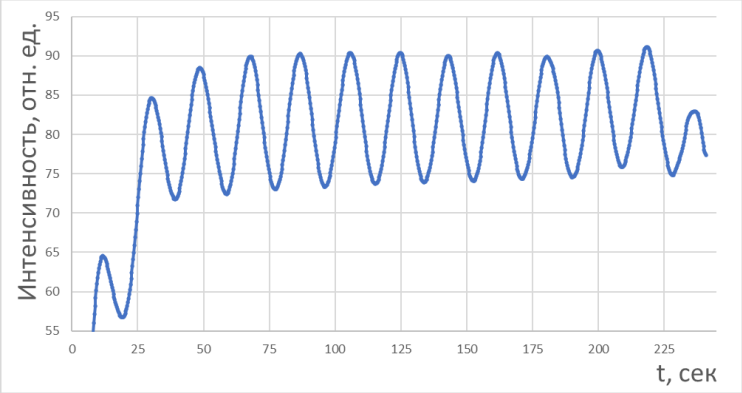


Рис. 3. Изменение интенсивности дифракционных картин во времени, вблизи центрального тяжа «00» при синтезе Si/Si(100) в направлении [100]

Таким образом, в ходе исследования роста эпитаксиальных пленок кремния на сверхструктурах 1x2 и 2x1 методом дифракции быстрых электронов, были построены зависимости осцилляций интенсивности от времени для наноструктур в различных направлениях пучка электронов. Определён принципиально разный характер колебаний интенсивности дифракции при различных направлениях. Анализируя рост эпитаксиальных плёнок в направлении [110] можно не только рассчитать скорость синтеза, но и увидеть чередующееся формирование димеров. В приведённых экспериментах скорость роста составила 0,053 ML/сек. Показано, что при проведении таких экспериментов помимо соблюдения температурного режима подложки, выполнения условий поддержания сверхвысокого вакуума, важной особенностью является правильный выбор направления электронного пучка. Однако, стоит заметить, что при анализе растущей структуры в направлении [110] погрешность измерения скорости синтеза больше, чем при анализе в направлении [100]. Это связано, в первую очередь, с тем, что на рис. 1 соседние периоды осцилляций дифракции сильно различимы. Следовательно, в направлении [110] скорость роста может определяться точнее, чем в направлении [100] подложки кремния.

Исследование было выполнено в рамках государственного задания Минобрнауки России, проект № 0721-2020-0048

Список публикаций:

[1] Устинов В. М. Лазер на квантовых точках // Большая российская энциклопедия. Том 16. Москва, 2010. С. 592.
[2] Сысоев И.А., Гусев Д.А., Дембицкий А.Е., Смолин А.Ю., Катаев В.Ф. Элементы для солнечных батарей на основе наноструктур GaInAs, полученные методом ионно-лучевого осаждения // Глобальная ядерная безопасность. 2019. №1 (30).
[3] Lozovoy K.A., Kokhanenko A.P., Voitsekhovskii A.V. Comparative analysis of germanium – silicon quantum dots formation on Si (100), Si (111) and Sn / Si (100) surfaces // Nanotechnology. – 2018. V 29. P. 054002.
[4] C.L. Berrie, S.R. Leone, Observation of monolayer and bilayer period RHEED oscillations during epitaxial growth of Ge on Ge(100), Journal of Crystal Growth,V 216, 2000, P. 159-170, ISSN 0022-0248.

Тонкие пленки Sn при формировании фасетированной поверхности и росте наноструктур GeSn

Тимофеев Вячеслав Алексеевич[1], *Машанов Владимир Иванович*[1], *Никифоров Александр Иванович*[1], *Скворцов Илья Владимирович*[1], *Гаврилова Татьяна Александровна*[1], *Кожухов Антон Сергеевич*[1], *Коляда Дмитрий Владимирович*[2], *Фирсов Дмитрий Дмитриевич*[2], *Комков Олег Сергеевич*[2]

[1]*Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук*

[2]*Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»*

E-mail:Vyacheslav.t@isp.nsc.ru

Рост наноструктур Ge на структурированной подложке кремния с массивом ямок изучался в работе [1]. Рассматривалось влияние основных параметров, таких как глубина ямки, диаметр ямки, период в массиве ямок и др., на образование нановостровков. Мы предложили использовать тонкие пленки олова для получения наноструктурированной фасетированной подложки по механизму пар-жидкость-кристалл [2]. Далее эта фасетированная подложка использовалась для изучения роста наноструктур GeSn.

Изучено формирование фасетированной поверхности при осаждении кремния на тонкое покрытие олова. В процессе роста морфология поверхности контролировалась с помощью дифракции быстрых электронов (ДБЭ). На картине ДБЭ появлялись наклонные рефлексы, связанные с возникновением огранки. На рисунке 1 (a) можно видеть изображение сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), полученное от фасетированной поверхности. Она представлена ячейками в форме перевернутых пирамид с квадратным основанием. Анализ числа ячеек, их размеры и глубина был выполнен с привлечением атомно-силовой микроскопии (АСМ). Средний размер основания перевернутой пирамиды около 60 нм и высота пирамиды, соответствующая глубине ямки, около 19 нм. Боковая грань пирамиды с плоскостью (001) образует угол 25°. Этот угол соответствует семейству плоскостей {113}. Рост тонкого слоя $Ge_{0.9}Sn_{0.1}$ толщиной 1 нм на фасетированной поверхности в зависимости от скорости осаждения приводил либо к формированию массива нановостровков в центре каждой ячейки и массива нанонитей, заполняющих одну или две линии пересечения граней обратной пирамиды, образующей ячейку фасетированной поверхности (рисунок 1 (b)), либо массива кросс-структур, состоящих из 4 линий пересечения граней перевернутой пирамиды (рисунок 1 (c)). При скорости осаждения около 0.3 Å/c получаются отчетливые кросс-структуры. Уменьшение скорости роста GeSn в два раза приводит к формированию нановостровка с одной или двумя нанонитями в ячейке (рисунок 1 (b)). Также как для фасетированной поверхности, был проведен анализ поверхности с массивом кросс-структур. Средний размер основания и глубина ямок равны 63 нм и 19 нм, соответственно. Эти значения очень близки к тем, которые наблюдались для наноструктурированной фасетированной поверхности. Угол наклона боковой грани перевернутой пирамиды также составляет 25°. Массив кросс-структур получен как на поверхности кремния, так и на поверхности многослойных периодических структур, включающих слои GeSiSn. Важным фактором для получения кросс-структур является наличие фасетированной поверхности. Кроме того, в случае сегрегации олова, при росте многослойной периодической структуры, необходимо делать поправку в величине субмонослойного покрытия. Массив кросс-структур может выступать в роли наноантенн и будет нами далее исследоваться в качестве плазмонного элемента.

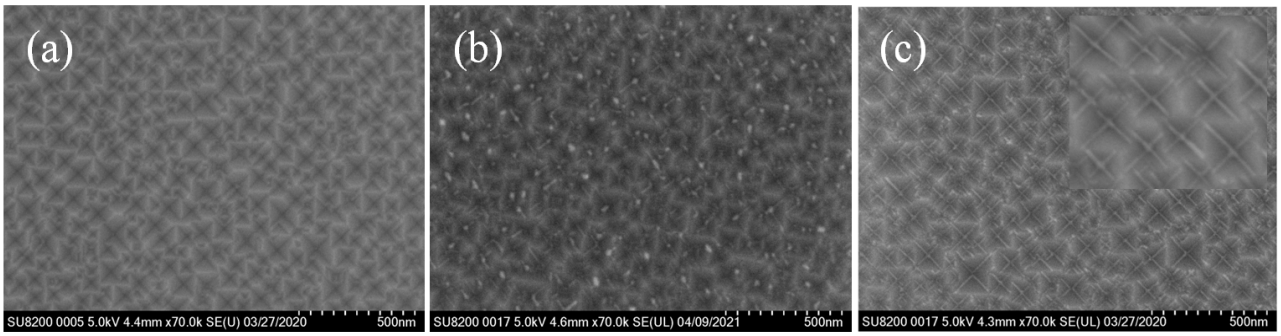


Рис.1 Изображения СЭМ от: (a) фасетированной поверхности; (b) массива нановостровков в центре ямок и массива нанонитей, заполняющих одну или две линии пересечения граней обратной пирамиды, образующей ячейку фасетированной поверхности; (c) массива кросс-структур. На вставке видны отчетливые кросс-структуры.

Благодарности: работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант № 20-79-10092.

Список публикаций:

[1] Grydlik M., Langer G., Fromherz T., Schaffler F., Brehm M. // Nanotechnology. 2013. V. 24. P. 105601.

[2] Timofeev V., Mashanov V., Nikiforov A., Gutakovskii A., Gavrilova T., Skvortsov I., Gulyaev D., Firsov D., Komkov O. // Applied Surface Science. 2021. V. 553. P. 149572.

Электрические свойства органо-неорганических систем на основе пентацена с двухслойным диэлектриком SiO_2-Al_2O_3

Дзядух Станислав Михайлович,
Войцеховский Александр Васильевич,
Несмелов Сергей Николаевич,
Копылова Татьяна Николаевна,
Дегтяренко Константин Михайлович
Томский государственный университет
E-mail:vav43@mail.tsu.ru

Интерес к исследованиям свойств органо-неорганических систем связан с перспективами создания приборов опто- и наноэлектроники с расширенным функционалом, причем в таких приборах могут сочетаться достоинства органических пленок и традиционных неорганических материалов [1–3]. Для получения полной информации о свойствах органо-неорганических систем необходимо проведение комплексных исследований процессов в таких системах, что возможно при использовании различных экспериментальных методов, модифицированных с учетом особенностей новых объектов исследования. При исследованиях свойств полупроводниковых структур широко используются методы, основанные на измерениях адмиттанса или импеданса. В последние годы такие методы стали применяться при изучении свойств многослойных систем, включающих органические полупроводники [4, 5]. Информативность электрофизических методов повышается при проведении измерений в широком диапазоне условий. Например, в работах [6, 7] измерения в широком диапазоне температур (9 – 300 К) адмиттанса МДП-структур на основе пентацена с диэлектрическими слоями SiO_2 и SiO_2-Ga_2O_3 позволили изучить свойства объемных ловушек в органической пленке. При разработке новых экспериментальных методик исследования органо-неорганических систем часто используют органические пленки пентацена, поскольку этот достаточно изученный материал можно рассматривать как модельный из-за его применения в тонкопленочных транзисторах, солнечных элементах, устройствах памяти. В тонкопленочных транзисторах на основе пентацена часто используются диэлектрические пленки SiO_2, но одновременно ведутся поиски других диэлектрических покрытий, обеспечивающих качественную границу раздела с органическим полупроводником и обладающих большими значениями диэлектрической проницаемости. В докладе представлены первые результаты исследования в широком диапазоне условий адмиттанса МДП-структур на основе пентацена с двухслойным диэлектриком SiO_2-Al_2O_3 и обратными контактами, сформированными из различных металлов (Au, Al, In, Ag).

Для исследований создавались МДП-структуры на основе органического полупроводника пентацена: с двухслойным диэлектриком SiO_2-Al_2O_3. В качестве подложек использовались слои высоколегированного кремния электронного типа проводимости с нанесенными сверху слоями SiO_2 толщиной 220-260 нм. На поверхность SiO_2 методом плазменного атомно-слоевого осаждения наносился слой Al_2O_3 толщиной около 90 нм. Перед формированием слоя пентацена для очистки поверхности структуры промывались в изопропиловом спирте с последующей обработкой в кислородной плазме. Органические пленки пентацена толщиной около 50 нм наносились методом термовакуумного напыления. Обратные контакты из различных металлов (Au, Al, In, Ag – образцы №№ 1–4, соответственно) формировались при помощи термического напыления в вакууме через маску с отверстиями. Площадь электродов определялась для каждой структуры при помощи специальной микроскопической методики. Для исследованных структур №№ 1–4 площади обратных контактов (S) составили 1.12, 1.58, 1.52, 1.50 мм^2, соответственно. Измерения проводились при помощи автоматизированной установки для спектроскопии адмиттанса наногетероструктур на основе измерителя иммитанса Agilent E4980A и неоптического криостата Janis. Установка позволяла измерять зависимости адмиттанса от температуры (8-300 К), частоты (1-2000 кГц), напряжения смещения (от -40 до 40 В). За прямое направление развертки напряжения принимается изменение напряжения смещения от отрицательных значений к положительным, а за обратное – от положительных к отрицательным.

На рис. 1 и 2 приведены вольт-фарадные характеристики (ВФХ) МДП-структур № 1–4 с обратными контактами из Au, Al и In, Ag, соответственно, измеренные при температуре 300 К на частоте 2 кГц при прямом и обратном направлении развертки напряжения. Измеренные ВФХ характерны для МДП-структур с полупроводником дырочного типа проводимости. Из рис. 1 видно, что для образцов № 1 и 2 при температуре 300 К наблюдается значительный гистерезис ВФХ. Можно отметить, что для образцов № 3 и 4 при положительных смещениях наблюдается относительно небольшой гистерезис ВФХ (рис. 2). Для образца № 1 с обратным контактом из Au при прямой развертке напряжения наблюдается максимум емкости в режиме обогащения. Максимум емкости становится менее выраженным при увеличении частоты и при охлаждении. Можно предположить, что возникновение этого максимума связано с перезарядкой уровня на границе между пентаценом и двухслойным диэлектриком SiO_2-Al_2O_3.

Концентрация дырок в пленке пентацена определялась по наклону ВФХ в режиме обеднения (анализ Мотта-Шоттки). Найденные значения концентрации дырок оказались достаточно большими $(3 – 30)\times10^{17}$ см$^{-3}$, что можно объяснить в рамках модели непреднамеренного легирования [8]. Известны предположения, что причиной высоких значений определяемой концентрации дырок в тонких органических пленках может быть инжекция носителей заряда из обратного контакта [9, 10]. Но в этом случае сложно объяснить отсутствие зависимости определяемой концентрации дырок от температуры и частоты [6], поскольку высота барьера на границе пентацена и обратного контакта должна зависеть от температуры [10]. Зная концентрацию дырок в пентацене, можно определить емкость и напряжение плоских зон при различных направлениях развертки напряжения. Плотность медленных состояний при емкости плоских зон оказалась минимальна (2.2×10^{12} см$^{-2}$) для структуры № 3 (Pen-In), а максимальна (4.5×10^{12} см$^{-2}$) для структуры № 1 (Pen-Au).

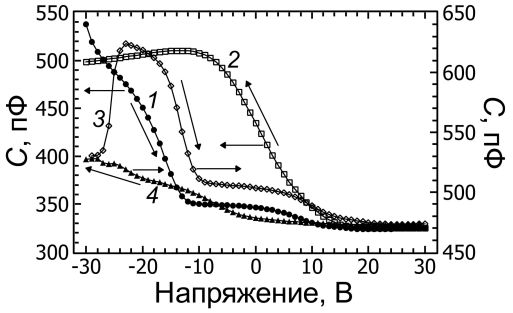


Рис. 1 ВФХ МДП-структур № 1 (Pen-Au) (кр. 1, 2) и №2 (Pen-Al) (кр. 3, 4) с диэлектриком SiO_2-Al_2O_3, измеренные при температуре 300 К на частоте 2 кГц при прямой (кр. 1, 3) и обратной (кр. 2, 4) развертке напряжения

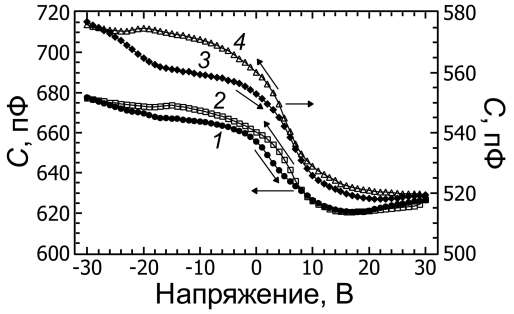


Рис. 2 ВФХ МДП-структур № 3 (Pen-In) (кр. 1, 2) и № 4 (Pen-Ag) (кр. 3, 4) с диэлектриком SiO_2-Al_2O_3, измеренные при температуре 300 К на частоте 2 кГц при прямой (кр. 1, 3) и обратной (кр. 2, 4) развертке напряжения

На рис. 3 символами показаны экспериментальные зависимости действительной и мнимой частей импеданса для образца 1 с обратным контактом из Au, которые были измерены при температуре 300 К и смещении -30 В. Линиями показаны результаты расчета частотных зависимостей импеданса с использованием эквивалентной схемы, приведенной на вставке рисунка. В этой схеме использованы следующие элементы C_d и R_d – емкость и сопротивление, которые характеризуют диэлектрический слой и область пространственного заряда в пентацене. Сопротивление R_1 и емкость C_1 характеризуют квазинейтральный объем органической пленки пентацена. Сопротивление R_s характеризует свойства обратного контакта к органической пленке пентацена. Для различных образцов найдены зависимости значений элементов эквивалентной схемы от напряжения смещения и температуры. Измерения импеданса изготовленных структур использованы также для изучения дефектов на границе раздела и в объеме пентацена. Для образца 1 обнаружен уровень поверхностных состояний на границе между пентаценом и диэлектриком SiO_2-Al_2O_3 с плотностью 1.5×10^{11} см$^{-2}$, и временем перезарядки – около 3.2 мкс. Для образцов 1 и 4 обнаружены ловушки в объеме пентацена (по методике, изложенной в [6, 7]).

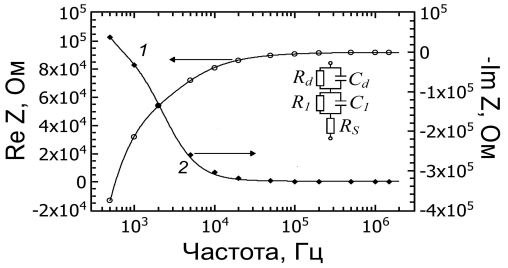


Рис.3. Экспериментальные зависимости действительной (кр. 1) и мнимой частей импеданса (кр. 2) образца 1 (Pen-Au) от частоты, измеренные при напряжениях -30 В и температуре 300 К (символы), а также результаты моделирования (линии)

Исследования проведены при финансовой поддержке РФФИ и Администрации Томской области в рамках научного проекта р_а № 18–43–700005.

Список публикаций:

[1] Sun S.S. and Dalton L.R. Introduction to organic electronic and optoelectronic materials and devices. Boca Raton: Taylor & Francis, CRC Press. 2016. 963 p.
[2] Forrest S.R. // Nature. 2004. V. 428. No. 6986. P. 911–918.
[3] Muccini M. // Nat. Mater. 2006. V. 5. No. 8. P. 605–613.
[4] Stallinga P. Electrical characterization of organic electronic materials and devices. Chichester: John Wiley & Sons. 2009. 316 p.
[5] Hirwa H., Pittner S., Wagner V. // Org Electron. 2015. V. 24. P. 303.
[6] Voitsekhovskii A.V., Nesmelov S.N., Novikov V.A., et al. // Thin Solid Films. 2020. V. 692. P. 137622.
[7] Novikov V. A., Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., et al. // Russ. Phys. J. 2019. V. 62. No. 1. P. 90-99.
[8] Sleiman A., Rosamond M.C., Alba Martin M., et al. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. P. 14.
[9] Nigam A., Premaratne M., Nair P. R. // Org Electron. 2013. V. 14. P. 2902.
[10] Nigam A., Nair P.R., Premaratne M., et al. // IEEE Electron Dev. Lett. 2014. V. 35. No. 5. P. 581-583.

Исследование параметров детектора одиночных фотонов для квантовых коммуникаций

Хомякова Кристина Игоревна
Коханенко Андрей Павлович, Лосев Антон Вадимович
Томский государственный университет
E-mail: homiackowa.kristina@yandex.ru

Детекторы одиночных фотонов (ДОФ) нашли применение в различных областях науки и техники. Регистрация слабого излучения в спектроскопии, космических исследованиях, атомной и молекулярной физике, мониторинг при производстве интегральных схем и окружающей среды, входят в состав биомедицинского оборудования: потоковые цитометры, ДНК-ридеры, оптические томографы и т.д. В последние годы они широко применяются в области квантовых телекоммуникаций и при построении оптических квантовых процессоров [1].

На сегодняшний день существует несколько типов фотодетекторов, которые могут справиться с задачей регистрации одиночного фотона с различной степенью эффективности: лавинные фотодиод, фотоэлектронные умножители (ФЭУ), многоканальные усилители (ФЭУ–МКП), сверхпроводящие детекторы (СПД) [2–3]. Наилучшими однофотонными детекторами в ближнем инфракрасном диапазоне для практического использования в области квантовых телекоммуникаций являются лавинные фотодиоды (ЛФД) на основе InGaAs/InP. Преимущество таких ЛФД в том, что они способны зарегистрировать слабые оптические сигналы за счет внутреннего усиления благодаря процессу ударной ионизации [1].

Данная работа посвящена измерению характеристик однофотонных ЛФД и поиску оптимальных параметров их работы для квантовых коммуникаций. Существует множество различных схем стендов, предназначенных для проведения автоматизированных измерений параметров стробируемого и ждущего детекторов одиночных фотонов.

В настоящей работе при помощи экспериментального стенда Российского квантового центра (РКЦ) и экспериментального стенда Кафедры квантовой электроники и фотоники проводились измерения параметров ДОФ производства РКЦ, изготовленных на основе лавинных фотодиодов со структурой InGaAs/InP, для двух режимов работы: ждущего и стробированного. Для измерения характеристик на ДОФ подавались импульсы полупроводниковым лазером с длиной волны 1550 нм, с частотой следования 100 кГц, ослабленные на величину 0,1 фотон/имп с помощью переменного и постоянного аттенюаторов. С помощью специального программного обеспечения производилось изменение температуры (от -40 до -60°С) и напряжения смещения ЛФД. Измерение характеристик ДОФ: квантовая эффективность, темновой шум (темновой счет), проводилось с помощью осциллографа и частотомера. Темновые шумы ЛФД определяются механизмами теплового или туннельного возбуждения. При достаточно высоких температурах использования ЛФД тепловое возбуждение будет вносить основной вклад в темновой счет (DCR), в то время как при низких температурах, но при сильном электрическом поле основной вклад в DCR будет вносить именно туннельное возбуждение, вызываемое избыточным смещением [3].

В работе были получены экспериментальные зависимости темного счета ЛФД от температуры, а также проведены измерения темного счета и квантовой эффективности ЛФД от напряжения смещения для трех ждущих и двух стробированных фотоприемников.

В результате проведенных экспериментальных исследований зависимостей параметров ДОФ от температуры ЛФД и подаваемого на него напряжения смещения, было показано, что квантовая эффективность ДОФ, работающего в режиме стробирования, превосходит квантовую эффективность ДОФ в ждущем режиме. Данные зависимости позволяют выбрать рабочую точку для оптимального режима регистрации одиночных фотонов, исходя из допустимого уровня ложных срабатываний и квантовой эффективности.

Список публикаций:

[1] Izhnin I. I. Single photon avalanche diode detectors based on group IV materials / I. I. Izhnin, K. A. Lozovoy, A. P. Kokhanenko, K. I. Khomyakova, R.M.H. Douhan, V. V. Dirko, A. V. Voitsekhovskii, O. I. Fitsych, N. Yu. Akimenko // Applied Nanoscience. – 2020. – P. 1-11. - DOI: 10.1007/s13204-021-01667-0

[2] Trifonov Alexei, Subacius Darius, Berzanskis Audrius, Zavriyev Anton. Single photon counting at telecom wavelength and quantum key distribution // Journal of Modern Optics. 2004. Vol. 51, no. 9 10. P. 1399–1415.

[3] Zavodilenko V., Losev A., Miller A., Kurochkin V., Kurochkin Y., Dependence of InGaAs/InP avalanche photodiode based single photon detector's noise characteristics on the photodiode's active area // Journal of Physics: Conference Series. – 2017. – Vol. 917. – P. 062034

Молекулярно-лучевая эпитаксия гетероструктур на основе материалов 4 группы

Никифоров Александр Иванович

Тимофеев Вячеслав Алексеевич, Машанов Владимир Иванович, Скворцов Илья Владимирович, Гуляев Дмитрий Владимирович, Гаврилова Татьяна Александровна

[1]Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук

E-mail:nikif@isp.nsc.ru

В настоящее время уделяется большое внимание исследованиям процесса роста и созданию перспективных приборов на базе соединений GeSiSn. С добавлением Sn становится возможной реализация множества устройств в фотонике и оптоэлектронике ближнего и среднего инфракрасного диапазона, основанных на кремнии. На сегодняшний день на базе материалов GeSiSn созданы образцы фотоприемников, светодиодов, резонаторов, а также лазеров с оптической и электрической накачкой.

Образцы с упругонапряженными псевдоморфными слоями GeSiSn и наноостровками GeSiSn были выращены в условиях сверхвысокого вакуума 10^{-7}-10^{-8} Па на установке молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) “Катунь С”. Камера МЛЭ оснащена электронно-лучевым испарителем для Si и испарительной ячейкой Кнудсена для Sn.

Методом дифракции быстрых электронов установлены фазовые диаграммы изменения сверхструктур для пленки Sn, осаждаемой на поверхность Si(100). Изменение температуры осаждения олова приводит к различным сверхструктурам. При осаждении олова формируется поликристаллическая пленка, что подтверждалось наличием колец на картине ДБЭ. Последующий отжиг приводит к исчезновению колец, соответствующих поликристаллической пленке, и наблюдался переход от поликристаллической пленки к пленке с массивом островков Sn. Поверхность, включающая островки Sn, использовалась в качестве основы для осаждения Si поверх массива островков Sn. Размер островков, полученных после осаждения Si, изменяется от 60 нм до 400 нм, тогда как размер островков Sn принимает значения в диапазоне 40 - 180 нм. Пьедестал в основании имеет уширение. Уширение обусловлено максимальным пересыщением адатомов вблизи основания. В основании он образует с подложкой контактный угол и служит местом предпочтительного встраивания вещества в кристаллическую решетку. Пьедесталы огранены отчетливой фасеткой. Идентифицировать фасетку можно либо, используя картину ДБЭ от массива островков на пьедесталах, либо по изображению просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). На рисунке 1 показано изображение поперечного среза ПЭМ для одного из островков, обогащенных Sn с пьедесталом. Угол наклона фасетки составляет 19º. Оптические свойства структур с массивом островков, обогащенных Sn, на пьедесталах изучали методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ). Спектры фотолюминесценции для образцов, содержащих островки Sn, сверхрешетку с гетропереходом $Si/Si_{0.75}Sn_{0.25}$ и островки с высоким содержанием Sn на пьедесталах, показаны на рисунке 2. Спектр фотолюминесценции от образца с островками Sn не обнаруживает заметного сигнала в диапазоне 1-1.7 мкм. Однако, образец с массивом островков, обогащенных Sn, на пьедесталах продемонстрировал интенсивную ФЛ в диапазоне 1.3-1.7 мкм.

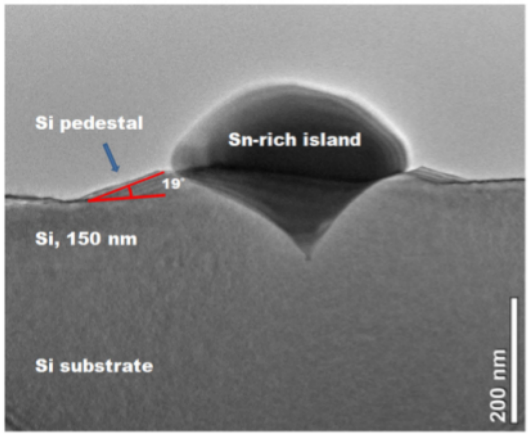


Рис.1. Изображение поперечного среза ПЭМ для одного из островков, обогащенных Sn с пьедесталом

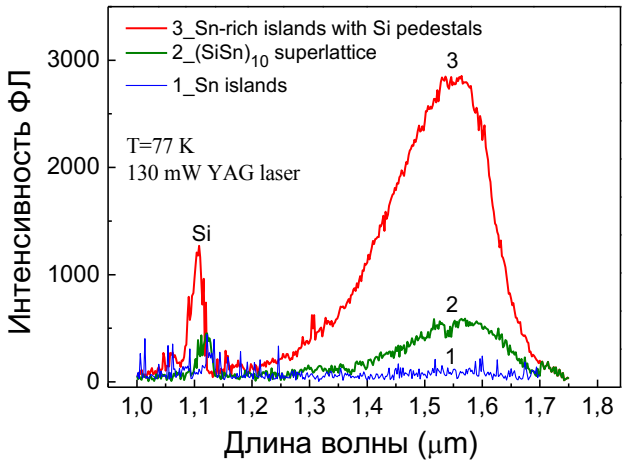


Рис.2. Спектры фотолюминесценции от структур с островками Sn (1), образца с 10 слоями $Si/Si_{0.75}Sn_{0.25}$ (2) и массива островков SISn с пьедесталом Si (3).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Новосибирской области в рамках Проекта № 20-42-540013.

Оценка влияния внеосевой засветки ИК матричного фотоприемника на его удельную обнаружительную способность

Средин В.Г.[1]
Сахаров М.В.[2], *Конради Д.С.* [1], *Кузнецов И.В.*[1]
1.Военная академия РВСН им. Петра Великого, Балашиха МО
2. 12 ЦНИИ Минобороны РФ, Сергиев Посад МО
sredinvg@rambler.ru

В работе рассматривается влияние внеполевого воздействия лазерного излучения на функционирование оптоэлектронной системы (ОЭС) с матричным полупроводниковым ИК фотоприемником. При внеполевой засветке лазерный источник находится вне поля зрения ОЭС, а его воздействие происходит за счет излучения, рассеянного на элементах оптической системы. Эта проблема представляет определенный интерес [1], т.к. в большинстве случаев рассматривается ситуация, когда лазерный источник находится непосредственно в поле зрения оптической системы. В настоящей работе основой рассмотрения выбрана модель матричного фотоприемного устройства [2], содержащего полный набор конструкционных элементов, которые и приводят к рассеянию излучения. К ним относятся: входное окно, светоизолирующие экраны светофильтра и диафрагмы, при расчетах также учитывается степень серости фонового излучения.

С помощью модели определяются облученность чувствительного элемента (ЧЭ), его сигнал, шум и также такие параметры как отношение сигнал/шум, удельная обнаружительная способность и др. Облученности ЧЭ определяется фоном с определенной температурой и коэффициентом серости, что дает возможность имитировать изменение яркости фона, то есть учитывать интенсивность внеосевой засветки, а также учитывать возможную неоднородность ее плотности. При изменении температуры фона изменяется уровень полезного сигнала, а с другой стороны – изменяется количество шумовых электронов, накопленных за время зарядки накопительной емкости, что приводит к изменению плотности тока шума. Таким образом, при внеосевой засветке изменяется отношение сигнал/шум, и, как следствие – удельная обнаружительная способность фотоприемника. В работе приводятся полученные расчетные формулы.

На рис.1 представлены результаты расчета изменения дальности обнаружения от изменения температуры фона, поученные нами по методике, предложенной в [3].

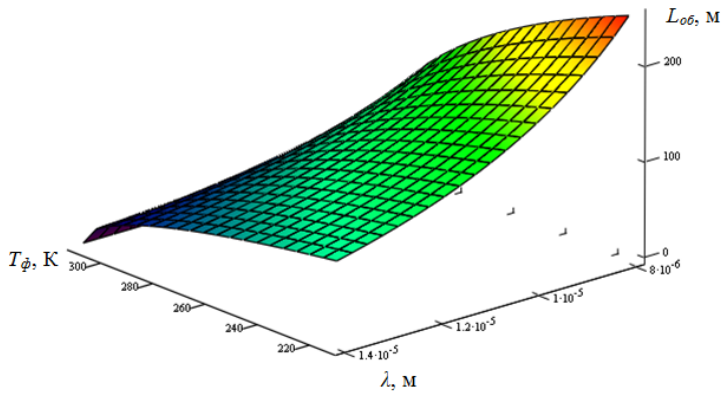


Рис.1 Зависимость дальности обнаружения объекта от температуры фона в рабочем диапазоне длин волн

Как и следовало ожидать, с увеличением длины волны излучения и температуры фона дальность обнаружения объекта уменьшается. Отметим, что полученные нами результаты не противоречат полученным ранее [4].

Список публикаций:

[1] Павлов Н.И., Резунков Ю.А. // Оптический журнал, 2021. 8, №1. С. 37-43.
[2] Патрашин А.И., Бурлаков И.Д., Корнеева М.Д., Шабаров В.В. // Прикладная физика, 2014. № 1. С. 38-46.
[3] Яковлева Н.И**.** *//* Успехи прикладной физики, 2020. Т. 8, № 5. С. 341-350.
[4] Средин В.Г. ,Сахаров М.В., Запонов А.Э., Конради Д.С., Кузнецов И.В.,Глазунов В.А., Серяков Ю.Д. // Прикладная физика,2020, №3. С.46.

Электрофизические характеристики униполярных барьерных структур на основе МЛЭ HgCdTe для детектирования в спектральных диапазонах 3 – 5 и 8 – 12 мкм

Войцеховский Александр Васильевич,
Несмелов Сергей Николаевич,
Дзядух Станислав Михайлович,
Горн Дмитрий Игоревич,
Дворецкий Сергей Алексеевич,
Михайлов Николай Николаевич,
Якушев Максим Витальевич,
Сидоров Георгий Юрьевич
Томский государственный университет
E-mail:vav43@mail.tsu.ru

Наземное детектирование в спектральных диапазонах окон прозрачности земной атмосферы 3–5 (MWIR) и 8–12 (LWIR) мкм представляет особый интерес для решения ряда прикладных задач гражданского и оборонного назначения. При детектировании в MWIR и LWIR областях высокие пороговые характеристики обеспечиваются гибридными матрицами фотодиодов на основе HgCdTe, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Для формирования *p-n* переходов в МЛЭ HgCdTe используется ионная имплантация, которая приводит к снижению качества материала из-за генерации радиационных дефектов [1]. Использование при создании детекторов на основе МЛЭ HgCdTe униполярных барьерных архитектур предоставляет значительные технологические преимущества, поскольку в этом случае можно отказаться от сложной и дефектообразующей процедуры ионной имплантации (а также сопутствующих отжигов). Простейшим вариантом униполярной барьерной архитектуры является *nBn*-структура [2], которая впервые была предложена для уменьшения в детекторах на основе полупроводников III-V компонент темнового тока, связанных с поверхностной утечкой и генерацией Шокли-Рида-Холла в обедненных областях. В настоящее время наибольшие успехи достигнуты при практической реализации детекторов на основе полупроводников III-V [3–5], что связано с возможностями реализации нулевого барьера в валентной зоне в таких материалах. Известно значительное число работ, посвященных теоретическим исследованиям процессов в униполярных барьерных детекторах на основе HgCdTe [6–8]. Попыток практической реализации MWIR *nBn*-структур на основе МЛЭ HgCdTe пока немного [9–11], а LWIR *nBn*-структуры на основе МЛЭ HgCdTe ранее не создавались (судя по доступной литературе). В работах [12, 13] сообщалось об изготовлении MWIR *nBn*-структур, выращенных методом МЛЭ на подложках из GaAs(013), в которых темновой ток в широком диапазоне температур (180–300 К) был ограничен диффузионными процессами. В этих структурах для формирования барьера использовался широкозонный материал $Hg_{0.16}Cd_{0.84}Te$, хотя теоретически показано, что наиболее высокие значения обнаружительной способности могут быть обеспечены при меньшем составе в барьерном слое (<0.70). В докладе представлены результаты исследований электрических свойств MWIR и LWIR *nBn*-структур на основе МЛЭ HgCdTe, при изготовлении которых были выбраны параметры слоев, оптимальные для детектирования в спектральных областях 3–5 и 8–12 мкм, соответственно.

Структуры для исследований были выращены методом МЛЭ на подложках из GaAs(013) в ИФП имени А.В. Ржанова СО РАН. В MWIR nBn-структурах состав в поглощающем слое был выбран в диапазоне от 0.29 до 0.32, а состав в барьерном слое – от 0.60 до 0.67. Толщина барьерного слоя изменялась для разных структур в диапазоне от 0.27 до 0.40 мкм. В LWIR nBn-структурах содержание CdTe в поглощающем слое составляло 0.20 – 0.21, а в барьерном слое – 0.61 – 0.63. Толщина барьерного слоя для LWIR nBn-структур находилась в диапазоне от 0.20 до 0.32 мкм. Для создания приборной структуры при помощи фотолитографии проводилось локальное травление контактного покрывающего слоя и барьерного слоя до поглощающего (нижнего) слоя n-типа. Были изготовлены MWIR и LWIR nBn-структуры с различными диаметрами (от 20 до 500 мкм), что позволяло исследовать роль различных компонент тока. Боковые стенки меза-структур пассивировались пленками Al2O3 [14], сформированными при помощи плазменного атомно-слоевого осаждения при температуре 120 оС, а также для сравнения изготавливались структуры без пассивации. Измерения электрических характеристик проводились на автоматизированной установке на основе измерителя иммитанса Agilent E4980A и неоптического криостата Janis. Проводились измерения вольтамперных характеристик (ВАХ) при различных температурах, а также адмиттанса nBn-структур [15] и тестовых МДП-приборов на основе таких структур [16].

Исследования MWIR nBn-структур с составом в барьерном слое, равном 0.64-0.67, показали, что в таких структурах возрастает роль компоненты поверхностной утечки (по сравнению с более широкозонным барьером). Темновые токи в MWIR nBn-структурах хорошо согласуются с эмпирической моделью Rule07, что свидетельствует о возможности создания эффективных униполярных барьерных детекторов на основе МЛЭ HgCdTe. На рис. 1 показаны ВАХ, измеренные для первых вариантов LWIR nBn-структур на основе МЛЭ HgCdTe. Плотность поверхностной компоненты темнового тока в LWIR nBn-структурах при температуре 300 К

и смещении -2 В составляет 0.241 – 0.247 А/см при пассивации боковых стенок пленкой Al2O3. В LWIR nBn-структурах без пассивации боковых стенок возрастает роль поверхностной утечки (рис. 2).

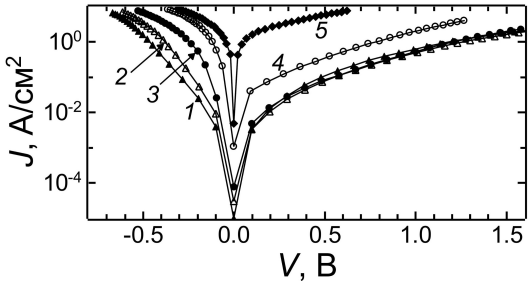


Рис. 1. ВАХ LWIR nBn-структуры с пассивацией при различных температурах, К: кр. 1 – 10; кр. 2 – 77; кр. 3 – 150; кр. 4 – 220; кр. 5 – 300

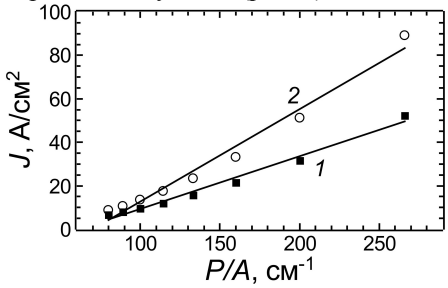


Рис. 2. Зависимости плотности темнового тока от отношения P/A для LWIR nBn-структуры с пассивацией боковых стенок (кр. 1) и без такой пассивации (кр. 2), измеренные при обратном смещении 0.3 В

Для LWIR nBn-структур темновые токи при малых обратных смещениях ограничены объемной компонентой, причем энергия активации этого тока хорошо согласуется с шириной запрещенной зоны поглощающего слоя. Также построены графики Аррениуса для плотности тока поверхностной утечки, найденной из измерений ВАХ nBn-структур различного размера при разных температурах (рис. 3). Видно, что в координатах графиков Аррениуса температурные зависимости плотности темнового тока хорошо спрямляются. Энергии активации при смещениях 0.2, -0.1 и -0.2 В оказались равными 0.275, 0.134 и 0.075 эВ, соответственно. На рис. 4 проведено сравнение температурных зависимостей темнового тока LWIR nBn-структур с эмпирической моделью Rule07. Изучение в широком диапазоне температур адмиттанса тестовых МДП-приборов на основе nBn-структур показали, что при качественной пассивации боковых стенок меза-структур возможно создание эффективных LWIR nBn-детекторов на основе МЛЭ HgCdTe.

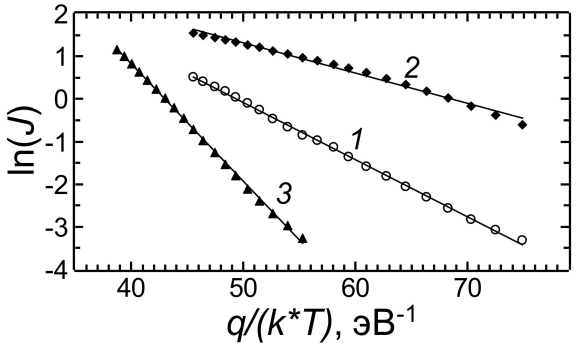


Рис. 3. Графики Аррениуса для LWIR nBn-структуры с пассивацией при различных напряжениях смещения, В: кр. 1 – -0.1; кр. 2 – -0.2; кр. 3 – 0.2

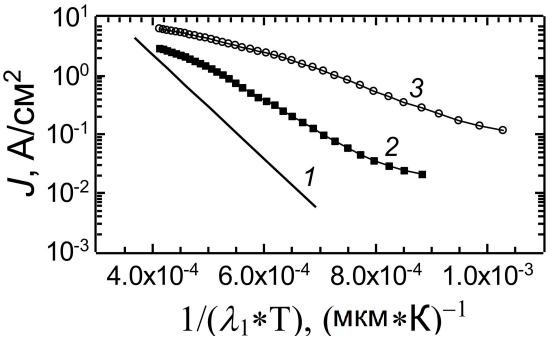


Рис. 4. Сравнение с моделью Rule07 (кр. 1) температурных зависимостей темнового тока LWIR nBn-структуры с пассивацией при различных напряжениях смещения, В: кр. 2 – -0.1; кр. 3 – -0.2

Барьерные униполярные структуры изготовлены и исследованы при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-12-00135).

Список публикаций:

[1] Izhnin I. I., Mynbaev K. D., Swiatek Z., et al. // Infrared Phys. Technol. 2020. V. 109. P. 103388.
[2] Maimon S., Wicks G. W. // Appl Phys Lett. 2006. V. 89. No.15. P. 151109.
[3] Rogalski A., Martyniuk P., Kopytko M. // Appl. Phys. Rev. 2017. V. 4. No. 3. P. 031304.
[4] Ting D. Z., Soibel A., Khoshakhlagh A., et al. // Infrared Phys. Technol. 2019. V. 97. P. 210-216.
[5] Savich G. R., Sidor D. E., Du X., et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. 2017. V. 35. No. 2. P. 02B105.
[6] Akhavan N. D., Jolley G., Umana-Membreno G. A., et al. // J Electron Mater. 2015. V. 44. No. 9. P. 3044.
[7] Uzgur F., Kocaman S. // Infrared Phys Technol. 2019. V. 97. P. 123.
[8] He J., Wang P., Li Q., et al. // IEEE Trans. Electron Dev. 2020. V. 67. No. 5. P. 2001-2007.
[9] Istuno A. M., Phillips J. D., Velicu S. // Appl Phys Lett. 2012. V. 100. No. 16. P. 161102.
[10] Velicu S., Zhao J., Morley M., et al. // Proc SPIE. 2012. V. 8268. P. 82682X.
[11] Gravrand O., Boulard F., Ferron A., et al. // J Electron Mater. 2015. V. 44. No. 9. P. 3069.
[12] Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2019. V. 53. No. 5. P. 055107.
[13] Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M. et al. // Infrared Phys. Technol. 2019. V. 102. P. 103035.
[14] Zakirov E. R., Kesler V. G., Sidorov G. Y., et al. // Semicond. Sci. Technol. 2019. V. 34. No. 6. P. 065007.
[15] Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., et al. // Mater. Res. Expr. 2019. V. 6. No. 11. P. 116411.
[16] Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., et al. // Semicond. Sci. Technol. 2020. V. 35. No. 5. P. 055026.

Излучение Вавилова-Черенкова и импульсная катодолюминесценция, возбуждаемые пучком электронов в прозрачных образцах

Тарасенко Виктор Федотович
Бакшт Евгений Хаимович)
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сильноточной электроники СО РАН
E-mail:VFT@loi.hcei.tsc.ru

В настоящее время большое внимание созданию датчиков электронов с различными энергиями на основе излучения Вавилова-Черенкова (ИВЧ) [1] и импульсной катодолюминесценции (ИКЛ) [2]. Это в первую очередь связано с генерацией при нагреве плазмы в установках типа ТОКАМАК убегающих электронов, которые повреждают стенки рабочей камеры [3, 4].

В докладе будут приведены результаты экспериментальных исследований ИВЧ и ИКЛ в кварце, сапфире, лейкосапфире, алмазе, KBr, ПММА и других образцах при возбуждении пучками электронов с энергией в сотни кэВ. Будут продемонстрированы основные свойства ИВЧ. Для кварца, сапфира, лейкосапфира, алмаза, KBr и ПММА будут рассмотрены амплитудно-временные и спектральные характеристики ИВЧ и ИКЛ при различных энергиях электронов. Отметим, что с частью представленных данных можно ознакомиться в статьях [5-7] и обзоре [8]. Спектры свечения образцов из ПММА под действием пучка электронов с энергией до 450 кэВ приведены на рис. 1.

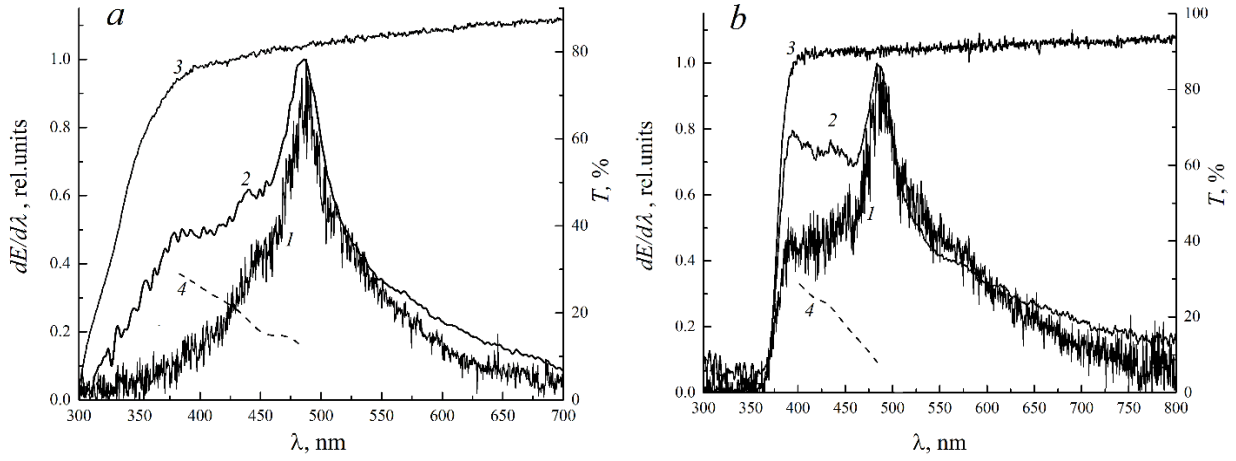


Рис.1. Спектры излучения ПММА характерные для образцов первой (a) и второй группы образцов (b) при возбуждении пучком электронов ускорителей с генератором СЛЭП-150 (кривые 1), и с генератором ГИН-1000 (кривые 2) [7]. Кривые 3 соответствуют коэффициенту пропускания данных образцов, а кривые 4 показывают добавку в общий спектр излучения Черенкова.

Установлено, что при энергиях электронов до 400 кэВ интенсивность ИКЛ в ПММА обычно превышает интенсивность ИВЧ. Показано, что для создания детекторов пучков электронов на основе ИВЧ следует использовать радиационно-стойкие образцы с малым поглощением и низкой интенсивностью ИКЛ в УФ области спектра.

Авторы доклада благодарят своих коллег Белоплотова Д.В., Бураченко А.Г., Ерофеева М.И., Липатова Е.И., Ломаева М.И., Олешко В.И и Сорокина Д.А., за участие в данной работе. Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда № 18-19-00184.

Список публикаций:

[1] Bagnato F., Romano A., Buratti P., Doria A., Gabellieri L., Giovenale E., Grosso A., Jakubowski L., Pacella D., Piergotti V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. No. 11. P. 115010.
[2] Afsari T., Ghoranneviss M., Meshkani S., Ghanbari M. R. // J. Theor. Appl. Phys. 2020. V. 14. P. 101.
[3] Munaretto S., Chapman B. E., Cornille B. S., DuBois A. M., McCollam K. J., Sovinec C. R., Almagri A. F., Goetz J. A. // Nuclear Fusion, 2020. V. 60. No. 4. P. 046024.
*[4] Savrukhin P. V., Shestakov E. A. // Nucl. Fusion. 2015. V. **55.** No. 4. P. 043016.*
[5] Tarasenko V. F., Oleshko V. I., Erofeev M. I., Lipatov E. I., Beloplotov D. V., Lomaev M. I., Burachenko A. G., Baksht E. Kh. // J. Appl. Phys. 2019. V. 125. No. 24. P. 244501.
[6] Tarasenko V. F., Baksht E. Kh., Burachenko A. G., Lomaev M. I. // Japanese J. Appl. Phys. 2020. V. 59. No. SH. P. SHHD01.
[7] Тарасенко В. Ф., Бакшт Е. Х., Ерофеев М. В. // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. № 6. С. 7.

Анализ изменения поверхности при росте Ge, GeSi на Si(100) и Si(111) методом дифракции быстрых электронов

Дирко Владимир Владиславович

Лозовой Кирилл Александрович, Коханенко Андрей Павлович, Войцеховский Александр Васильевич

Национальный исследовательский Томский государственный университет

E-mail: vovenmir@gmail.com

В наноэлектронных структурах благодаря изменениям физических свойств объекта возникают новые физические эффекты, связанные с пространственным ограничением носителей заряда, что позволяет получать новый класс устройств и использовать их в различных системах передачи, обработки, получения, хранения и отображения информации. Для систем передачи и получения информации большое внимание привлекают квантовые структуры на основе германия и кремнии благодаря совместимости с развитой кремниевой электроникой, возможности работы в диапазоне длин волн волоконно-оптических линий связи и прозрачности атмосферы, а также потенциально высокой чувствительности [1,2]. В системах обработки данных большой интерес представляют транзисторы на основе твердых растворов GeSi. В таких структурах за счет незначительного рассогласования постоянных решеток между Ge и Si в 4% формируются слои с механически напряжениями. Благодаря возникшим напряжениям возрастает подвижность носителей заряда, что увеличивает быстродействие конечного транзистора.

Одним из основных методов получения наногетероструктур является метод молекулярно-лучевой эпитаксии. В свою очередь формирование эпитаксиальных слоев невозможно без определения основных параметров, определяющих синтез формируемых наногетероструктур. К основным способам анализа морфологии поверхности и контроля эпитаксиальных структур относится метод дифракции быстрых электронов (ДБЭ). Метод ДБЭ относится к методам «in situ», т.е., позволяет анализировать состояние поверхности подложки во время синтеза материалов [2-4]. В методе ДБЭ формируются электроны с малой длиной волны по сравнению с размерами кристаллической решетки подложки. Электроны направляются на исследуемую поверхность под скользящим углом в пределах 1-5 град., где происходит их рассеивание на атомах материала или нанообъектах, после чего отраженные электроны формируют на люминесцентном экране дифракционную картину, по которой анализируется состояние и изменение поверхности.

В работе проводились эксперименты по синтезу Ge и GeSi на подложках Si (100) и Si (111) на сверхвысоковакуумной установке молекулярно-лучевой эпитаксии «Катунь – 100» при значении уровня вакуума $6 \cdot 10^{-10}$ торр. Для анализа эпитаксиального роста структур использовался метод ДБЭ с ускоряющим напряжение электронов - 28 000 В. Изменение картин дифракций регистрировалось цифровой камерой с Full-HD разрешением. Перед экспериментом кремниевая пластина подвергалась предэпитаксиальной подготовке, в которую входит химическая отмывка в 10% фтороводородной кислоте (HF) с нанесением лабораторного окисла в 10% растворе H_2O_2 и HNO_3, с последующим высоковакуумном отжигом пластины при 970 °С в течении 10 минут и напылением кремниевого буферного слоя толщиной 150 нм при температуре подложки 700 ℃.

В работе проведен анализ полученных дифракционных картин и показано, что метод ДБЭ позволяет контролировать синтез эпитаксиальных слоев Si, Ge и твердого раствора GeSi на Si(100) и Si(111), определять изменение постоянной решетки при росте Ge/Si(100) и GeSi на Si(100), а также оценивать процентное содержание компонент в твердом растворе. Показаны особенности дифракционных картин при синтезе Si на подложку Si(100) со сверхструктурой 1x2 или 2x1 и возможности метода ДБЭ по определению перехода от 2D к 3D и анализу огранки hut-кластеров Ge/Si(100).

Таким образом, регистрация изменения картин дифракции на камеру с последующей обработкой видеофайла позволяет оценить морфологию поверхности и провести оптимизацию параметров синтеза для получения эпитаксиальных пленок с требуемыми параметрами для создания приборов нано- и оптоэлектроники.

Исследование было выполнено в рамках государственного задания Минобрнауки России, проект № 0721-2020-0048

Список публикаций:

[1] Yakimov A. I., Kirienko V. V., Bloshkin A. A., Armbrister V. A., Dvurechenskii A. V. Plasmon polariton enhanced mid-infrared photodetectors based on Ge quantum dots in Si // Journal of Applied Physics. -2017. - V. 122. –P. 133101.

[2] Izhnin I. I., Fitsycha O. I., Voitsekhovskii A. V., Kokhanenko A. P., Lozovoy K. A., Dirko V. V. Nanostructures with Ge -Si quantum dots for infrared photodetectors // Opto – electronics review. – 2018. – V. 26. – P. 195-200.

[3] David T., Aqua JN., Liu K., Favre L., Ronda A., Abbarchi M. New strategies for producing defect free SiGe strained nanolayers // Scientific reports. – 2018. – V. 8. – P. 1 8.

[4] Jiang W., Siming C., Alwy., Huiyun L. Quantum dot optoelectronic devices: lasers, photodetectors and solar cells // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2015. - V. 48. – P. 363001.

Исследование кинетики сдваивания ступеней поверхности Si(100)

Есин Михаил Юрьевич
Дерябин Александр Сергеевич
Тийс Сергей Александрович
Колесников Алексей Викторович
Никифоров Александр Иванович

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
E-mail: yesinm@isp.nsc.ru

Данная работа посвящена исследованию формирования сдвоенных ступеней поверхности Si(100) с малым отклонением 0,5°. Как известно, при подходящей скорости осаждения и покрытии, S_B-ступени будут догонять более медленные S_A-ступени, формируя двухатомные ступени [1]. Однако, одновременно действуют и силы отталкивания между ступенями, которые возникают из-за полей упругих деформаций поверхности Si(100) и эффективного энтропийного взаимодействия [2]. Появляется нестабильность ступенчатой поверхности Si(100). В связи с этим вопрос определения условий влияющих на кинетику массопереноса между ступенями и террасами остается актуальным. Исследования сдваивания ступеней проводились ранее авторами работы [1] на подложках Si(100) с отклонением от 0,5° до 4°. В нашей работе проведены исследования динамики перехода при различных температурах (600-800°C) на подложках Si(100) с отклонением от 0,5°.

В данной работе проведены исследования динамики сдваивания ступеней и восстановления исходной поверхности на подложках Si(100) (переход от двухдоменной к однодоменная структуре и обратно в двухдоменную структуру поверхности, соответственно). Изучения проведены путем анализа сверхструктурных рефлексов дифракции быстрых электронов (ДБЭ). Зависимости $I_{2\times1}/I_{1\times2}$ рефлексов ДБЭ от времени после открытия и закрытия заслонки (в потоке атомов и после прерывания потока атомов, соответственно) получены в диапазоне температур подложки 450-800°C (Рис.1.). Было измерено время и количество осаждаемого материала при сближении ступеней и время восстановления в исходную поверхность. При увеличении температуры подложки, время и количество осаждаемого материала, за которое происходило сближение ступеней, увеличивалось, за исключением температур подложки 750°C и 800°C, при которых сближение было незначительным. Время, за которое происходило восстановление поверхности, при уменьшении температуры увеличивалось.

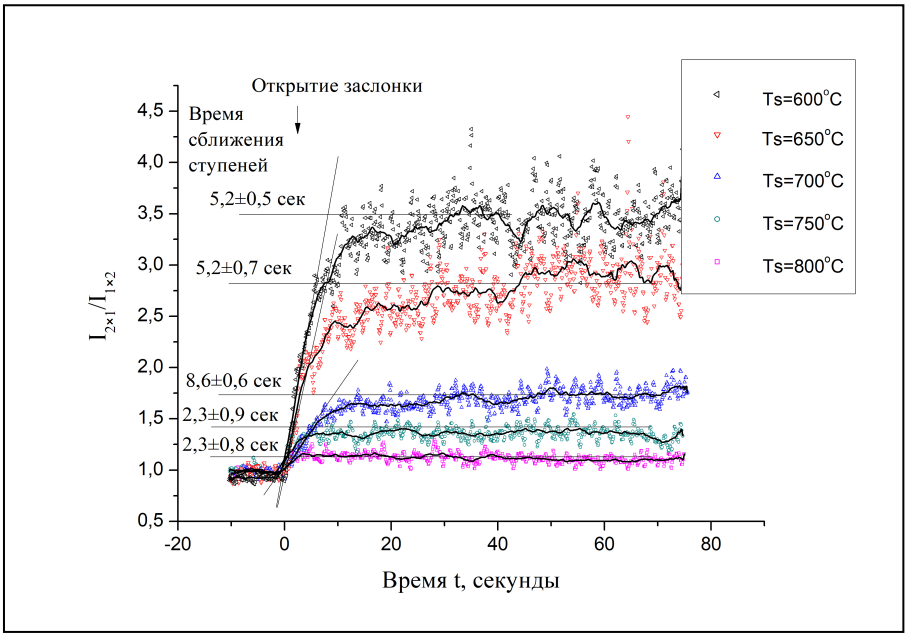


Рис.1 Зависимости отношения интенсивностей рефлексов $I_{2\times1}/I_{1\times2}$ от времени при температурах подложки 600°C, 650°C, 700°C, 750°C и 800°C.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Новосибирской области в рамках научного проекта № 19-42-543010.

Список публикаций:
[1] Sakamoto K., Sakamoto T., Miki K., Nagao S. // J. Electrochem. Soc. 1989. V. 136. № 9. P. 2705.
[2] Swartzentruber B.S., Kitamura N., Lagally M.G., Webb M.B. // PRB. 1993. V. 47. № 20. P. 13432.

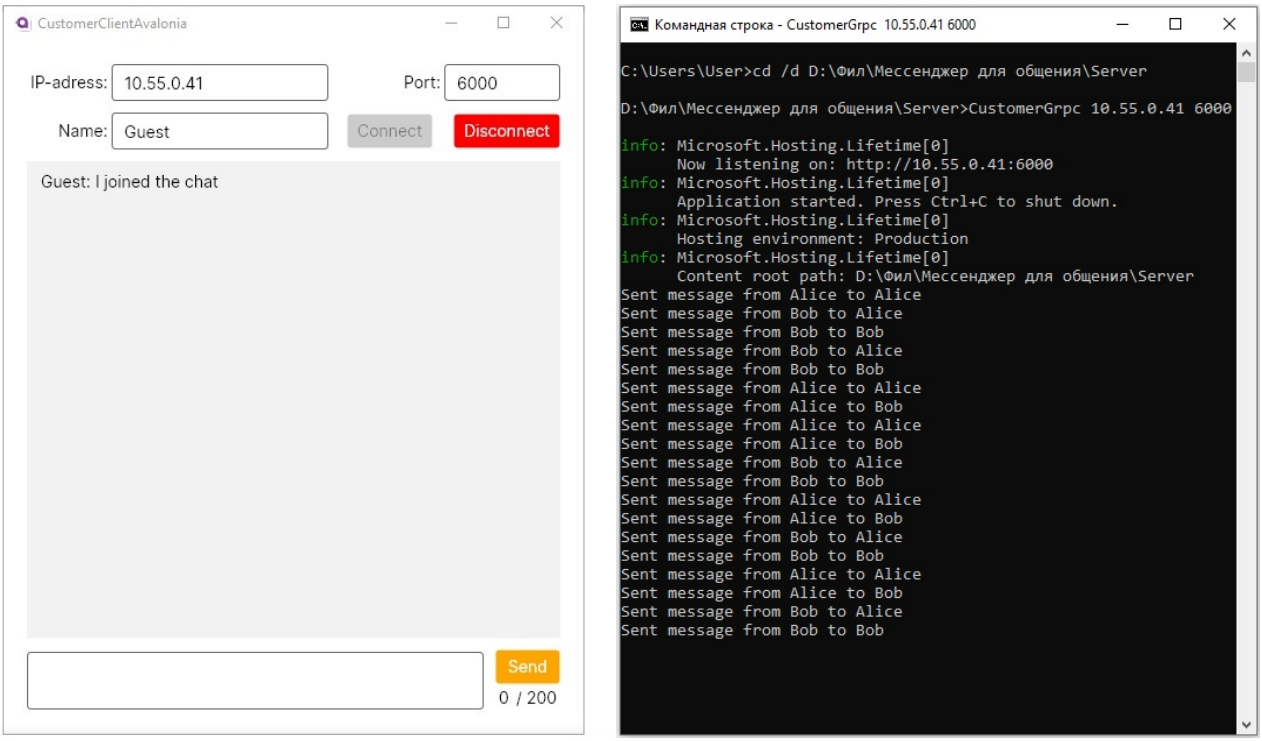
Мессенджер для квантовой сети топологии точка-точка

Якименко Филипп Александрович
Каширский Данила Евгеньевич
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail: filipp.yakimenko.98@mail.ru

В начале 80-х годов 20-го века была выдвинута идея использовать объекты микромира, которые подчиняются законам квантовой физики, для обеспечения защиты информации [1]. Это привело к возникновению такой области науки как квантовая криптография. В 21-м веке она получила бурное развитие, пройдя путь от лабораторных образцов квантовых криптографических систем [2] до квантовых сетей [3-6].

Простейшая квантовая сеть состоит из двух узлов (топология точка-точка), между которыми происходит передача информации. В криптографии эти стороны, передающие друг другу сообщения, принято называть Алиса и Боб, а злоумышленника, который совершает атаки на канал связи – Евой [7]. В данной работе представлены результаты разработки мессенджера для обмена сообщениями в квантовой сети топологии точка-точка.

Мессенджер представляет из себя клиент-серверное приложение (рис. 1), реализованное на модульной платформе NET 5.0 с использованием объектно-ориентированного языка программирования C# [8]. Пользовательский интерфейс написан на языке XAML с применением кроссплатформенного фреймворка Avalonia. Архитектура приложения построена на паттерне MVVM (Model-View-ViewModel) [8], который позволяет отделить логику приложения от визуальной части. Фреймворк для удалённого вызова процедур gRPC обеспечивает обмен сообщениями между клиентами и сервером.



а *б*

Рис.1 Окно клиента (а) и консоль сервера (б)

Шифрование сообщений осуществляется посредством шифра Вернама (одноразовый блокнот), предполагающего сложение по модулю 2 (XOR) символов криптографического ключа с битовыми символами пересылаемого сообщения [7]. Причем каждый символ сообщения шифруется новым случайным символом криптографического ключа. Хранение криптографических ключей производится во встраиваемой базе данных SQLite. После однократного использования криптографический ключ удаляется из базы данных.

Следует отметить, что в данной работе для проверки корректности работы программного обеспечения заполнение базы данных происходило криптографическими ключами, сформированными с помощью квантового генератора случайных чисел (КГСЧ). На рисунке 2 представлена блок-схема КГСЧ. Излучение с длиной волны 1550 нм от полупроводникового лазера, работающего в импульсном режиме с частотой следования импульсов 5 МГц, ослабляется постоянными и переменным аттенюаторами до величины, соответствующей 0,1 фотону на импульс, и регистрируется детектором одиночных фотонов. Управление лазером и сбор данных с детектора

осуществляется с помощью платы ввода-вывода NI PCIE 7841R, установленной в персональном компьютере. Производится измерение времени между срабатываниями детектора Δt. Генерация случайной битовой последовательности основана на сравнении двух соседних значений Δt.

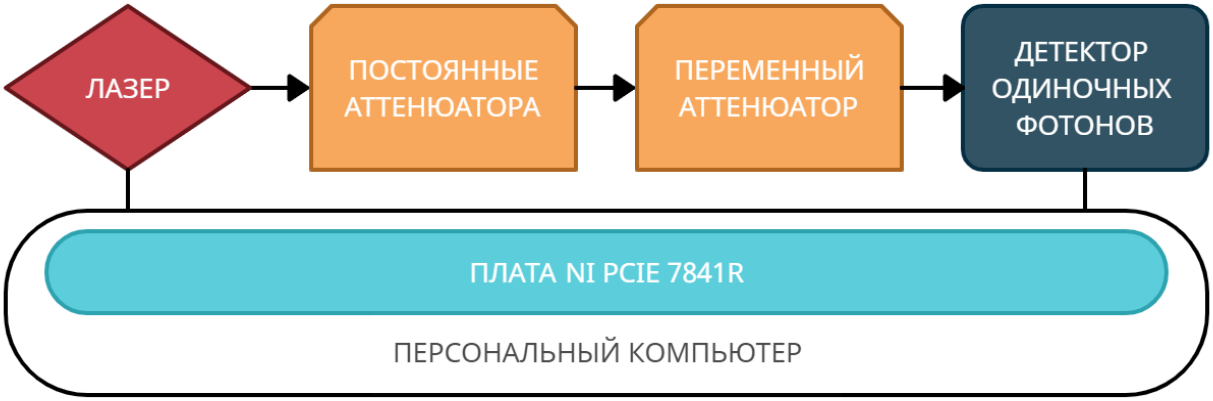


Рис.2 Блок-схема квантового генератора случайных чисел

Для имитации атак на канал связи помимо клиентов Алисы и Боба к серверу подключался клиент злоумышленника. Проведенные тестовые запуски программного обеспечения с криптографическими ключами, сгенерированными квантовым генератором случайных чисел, показали, что клиент-серверное приложение работает корректно. В дальнейшем планируется объединить разработанный мессенджер с установкой квантового распределения ключей, произведенной ООО «КуРэйт» [9].

Список публикаций:

[1] Bennet C.H., Brassard G. // Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, Systems, and Signal Processing. New York: IEEE Publ., 1984. P. 175.
[2] Bennett C.H., Bessette F., Brassard G. et al. // J. Cryptology. 1992. Vol. 5. P. 3.
[3] Elliott C.H. Building the quantum network // New Journal of Physics. 2002. Vol. 4. 46.
[4] Peev M., Pacher C., Alléaume R. et al. // New Journal of Physics. 2009. Vol. 11. 075001.
[5] Sasaki M. // Quantum Science and Technology. 2017. Vol. 2, no. 2. 020501.
[6] Joshi S.K., Aktas D., Wengerowsky S. et al. // Science Advances. 2020. Vol. 6, no. 36. eaba0959.
[7] Шнайер Б. Прикладная криптография. Протоколы, алгоритмы и исходный код на Си. М.: Издательство ТРИУМФ, 2002. 816 с.
[8] Арораа Г., Чилберто Дж. Паттерны проектирования для C# и платформы .NET Core. СПб.: Питер, 2021. 352 с.
[9] Rodimin V.E., Kiktenko E.O., Usova V.V. et al // Journal of Russian Laser Research. 2019. Vol. 40, no. 3. P. 221.

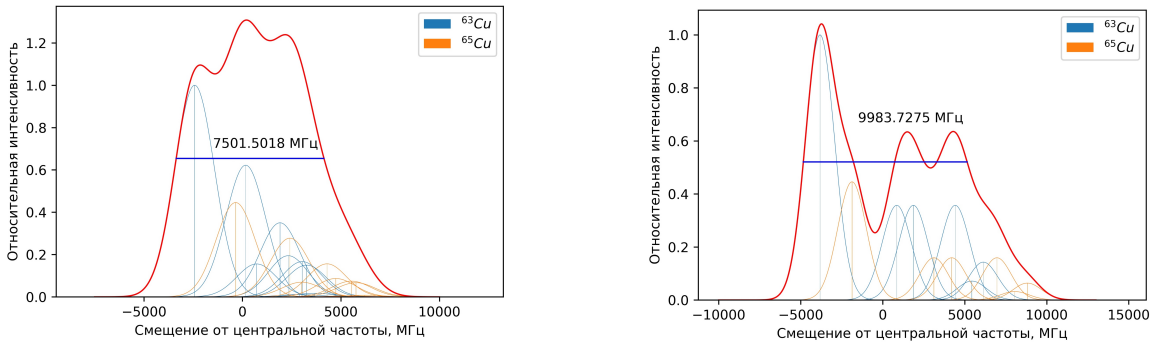
Оценка предельных температур широкополосной засветки в высокоскоростных активных оптических системах

Торгаев Станислав Николаевич[1,2]
Каширский Данила Евгеньевич1
Кулагин Антон Евгеньевич[2]
Евтушенко Геннадий Сергеевич[2,3]
[1]*Национальный исследовательский Томский государственный университет*
[2]*Национальный исследовательский Томский политехнический университет*
[3]*Федеральное государственное бюджетное научное учреждение Научно-исследовательский институт – Республиканский исследовательский научно-консультационный центр экспертизы*
E-mail: torgaev@mail.tsu.ru

На сегодняшний день активные среды на парах металлов находят широкое применение в качестве усилителей яркости в активных оптических системах. Данные системы позволяют осуществлять диагностику объектов и процессов, находящихся в экстремальных условиях, которые сопровождаются наличием мощной фоновой засветки [1]. Применение активных сред на парах металлов обусловлено такими их свойствами как высокое усиление, импульсно-периодический режим работы и узкая ширина спектра усиления. При этом повышение скорости визуализации возможно за счет разработки высокочастотных усилителей яркости (более 100 кГц). Работа при таких частотах следования импульсов накачки обеспечивается в активных средах малого объема и при соблюдении режима пониженного энерговклада в разряд. В данном случае происходит уменьшение энергии собственных шумов усилителя яркости, что может привести к искажениям, получаемых изображений, при сравнительно невысоких яркостных температурах засветки. Данная работа направлена на теоретическое исследование предельных температур широкополосной засветки в высокоскоростных активных оптических системах.

Оценка предельных температур осуществлялась по методике, описанной в работах [2]. Для проведения подробных исследований для различных частот следования требуется определенный набор данных: диаметр пучка, температура газа и т.д. Однако получение данных параметров экспериментальным путем весьма затруднительно. В связи с этим исследования высокочастотных активных сред на парах бромида меди проводились с привлечением детальной кинетической модели [3-5]. Моделирование проводилось для газоразрядной трубки диаметром 0,7 см и длиной активной зоны 28 см при частотах следования импульсов накачки от 150 до 300 кГц.

Оценки предельных температур требует детального учета уширения линий активной среды для длин волн 510,6 и 578,2 нм. Атомы меди обладают ненулевым магнитным дипольным моментом и электрическим квадрупольным моментом, что приводит к расщеплению атомных уровней на ряд сверхтонких компонент. Частоты сверхтонких компонент и относительные интенсивности переходов между ними для смеси двух стабильных изотопов ^{63}Cu и ^{65}Cu определялись по соотношениям, представленным в [6-9]. Профиль линии излучения лазера моделировался как свертка профилей Фойгта (естественное, столкновительное и доплеровское уширение) [9] всех сверхтонких компонент с учетом их относительной интенсивности и изотопной распространенности. На рисунке 1 представлены контуры зеленой и желтой линий излучения активной среды на парах бромида меди.



а б

Рис. 1. Контур зеленой (а) и желтой (б) линии излучения активной среды на парах бромида меди

Таким образом, учет расщепления атомных уровней на сверхтонкие компоненты позволяет более детально выполнить оценки собственных шумов усилителей яркости на парах бромида меди. В частности, при учете только доплеровского уширения, без расщепления линий, ширина спектра получается примерно в 3 раза меньше. Привлечение методов кинетического моделирования позволил выполнить оценки для активных сред различной геометрии работающих в широком диапазоне частот (от 150 до 300 кГц). Также были выполнены оценки

предельных температур внешних фоновых засветок при работе активных сред в качестве усилителей яркости в задачах визуальной диагностики быстропротекающих процессов.

Список публикаций:

[1] Evtushenko G.S., Torgaev S.N., Trigub M.V., Shiyanov D.V., Evtushenko T.G., Beloplotov D.V., Lomaev M.I., Sorokin D.A., Tarasenko V.F. Methods and Instruments for Visual and Optical Diagnostics of Objects and Fast Processes. NOVA Science Publishers, 2018. 250 p. ISBN: 978-1-53613-568-5, ISSN: 2473-3679.

[2] Торгаев С.Н., Чертихина Д.С., Шаклунов А.А. // Вестник науки Сибири. 2013. Vol. 8, no. 3. P. 6-12. (ISSN: 2226-0064)

[3] Torgaev S.N., Kulagin A.E., Evtushenko T.G., Evtushenko G.S. // Optics Communications. 2019. Vol. 440, P. 146-149. (DOI: 10.1016/j.optcom.2019.01.061, ISSN: 00304018)

[4] Evtushenko G.S., Torgaev S.N., Trigub M.V., Shiyanov D.V., Evtushenko T.G., Kulagin A.E. // Optics Communications. 2017. Vol. 383, P. 148-152. (DOI: 10.1016/j.optcom.2016.09.001, ISSN: 00304018)

[5] Torgaev S.N., Kulagin A.E., Evtushenko G.S. // Optics Communications. 2020. Vol. 460. P. 1-6. (DOI: 10.1016/j.optcom.2019.125136)

[6] Tenenbaum J., Smilanski I., Gabay S. et al. // Optics Communications. 1980. Vol. 32, no. 3. P. 473.

[7] Sobel'man I.I. Introduction to the theory of atomic spectra. Oxford: Pergamon Press, 1972. 626 p.

[8] Sato M. // Progress of Theoretical Physics. 1955. Vol. 13, no. 4. P. 405.

[9] Milonni P.W., Eberly J.H. Laser physics. Hoboken: John Wiley & Sons, Inc., 2010. 848 p.

[8] Тарасенко В. Ф., Бакшт Е. Х., Ерофеев М. В., Бураченко А. Г. // Оптика и спектроскопия. 2021. Т. 129. № 6. С. 569.

Современные измерительные средства и технологии

20-22 октября 2021, Томск

Профилометрия на основе активной ИК локации

Хмелев Виталий Леонидович,
Фоминых Александра Федоровна
Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

E-mail: alexandrafedorovna02@gmail.com

Развитие мобильных автодорожных лабораторий привело к необходимости создания средств контроля качество дорожного покрытия. Такие лаборатории перемещаются в потоке машин и должны производить оценку качества на скоростях не менее 20-30 км/ч. Сбор информации о качестве дорожного покрытия, позволит ремонтным службам вовремя осуществлять необходимый ремонт. А также собранную информацию можно будет применять для корректирования траектории движения и скоростного движения участников дорожного движения с учётом текущего состояния дорожного покрытия. Здесь мы рассматриваем один из аспектов определения качества дорожного покрытия [1] –профилометрию дорожного полотна. В результате эксплуатации автодорожного покрытия нарушается заданная плоскость профиля, этот процесс становится заметен и проблематичен уже в фазе разрушения дорожного полотна. Так же нарушения формы профиля может быть следствием неправильной укладки асфальта. Для отслеживания предполагается использовать оптическую лучевую локацию.

Оптический блок излучает инфракрасный пространственно-структурированный свет, который отражаясь от поверхностей внутри сцены принимается инфракрасной камерой. Данные об изменение пространственной структуры излученного света позволяют построить карту глубины поверхностей внутри захваченной схемы. Так оптический блок оснащен камерой оптического диапазона, что позволяет, используя методы компьютерного зрения для склейки карт глубины. Так как каждое оптическое изображения и синтезированное изображение снимаются из жестко фиксированных относительно друг друга положений, то трансформации необходимые для склейки будут одинаковы для обоих типов изображений.

Для проверки возможности применения активной ИК локации в качестве метода получения дорожного профиля мы должны оценить точность построения карты глубины. Для оценки точности нужно провести статистические исследования на большой выборке результатов измерения [2]. Один из основных экспериментов направлен на выявление расстояния, при котором наиболее точно происходит захват изображения, на примере QR-кода.

В статье описывается две экспериментальные схемы, в обоих мы использовали программируемую систему механического сканирования. В первом случае мы определяли точность продольной координаты, путем размещения мишени и множественно отдаляли, и приближали камеру, что позволило собрать статистическую выборку и расчисть отклонение по формуле:

$$S = \sqrt{\sum_{i=1}^{N} \frac{\left(\vartheta_{pos} - (m_{pos} + d)\right)^2}{N}}, \qquad (1)$$

где S – статистическое отклонение, N – количество измерений, d – расстояние от максимального приближения камеры до изображения, m_{pos} – расстояние, в пределах которого перемещается камера, ϑ_{pos} – расстояние от камеры до изображения.

Вторая экспериментальная схема проверяет пространственное разрешение в плоскости параллельной плоскости сканирования. На фанерной доске произведена фрезеровка в виде одинакового размера фигур, с изменением расстояния между ними, шаг уменьшался на 0.5 мм. Данная часть эксперимента направлена на определение разрешающей способности. Второй рисунок состоял из 10 фигур, но расстояние между ними постоянно. Но размер самих фигур изменялся на 30% каждый шаг. В результате данной части должен быть определен минимальный размер дефекта, который мы можем распознать ИК-камерой

Список публикаций:

[1] Суханов Д.Я., Калашникова М.А. // Акустический журнал: Издательство Науки. 2014. Т. 60. № 3. С. 279.
[2] Khmelev V.L., Fominykh A.F.// JPCS 2021. Vol. 1843, doi:10.1088/1742-6596/1843/1/012024

Разработка системы контроля уровня и скорости потока природного сырья на предприятиях добывающих отраслей

Криницкий Алексей Дмитриевич
Доценко Ольга Александровна
Томский государственный университет
E-mail: krinitskii1999@mail.ru

В докладе представлена концепция системы контроля высоты заполнения технологического аппарата материалом рабочей среды и скорости его подачи. Разработана структурная схема и прототип устройства. Проведены эксперименты и показана работоспособность прототипа.

Ключевые слова: измерительное устройство, уровень, Arduino UNO, ультразвуковой датчик, Wi-Fi, поток, датчик вращения.

Введение

В настоящее время возрастает спрос на современные системы контроля технологических процессов [1], в частности, необходимы точные и доступные устройства измерения показателей потока сырья для безаварийной работы и минимизации простоев производства. Такие системы используются на различных предприятиях добывающей промышленности: сельском хозяйстве, нефтехимической области, горно-обогатительной и металлургических отраслях, пищевой промышленности, машиностроении и т.д. [2, 3]. Контроль уровня сырья и скорости подачи позволяет решить некоторые важные производственные задачи. Так, например, один час простоя транспортной или конвейерной ленты в металлодобывающей отрасли может обойтись предприятию в несколько миллионов рублей, а обрыв конвейерной ленты добавит дополнительные расходы на ее ремонт. На российских предприятиях имеются подобные системы контроля как российского, так и иностранного производства, но их стоимость зависит от курса доллара. Также разрабатывается государственная программа Российской Федерации о «Развитии электронной и радиоэлектронной промышленности», направленная на поддержку разработки отечественного оборудования для разных отраслей народного хозяйства.

Целью работы является разработка автоматизированной системы контроля уровня и скорости потока сырья на конвейере. Такая система поможет частично решить проблему импортозамещения в данной области, предотвратить простои производства из-за аварийных ситуаций, отслеживать состояние конвейеров в режиме реального времени, снизить стоимость устройств данного типа, т.к. подобные уже имеются, но обладают большой ценой.

На данный момент существует большое количество различных датчиков уровня сырья, работающих как одиночно, так и в составе автоматизированных комплексов. Основными видами измерителей, используемых для подобных типов материалов, являются контактные и бесконтактные датчики. Представителями первых являются емкостные и электронные. Главными недостатками таковых является невозможность их использования там, где возникает налипание и вспенивание материала среды на датчик. Также подобные измерители имеют свойство изнашиваться вследствие контакта с материалом и не обладают высокой точностью, что уже ставит под вопрос их использование в данной работе. К бесконтактным измерителям относятся оптические, ультразвуковые и другие типы устройств. Они обладают высокой точностью и большей износостойкости по сравнению с предыдущими датчиками, что увеличивает область предприятий для их применения.

В ходе изучения различных типов датчиков было установлено, что лучшими являются ультразвуковые из-за своей небольшой стоимости, возможности измерения расстояния до сыпучих, жидких, прозрачных и отражающих веществ и работы в суровых условиях, к которым относятся: работа в условиях большого количества пыли, грязи, высокой влажности и температуры [4].

Приборы и методика

Для достижения цели была разработана концепция системы контроля уровня сырья и скорости движения потока, состоящая из микроконтроллера ATmega 328P – базовой части платформы Arduino Nano, двух ультразвуковых датчиков (УЗД) HC-SR04, Wi-Fi модуля ESP-01 и датчика скорости вращения FC-03.

Блок-схема алгоритма работы устройства представлена на рис.1.

Рис. 1 Блок-схема алгоритма работы системы контроля

Для простоты понимания рассмотрим работу системы на примере горнодобывающей промышленности. Работа системы заключается в следующем: первый УЗД, измеряющий уровень насыпного материала, крепится над лентой, подающей материал на последующий этап обработки; второй УЗД, измеряющий наличие материала на конвейере, крепится на выходе подающей ленты. Датчик скорости вращения необходим для контроля минимальной скорости вращения ленты и мгновенного оповещения при достижении скорости ниже заданного порога. Данные с датчиков передаются с помощью Wi-Fi модуля в режиме реального времени на локальный сервер.

В качестве модели конвейерной ленты использовалась дорожка из картона, которая двигалась вручную. Над ней крепился ультразвуковой датчик, измеряющий уровень насыпного материала. Наличие потока и скорости движения ленты измерялись отдельно, имитируя реальные условия работы конвейера. Для оценки реакции устройства на отражение ультразвука от разных материалов брались: кирпич, щебень, стекло, пластиковые бутылки.

Результаты

Все результаты были получены с помощью сервера open.monitoring, на который передавались данные датчиков (рис. 2). В ходе проведения эксперимента результаты измерений показали, что в среднем относительная погрешность определения величины уровня потока сырья составляет примерно 7%. Меньше всего погрешность датчика уровня оказалась при измерении потока кирпичей и щебня – порядка 5%. Для стекла и пластиковых бутылок погрешность составила около 9-10%, что, учитывая габаритные размеры конструкции, не внесет критических ошибок.

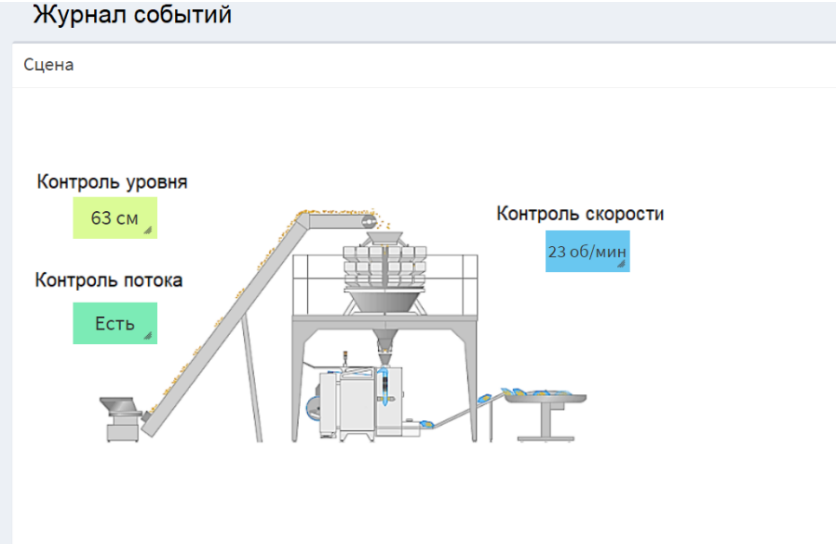


Рис. 2 Вывод показаний датчиков на сервер

В результате проведенных испытаний было выявлено, что ультразвуковой датчик HC-SR04 достаточно хорошо справляется с измерением расстояния до выбранных материалов, хоть и с небольшой погрешностью. В алгоритме обработки данных необходимо учесть факт, что изменение температуры влияет на скорость распространения звуковых волн. В будущем система может иметь широкий спектр направлений для улучшения из-за большой области применения.

Список публикаций:

[1] Радиоэлектронная промышленность. Актуальные задачи – URL: https://minpromtorg.gov.ru/activities/industry/otrasli/radio/ (дата обращения 24.05.2021)

[2] Контроль заштыбовки перегрузочной течки. – URL: https://www.elec.ru/articles/kontrol-zashtybovki-peregruzochnoj-techki/ (дата обращения 24.05.2021)

[3] Микроволновой сигнализатор уровня/затора – датчик заштыбовки INNOLevel MicroPulse. – URL: https://www.kip59.ru/katalog/datchiki919086/datchiki-kontrolja-i-izmerenija-urovnja-sypuchih-materialov-i-zhidkih-sred-innolevel/beskontaktnyi-signalizator-innolevel-micropulse/ (дата обращения 25.05.2021)

[4] Мельников А.А. Ультразвуковые преобразователи в средствах измерения. – М.: Компания Спутник+, 2010. – 154 с.

Программно-аппаратный комплекс на платформе Agilent E4285A-LabVIEW для измерения диэлектрической проницаемости материалов конденсаторным методом

Жуков Андрей Александрович
Журавлев Виктор Алексеевич
Атамасов Василий Викторович
Маленко Григорий Игоревич
Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия
E-mail: gyk@mail.tsu.ru

Диэлектрическая проницаемость является важнейшим электрофизическим параметром материалов. Обычно, для ее измерения используется дорогостоящее оборудование. Для этих целей в настоящее время широко используется универсальные измерители, такие как LCR Agilent E4980A [1,2] и GW Instek LCR-78101G [3], которые позволяют получать данные о различных параметрах материалов с относительно высокой точностью.

Выбор измерительной платформы и программного обеспечения, используемого для сбора, обработки и передачи, принятых от измерительной аппаратуры данных, позволяет автоматизировать процесс измерений.

В настоящее время для взаимодействия измерительных комплексов с компьютером, ввода и обработки измеряемых параметров широко используется среда графического программирования LabVIEW. На основе этой среды программирования и прецизионного измерителя LCR Agilent E4285A авторами разработан программно-аппаратный комплекс для автоматизации процесса измерения диэлектрической проницаемости материалов. Внешний вид комплекса приведен на рис. 1.

Рис.1 Внешний вид программно-аппаратный комплекса

В качестве объектов для исследования были выбраны керамические подложки разной диэлектрической проницаемости с двухсторонней металлизацией медью и материал для СВЧ подложек фирмы «Rogers».

Измерения проводились конденсаторным методом [4]. Этот метод заключается в измерении емкости конденсатора и дальнейшем перерасчете по формулам (1) и (2) в мнимую и действительную части комплексной диэлектрической проницаемости [5]:

$$\varepsilon' = \frac{(\omega C_0)^{-1} Z''}{(Z')^2 + (Z'')^2}. \quad (1)$$

$$\varepsilon'' = \frac{(\omega C_0)^{-1} Z'}{(Z')^2 + (Z'')^2}, \quad (2)$$

где ε' и ε" – действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости соответственно, Z' и Z''– действительная и мнимая части комплексного импеданса, C_0 – ёмкость пустого конденсатора, ω – циклическая частота.

В системе программирования LabVIEW был взят пример программы работы с прецизионным измерителем Agilent E4285A. Для проведения измерений частотной зависимости исследуемых образцов в эту программу были внесены изменения. Блок-диаграмма программы управления прецизионным измерителем Agilent E4285A приведена на рис. 2. Добавленные авторами блоки программы выделены нумерованными рамками. Блоки 1 и 4

создают папку для записи файла результатов измерений. Блок 2 позволяет изменять имя этого файла: в названии указывается либо номер образца, либо дату и время проведения измерения. Блок 3 реализует измерения для фиксированного уровня напряжения при изменяющейся частоте.

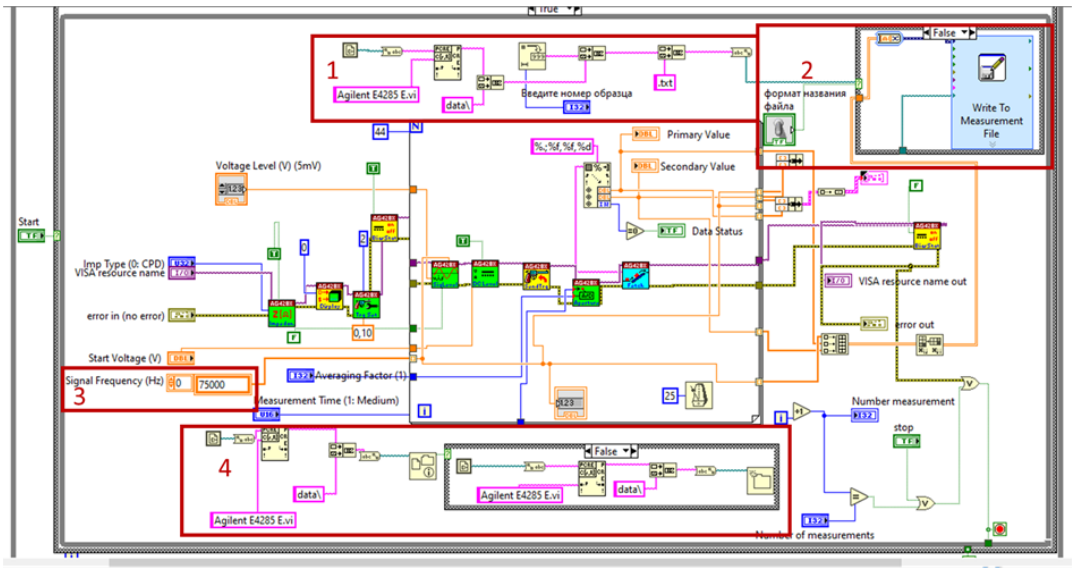


Рис.2 Блок-диаграмма программы управления прецизионным измерителем Agilent E4285A

Обработка результатов измерений производится отдельной программой. Блок-диаграмма программы обработки результатов измерений приведена на рис 3. В этой программе производится расчёт искомых величин, построение спектральных зависимостей действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости, создание папки и последующая запись конечных данных в файлы.

В программе задаются геометрические параметры образца. Значения действительной и мнимой частей импеданса, а также частот, на которых проводились измерения, программа считывает самостоятельно из файлов, полученных на первом этапе измерения. Результатом работы программы является создание на внешнем носителе папки с измеренными параметрами на калибровочных частотах прецизионного измерителя и построение на лицевой панели программы спектров действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости исследуемого материала.

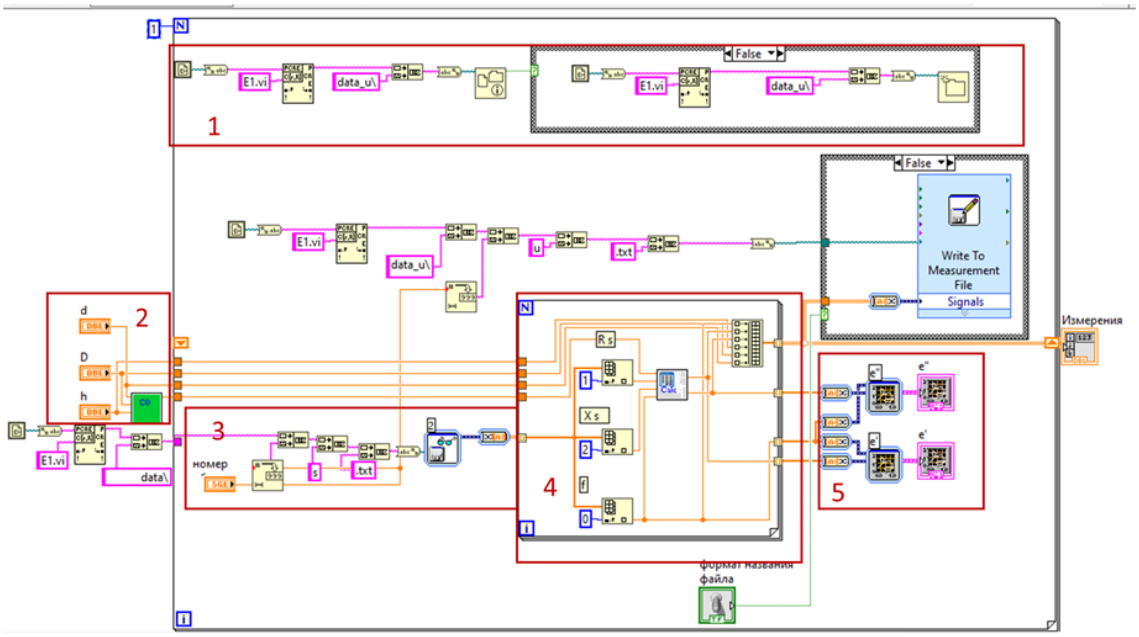


Рис.3 Блок-диаграмма программы обработки результатов измерений

Спектры действительной части диэлектрической проницаемости исследуемых образцов приведены на рис. 4.

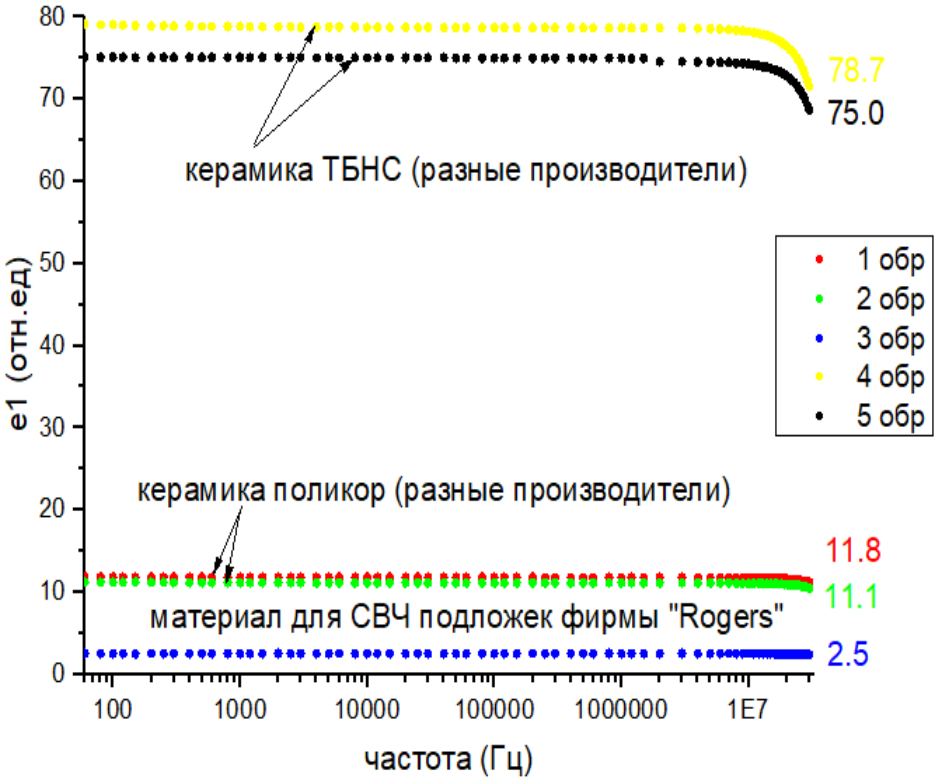


Рис.4 Спектры действительной части диэлектрической проницаемости исследуемых образцов

Так как объектами исследования являлись образцы, с известными границами значений комплексной диэлектрической проницаемости, то оценка погрешности измерений не производилась. Значения, измеренные программно-аппаратном комплексом, полностью попадают в эти границы, для каждого образца.

Разработанный программно-аппаратный комплекс для автоматизированного измерения спектров диэлектрической проницаемости в широком диапазоне частот на базе прецизионного измерителя LCR Agillent E4285A и среды проектирования виртуальных приборов LabVIEW значительно сокращает время проведения измерений.

Анализ полученных результатов показал возможность внедрения рассмотренного комплекса в реальный измерительный процесс.

Список публикаций:

[1] Фролов К. О., Доценко О. А. // NI academic days 2017. Москва. 2017. С. 8-10.
[2] Атамасов В. В., Жуков А. А., Маленко Г. И. // Актуальные проблемы радиофизики (АПР 2019). VIII Международная научно-практическая конференция. 2019. С. 475-477.
[3] Шиганов А. // Компоненты и Технологии. 2010. Т.6., №107. С. 150-151.
[4] Брандт А.А., Костиенко А.И., Плакше Л.Ю., Страхова Т.С. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. М.: Изд-во физ.-мат. лит., 1963. 404с.
[5] Журавлев В. А., Сусляев В. И., Журавлев А. В., Коровин Е. Ю. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2017. Т.60, № 11. С. 40-46.

Влияние тонального акустического шума с частотой 100 Гц на простые сенсомоторные реакции человека

[1]***Мейнерт Елена Константиновна***
[1, 2] *Соловьев Андрей Вениаминович*
[1]*Национальный исследовательский Томский государственный университет*
[2]*Томский научный центр СО РАН*
E-mail: meinert.elena@gmail.com

Акустические шумы являются общебиологическим раздражителем. Они вызывают сдвиги в различных функциональных системах организма человека, приводя помимо прочего к нарушениям периферического кровообращения и изменению артериального давления. Акустические шумы влияют не только на слуховой анализатор, но и на структуры головного мозга. Изменения со стороны нервной системы при действии интенсивного шума значительно более выражены, чем в развитии тугоухости. Шум оказывает на человека психологическое воздействие, создавая значительную нагрузку на его нервную систему [1]. Акустический шум приводит к снижению производительности труда, способствует развитию утомления. Однако на сегодняшний день фактически отсутствует системное описание закономерностей и механизмов подобного воздействия. В частности мало изучена степень изменения скорости реакции человека во время действия шума.

Под скоростными способностями понимают возможности человека, обеспечивающие ему выполнение двигательных действий в минимальный для данных условий промежуток времени [2]. Все двигательные реакции, совершаемые человеком, делятся на две группы: простые и сложные. Ответ заранее известным движением на заранее известный сигнал (зрительный, слуховой, тактильный) называется простой сенсомоторной реакцией. Примерами такого вида реакций являются начало двигательного действия (старт) в ответ на выстрел стартового пистолета в легкой атлетике или в плавании, прекращение нападающего или защитного действия в единоборствах или во время спортивной игры при свистке арбитра и т.п. Быстрота простой реакции определяется по так называемому латентному (скрытому) периоду реакции — временному отрезку от момента появления сигнала до момента начала движения.

Несмотря на то, что исследование времени простых реакций человека было начато астрономами еще в первой половине IX века, а затем было продолжено физиологами и психологами в XX веке, интерес к данному направлению не угасает до сих пор. В настоящее время относящиеся сюда исследования проводятся в различных лабораториях по всему миру [3]. Исследования времени простых реакций человека представляют как научный, так и практический интерес. С научной точки зрения время простой реакции выступает как особый объект психофизиологического исследования, поскольку изучается влияние на быстроту реакции различного рода внешних и общеорганических факторов. На время реакции человека влияет совокупность факторов связанных со стимулом (тип и его характеристики), внутренние факторы (субъективные особенности испытуемых) и внешние факторы (тип и характеристики фоновых физических полей). Разрабатываются все более точные методики измерения важнейших компонентов совокупного времени реакции, например, скрытого времени сенсорных процессов и центральной переработки воспринимаемой человеком информации. Практическая ориентация такого рода исследований связана с потребностями изучения систем человек-машина в целях развития промышленной и военной техники, а так же с теоретико-информационным подходом к изучению пропускной способности человеческого звена в сложных каналах связи. Оценка степени влияния уровня акустических полей в целом и тонального низкочастотного шума в частности затрагивает как научную, так и практическую составляющую данной проблематики, поскольку в сложных системах взаимодействия человек – машина акустический шум выступает важным фактором влияния.

Шумом называют беспорядочные колебания различной физической природы, отличающиеся сложностью временной и спектральной структуры. Первоначально понятие шума относилось исключительно к звуковым колебаниям. С физиологической точки зрения акустический шум – это всякий неблагоприятно воспринимаемый человеком звук, оказывающий раздражающее воздействие. Акустические шумы воспринимаются человеком как беспорядочные и зачастую непериодические колебания звукового давления. Характеристики шумов напрямую связаны с их источниками. Различают источники шумов естественного и техногенного происхождения.

Акустические шумы от техногенных источников могут быть электромагнитной природы. Примером такого шума может служить шум от трансформатора при протекании через него переменного тока. Переменный ток в катушке трансформатора создает вокруг него переменное магнитное поле той же частоты. Вследствие явления магнитострикции происходит изменение линейных размеров сердечника трансформатора с удвоенной частотой, поскольку изменение размеров не зависит от направления поля. Поэтому «гул» от трансформатора для стандарта частоты переменного напряжения, принятого в России и Европейских странах, будет с основной гармоникой 100 Гц, а для стандарта, принятого в странах Северной и Латинской Америки – 120 Гц. Современный человек, окруженный многочисленными бытовыми и промышленными приборами, находится в поле не только электромагнитного, но и акустического воздействия. Влияние тональных акустических шумов на

функциональное состояние организма человека и является объектом исследований. Поскольку в РФ принят стандарт напряжения сети с частотой 50 Гц, то в качестве влияющего на человека фактора целесообразно выбрать тональный акустический шум с частотой 100 Гц. Целью работы является выявление степени влияния уровня тонального акустического шума с частотой 100 Гц на простые сенсомоторные реакции человека и реакцию обнаружения.

Для воспроизведения звука использовался динамик, конструктивно оформленный в виде сабвуфера, подключенного к персональному компьютеру через усилитель. Данная установка позволяет генерировать сигнал с частотой от 3 Гц и выше. На усилитель с выхода звуковой карты поступает сгенерированный при помощи программного обеспечения «Двухканальный генератор частот» сигнал с частотой 100 Гц с выбранной оператором интенсивностью.

Для измерения времени реакции использовалось программное обеспечение для мобильных устройств «Время реакции». В основу программы заложено измерение времени отклика человека (касание определенной области поверхности экрана устройства) на внешние воздействия, которые синтезирует мобильное устройство – это изменение цвета фигуры на экране, подача звукового сигнала, вибрация самого устройства. А так же анализ времени реакции обнаружения посредством зрительно-двигательного анализатора, который реализуется случайным появлением изображения на экране в различных координатах, необходимо принять решение, где она находится, и произвести касания экрана. Интервал между появлениями стимулов носит случайных характер.

В экспериментах для оценки изменения скорости реакции человека при воздействии тонального акустического шума с частотой 100 Гц в качестве испытуемых участвовало 4 волонтера мужского пола: В1 – 22 года, В2 – 43 года, В3 – 46 лет, В4 – 49 лет. Для каждого волонтера было проведено 6 экспериментальных серий. Структура каждой экспериментальной серии заключалась в следующем: на первом этапе волонтер проходил контрольное тестирование времени реакции без воздействия шумовых раздражителей. Фоновое значение шума на частоте 100 Гц при этом составляло 35 дБ. На втором этапе с помощью звукового генератора и акустической системы создавался тональный акустический шум на частоте 100 Гц с интенсивностью 45 дБ. Волонтер находился под воздействием данного шума 2 минуты и затем проходил аналогичную процедуру тестирования времени реакции. После прохождения тестирования тональный шум выключался. Волонтер находился 2 минуты под воздействием фонового шума и затем проходил ту же самую процедуру тестирования. Следующие этапы экспериментальной серии заключались в том, что данная процедура повторялась с интенсивностью тонального шума 55 дБ, 65 дБ, 75 дБ и 85 дБ.

Расчет усредненной последовательности времени реакции методом наложения эпох по формуле 1:

$$\langle \tau_i \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^{N} \tau_j \, (L_i) \qquad (1)$$

где $L_i = [35; 45; 35; 55; 35; 65; 35; 75; 35; 85]$ – значения уровня тонального шума в дБ, N – число экспериментальных серий. $<\tau_i>$ представляет собой среднее значение по ансамблю реализаций значений времени реакции $\tau_j(Li)$.

Затем производился расчет относительного изменения времени реакции при действии тонального акустического шума по формуле 2:

$$\tau'_i = \frac{\langle \tau_i \rangle - \langle \tau_1 \rangle}{\langle \tau_1 \rangle} \times 100\% \text{ при } i = 2, 4, 6, 8, 10, \qquad (2)$$

где $\langle \tau_1 \rangle$ – среднее время реакции до воздействия тональным акустическим шумом (измерение номер 1 в экспериментальной серии).

На рисунках 1 а, б, в и г представлены изменения средних значений времени простой зрительно-моторной реакции (ПЗМР), простой слухо-моторной реакции (ПСМР), простой тактильно-моторной реакции (ПТМР) и реакции обнаружения (РО) соответственно в экспериментальных сериях для четырех волонтеров, расчитанных по алгоритму описанному выше. Результаты расчетов позволили выявить некоторые закономерности.

Первое, что следует отметить – это пропорциональное увеличение отклонения времени всех анализируемых простых реакций человека с увеличением интенсивности тонального акустического шума с частотой 100 Гц. Если для уровня шума с уровнем 45 дБ значения отклонений времени простых сенсомоторных реакций составляют еденицы процентов, то придействии шума с уровнем 85 дБ отклонения премени ПЗМР достигают значений 9-22%, ПСМР – 14-22%, ПТМР – 12-18%. Отклонения времени РО для волонтеров группы мужского пола в среднем увеличиваются от 2% во время действия шума с уровнем 45 дБ до 8% во время действия шума с уровнем 85 дБ.

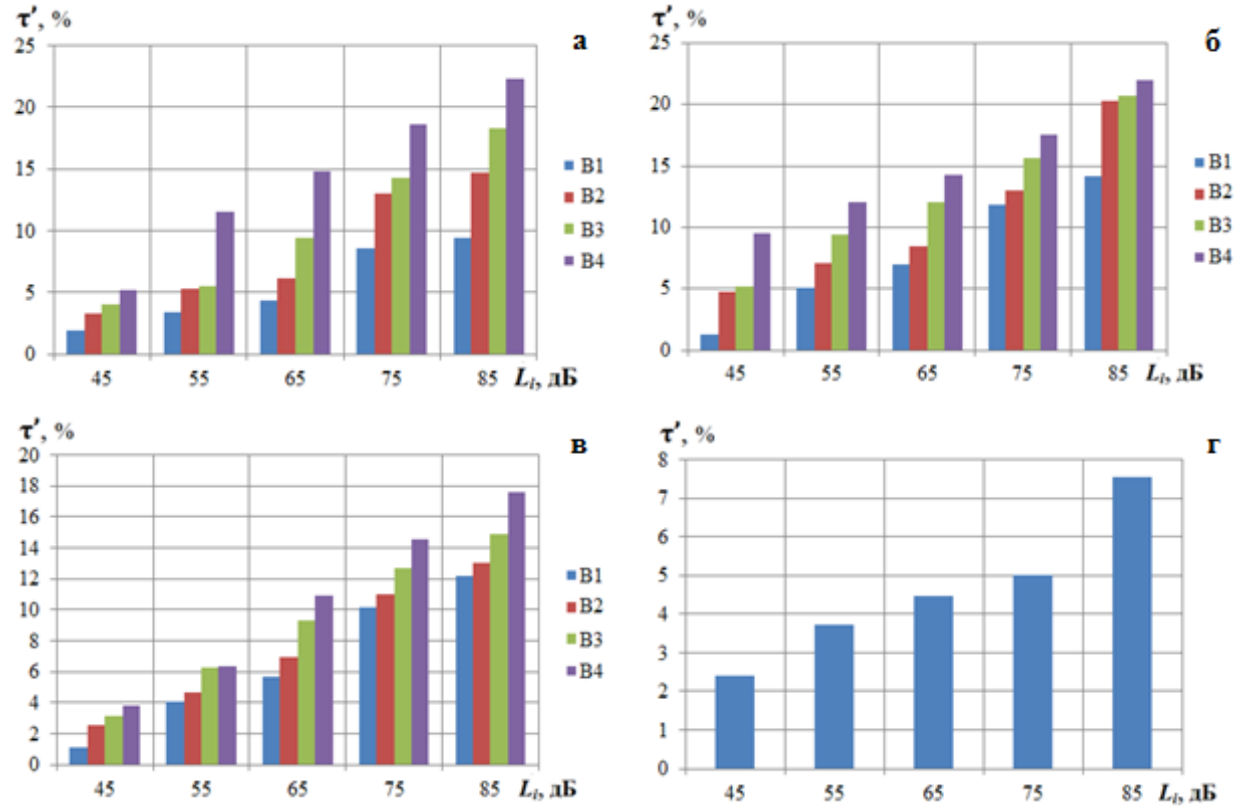


Рис. 1. Изменения времени ПЗМР (а), ПСМР (б), ПТМР (в) и РО (г)

Функциональная зависимость относительного отклонения простого времени реакции от уровня тонального акустического шума с частотой 100 Гц для всех волонтеров В1-В5 имеет экспоненциальный вид:

$$\tau' = \tau_0 e^{\alpha L}$$

где параметр τ_0 – подгоночный параметр в %, α – показатель роста удельного времени простых реакций в обратных децибелах [1/дБ], L – уровень тонального акустического шума на частоте 100 Гц. Значения τ_0 и α для волонтеров мужского пола приведены в таблице 1. Анализ отклонений времени простых сенсомоторных реакций (рисунок 1) показал, что для группы волонтеров мужского пола наблюдается тенденция увеличения отклонений времени простых реакций с увеличением возраста волонтера при одних и тех же уровнях действия тонального акустического шума. При этом данная тенденция близка к линейной и сохраняется для всех уровней действия тонального акустического шума и всех исследуемых видов простых реакций человека.

Таблица 1 – Значения коэффициентов и величины доверительности аппроксимации

Волонтер	ПЗМР			ПСМР			ПТМР		
	τ_0	α	R^2	τ_0	α	R^2	τ_0	α	R^2
B1	0.33	0.041	0.96	0.15	0.056	0.88	0.12	0.057	0.90
B2	0.57	0.039	0.95	0.98	0.035	0.98	0.46	0.041	0.97
B3	0.67	0.040	0.99	1.35	0.033	0.96	0.68	0.038	0.94
B4	1.41	0.034	0.88	3.81	0.021	0.99	0.75	0.039	0.96

На основании проведенных исследований можно заключить, что для всех волонтеров мужского пола участвующих в эксперименте действие тонального акустического шума с частотой 100 Гц увеличивает времена простых сенсомоторных реакций. При этом, время простых сенсомоторных реакций увеличивается в зависимости от уровня тонального шума по экспоненциальном закону. Для волонтеров мужского пола при увеличении возраста волонтера относительное изменение времени реакции при одних и тех же уровнях тонального шума увеличивается.

Список публикаций:

[1] А.В. Соловьев Акустическая экология: учеб. пособие. – Ч. 1: Звук. – Томск: Изд- тво Том. ун-та, 2018. – 338 с.
[2] Бойко Е. И. Время реакции человека. Москва: Медицина. 1964. 440 с.
[3] Robert J. Kosinski // Accessed March 1. 2005. 13 p.

Тензорный подход к реализации случайных блочных клеточных автоматов: реализация в рамках TensorFlow

Шаляпина Наталия Андреевна
Громов Максим Леонидович
Торгаев Станислав Николаевич
Матолыгин Арсений Константинович
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail: nat.shalyapina@gmail.com

Клеточный автомат (КА) представляет собой дискретную динамическую модель, функционирование которой происходит в n-мерном пространстве, представляющим собой множество ячеек одинаковой формы и размера, и дискретные промежутки времени, называемые итерациями. Каждая ячейка модельного пространства соответствует некоторой области моделируемого физического пространства и описывается набором безразмерных характеристик. Основным преимуществом КА и математических моделей, построенных на их основе, является параллелизм, заложенный в структуру автоматов. Такая особенность позволяет привлекать современные суперкомпьютеры, состоящие из большого количества ядер, для построения эффективных программных реализаций.

Формально двумерный синхронный клеточный автомат представляет собой множество $\{A_{i,j} | (i,j)\in\mathbb{Z}\times\mathbb{Z}\}$, где $A=\{S, \hat{s}, I, O, \varphi, \psi\}$ – множество автоматов Мура [1]: S – конечное непустое множество состояний автомата с выделенным начальным состоянием $\hat{s}\in S$, I – конечное множество входных воздействий, O – конечное множество выходных реакций, $\varphi: S\times I\to S$ – полностью определённая функция переходов, $\psi: S\to O$ – полностью определённая функция выходов. Каждый отдельный автомат Мура $A_{i,j}$ называется клеткой. Каждой паре (i, j) поставлено в соответствии некоторое конечное множество пар целых чисел $N_{i,j}\subseteq\mathbb{Z}\times\mathbb{Z}$, называемое окрестностью пары (i, j). Пары из $N_{i,j}$ называются соседями пары (i, j).

Правила перехода клеток из одного состояния в другое (функция φ), тип соседства клеток (правила формирования множеств $N_{i,j}$), число различных возможных состояний клеток (множество S) задают все многообразие синхронных двумерных клеточных автоматов [2].

Отдельного внимания заслуживает так называемый *блочный клеточный автомат с окрестностью Марголуса* [3] (рисунок 1). Этот автомат используется для построения модели диффузии. В модели поле автомата разбивается на два подмножества - блока: $Even=\{A_{i,j}, A_{i,j+1}, A_{i+j}, A_{i+1,j+1}\}$, $Odd=\{A_{i+1,j+1}, A_{i+1,j+2}, A_{i+2,j+1}, A_{i+2,j+2}\}$. Правила перехода таковы, что на каждом такте работы автомата определяется направление поворота блока по или против часовой стрелки равновероятно ($p_1=p_2$), либо с вероятностью $p_3=(1-p_1+p_2)$ поворота не происходит. Автомат функционирует в синхронном двухтактном режиме: на чётных тактах правила перехода примеряются к чётным блокам, на нечётных тактах – к нечётным. Изменяя p_1, p_2, p_3 и манипулируя значениями шагов во времени и пространстве, можно моделировать процесс диффузии с коэффициентом диффузии в широком диапазоне [4].

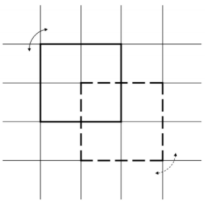


Рис. 1 – Фрагмент КА с окрестностью Марголуса

В нашей работе для построения эффективной программной реализации блочных клеточных автоматов мы предлагаем воспользоваться тензорным подходом [5]. Данный подход ориентирован на использование многоядерных видеокарт с привлечением специальной рабочей среды (фреймворка) TensorFlow для распараллеливания программ. Суть подхода заключается в следующем: 1) состояние автомата представляется в виде тензора (многомерная матрица), переход автомата из одного состояния в другое осуществляется при помощи операций над тензорами.

В ходе построения программной реализации для блочной модели обнаружены некоторые сложности (ограничения) в применении тензорного подхода. Первая (не столь критична) – функционал TensorFlow не позволяет осуществлять операции с тензорами произвольного ранга: нас, в первую очередь, интересует операция свёртки тензора с заданным ядром, когда ядро может быть тензором произвольного ранга, в TensorFlow доступна свёртка с ядром того же ранга, что и заданный тензор (например, для тензора второго ранга – случай для двумерного клеточного автомата, ядро тоже должно быть второго ранга). Вторая (более критична) – вероятностный характер поведения модели требует генерации на каждом такте работы автомата ядра свёртки определенного вида, что значительно повышает сложность алгоритма и влияет на эффективность подхода в целом. Для преодоления указанных сложностей операции поворота чётных и нечётных блоков автомата были

реализованы нами в рамках имеющейся в TensorFlow возможности внедрения собственных операция над тензорами на уровне манипуляции основными структурами данных (массивами), которыми представляются тензоры. Библиотеки разработчиков TensorFlow позволяют реализовывать операции над данными как программы для центрального процессора, так и как программы для графических ускорителей на языке CUDA от NVIDIA.

Для верификации нашей реализации модели диффузии на основе блочного синхронного клеточного автомата с окрестностью Марголуса мы повторили вычислительный эксперимент, описанный в [6]. Эксперимент состоит в вычислении глобального состояния клеточного автомата размерами 1000 на 1000 клеток после 5000 тактов работы. В качестве начального глобального состояния выбирается ситуация, в которой всё вещество сконцентрировано в центральном квадрате размером 100 на 100 клеток (рис. 2). Качественное сравнение результатов (рис. 3) позволяет заключить, что наша реализация сопоставима по точности моделирования диффузии с известными аналогами. Расчёт эволюции модели для 5000 тактов заняло для нашей системы (процессор Intel Core i7-8700K, ОЗУ 24 Гб, видеокарта NVIDIA GeForce RTX 2080 Ti, ОЗУ видеокарты 11 Гб) 10 секунд. К сожалению, авторы работы [6] не указали время работы программы для их реализации, поэтому сравнить эффективность нашей работы на данный момент не представляется возможным.

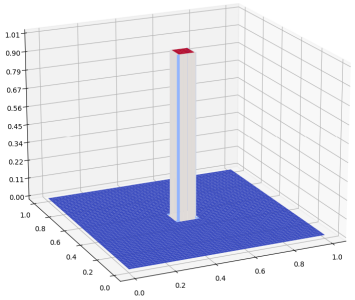
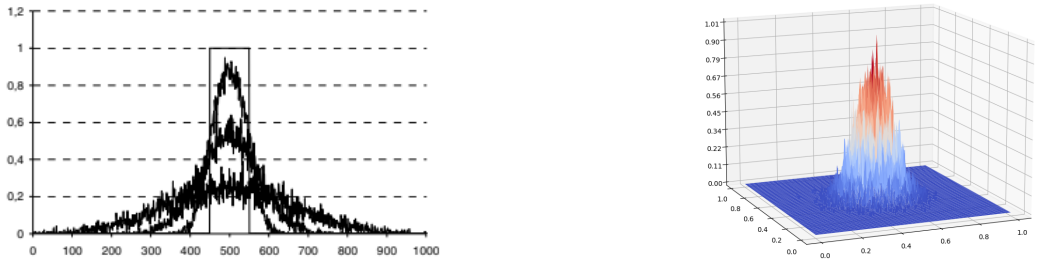


Рис. 2 – Начальное состояние автомата



а) б)

Рис. 3 – Результаты моделирования: а) из [6], б) полученные нами

В дальнейшем мы планируем провести эксперименты для выяснения эффективности нашей реализации по сравнению с известными реализациями клеточного автомата с окрестностью Марголуса для различных многопроцессорных систем.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-31-90070 Аспиранты.

Список публикаций:

[1] Moore E. F. Gedanhen-experiments on sequential machines, in C. Shannon and J. McCarthy ed. // Automata Studies Princeton University 1956. pp. 129–153.

[2] Shalyapina N. A., Gromov M. L. «Life» in Tensor: Implementing Cellular Automata on Graphics Adapters // Proceedings of the Institute for System Programming of the RAS (Proceedings of ISP RAS). 2019. № 31(3). pp. 217-228. https://doi.org/10.15514/ISPRAS-2019-31(3)-17.

[3] Toffoli T., Margolis N. Cellular automata machines: a new environment for modeling // MIT Press, Cambridge, Massachusetts. 1987.

[4] Бандман О. Л. Клеточно автоматные модели пространственной динамики // Системная информатика. 2006. № 10. С. 59–113.

[5] Matolygin A. K., Shalyapina N. A., Gromov M. L., Torgaev S.N. Tensor approach to software implementation of cellular automata model of diffusion // Journal of Physics: Conference Series. 2020. Vol. 1680. pp. 1-6. doi:10.1088/1742-6596/1680/1/012035.

[6] Medvedev Yu. G. Multi-particle Cellular-Automata Models for Diffusion Simulation // Methods and Tools of Parallel Programming Multicomputers. MTPP 2010. Lecture Notes in Computer Science, vol. 6083. Springer, Berlin, Heidelberg. https://doi.org/10.1007/978-3-642-14822-4_23.

Практическая реализация алгоритма поведения персонажей в системе моделирования процессов эвакуации при чрезвычайных ситуациях

Юрченко Екатерина Алексеевна
Шульга Ирина Дмитриевна
Тугаринов Михаил Александрович
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail: kattifi@mail.ru

На сегодняшний день существуют различные научные группы, которые занимаются разработкой систем моделирования процессов эвакуации при чрезвычайных ситуациях. В зависимости от подхода данные модели можно разделить на 4 группы: молекулярный подход, подход на основе маршрутов, подход на основе групп и агентно-ориентированный подход [1-4]. Наиболее перспективными, с точки зрения обеспечения реалистичности моделирования, являются модели, которые используют агентно-ориентированный подход. Однако реалистичность систем моделирования во много определяется учетом психологических состояний персонажей модели. Это позволит более детально описывать поведение персонажей различных темпераментов. В нашей работе моделирование процессов эвакуации осуществляется с использованием агентно-ориентированного подхода в программе *Unreal Engine* [6].

Для повышения реалистичности моделирования нами был разработан расширенный автомат [5], описывающий психологические состояния персонажа в зависимости от его параметров и темперамента (рисунок 1). В модели рассматриваются четыре возможных *Темперамента*: меланхолик, холерик, сангвиник и флегматик. Данный параметр определяет психологическое состояние персонажей и, соответственно, их действия в зависимости от других параметров. Разработка графов осуществлялась совместно с психологом Томского государственного педагогического университета.

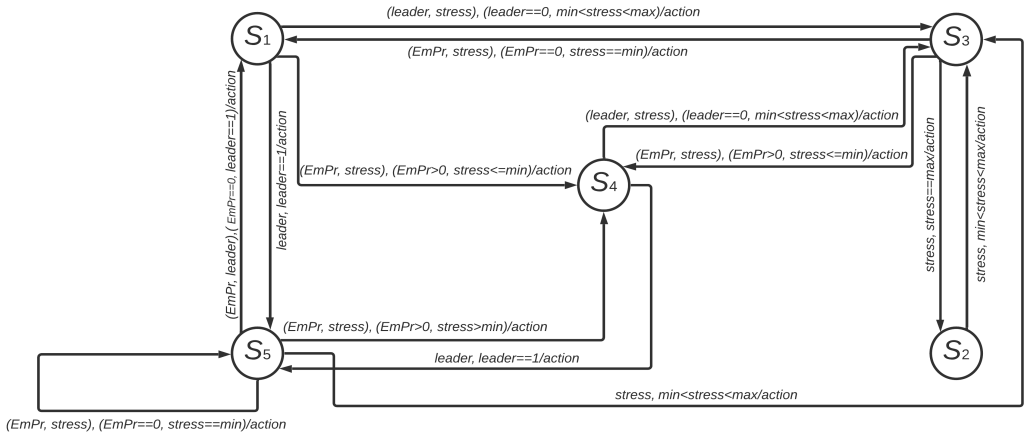


Рис. 1 – Расширенный автомат психологических состояний персонажей модели

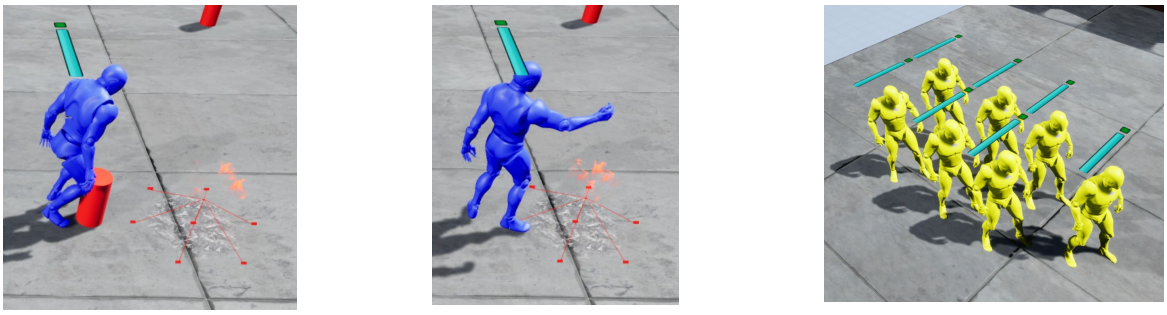
В автомате поведения персонажей предусмотрено пять состояний, в которых они могут находится: *Calm*, *Panic*, *Psychology*, *Sympathy* и *Group*. У состояния *Psychology* может быть три подсостояния: *Stupor*, *Aggression* и *Selfishness*.

Состоянию *Calm* соответствует адекватное поведение персонажа. В этом состоянии параметр *Stress* имеет минимальное значение. Переход в состояние *Psychology* осуществляется если значение параметра *Stress* станет выше минимального. Переход в состояние *Sympathy* осуществляется если параметр Готовность к ЧС имеет не нулевое значение и в поле зрения данного персонажа попадет персонаж с значением параметра *Health* ниже порогового значения. Переход в состояние *Group* осуществляется если в поле зрения персонажа попадает группа ведомая Лидером.

Переход в состояние *Panic* происходит только из состояния *Psychology* при максимальном значении параметра *Stress*. В состоянии *Panic* персонаж ведет себя неадекватно и совершает хаотичные движения. Каждый персонаж в данном состоянии образовывает вокруг себя «паникующий радиус», в котором у некоторых персонажей повышается стресс. Переход обратно в состояние *Psychology* осуществляется если значение параметра *Stress* снизится ниже порогового значения.

Состояние Psychology имеет три подсостояния. В подсостоянии Stupor происходит полная обездвиженность персонажа. В зависимости от значений параметра Stress в данное подсостояния могут попадать персонажи всех *Темпераментов*. В подсостоянии *Aggression* персонаж может нанести как физический, так и моральный ущерб окружающим. В данное подсостояние могут переходит только персонажи с Темпераментом холерик. В подсостоянии *Selfishness* персонаж осуществляет действия по грабежу имущества определенной территории и других персонажей. В данное подсостояние могут переходит только персонажи с Темпераментом сангвиник. Переход в состояние *Sympathy* из состояния *Psychology* осуществляется если параметр Stress снизится

до значения ниже среднего, параметр *Готовность к ЧС* не равен 0 и в поле зрения попадет персонаж с значением параметра *Health* ниже порогового значения. А переход в состояние *Calm* осуществляется если значение параметра *Stress* снизится до значения ниже среднего.



а *б* *в*

Рис. 2 – Примеры различных физических состояний персонажей в 3D модели процесса эвакуации: а – ранение, б – отравление, в - смерть

Sympathy – это состояние, которое представляет персонажа, подготовленного к чрезвычайным ситуациям. Данный персонаж имеет навыки для помощи другим персонажам, с пониженным уровняем параметра *Health* и повышенным параметром *Stress*. Переход в состояние *Psychology* осуществляется если значение параметра *Stress* становится выше минимального. А переход в состояние *Group* осуществляется при попадании в поле зрения персонажа организованной группы, ведомой лидером. При этом персонаж присоединяется к группе.

Group – это состояние, в котором имеется один персонаж, который является лидером. *Лидером* является персонаж с максимальным значением параметра *Готовность к ЧС*. *Лидер* не помогает пострадавшим, если они попали в его поле зрения, так как это не входит в его обязанности. Если у *Лидера* повышается значение параметра «*Стресс*» до среднего значения или значение параметра «*Здоровье*» снижается до минимального, то он перестает вести группу и группа распадается. Скорость движения группы зависит от скорости *Лидера*.

На основе разработанного автомата в программе Unreal Engine были реализованы алгоритмы, реализующие действия персонажей в модели в зависимости от их состояния. На рисунке 2 представлены примеры действий персонажей. В частности, на рисунке 2,а и 2,б представлены примеры персонажей в состоянии *Sympathy*, в данном случае персонажи принимают меры по тушению огня. А на рисунке 2,в показано состояние *Group* и персонажи выстраиваются за *Лидером* для дальнейшей эвакуации.

Таким образом, в нашей работе представлены результаты практической реализации автомата, описывающего психологическое состояние людей в процессе эвакуации. На основе данных графов было реализовано программное обеспечение в системе Unreal Engine. Результаты разработки легли в основу комплексной системы 3D моделирования процесса эвакуации людей при чрезвычайных ситуациях. В данном случае в качестве возможной чрезвычайной ситуации нами рассматривался пожар в здании. Проведенные тестовые эксперименты по моделированию показывают адекватность выбора состояний и набора действий персонажей.

Разработанные автоматы и программное обеспечение на наш взгляд позволят повысить реалистичность процессов моделирования. Однако следует отметить, что вопросы психологического состояния людей (персонажей в системе 3D моделирования) и их поведения являются достаточно сложными и неоднозначными. В связи с этим в дальнейшем планируется проведение дополнительных исследований адекватности результатов моделирования в том числе с использованием экспертных оценок психологов и спасателей.

Работа выполнена при поддержке фонда содействия инновациям (грант УМНИК, руководитель – Шульга Ирина Дмитриевна).

Список публикаций:

[1] E.F. Moore, "Gedanhen-experiments on sequential machines, in C. Shannon and J. McCarthy ed.," Automata Studies Princeton University, pp. 129–153, 1956.

[2] N.A. Shalyapina, M.L. Gromov, "Life" in Tensor: Implementing Cellular Automata on Graphics Adapters," Proceedings of the Institute for System Programming of the RAS (Proceedings of ISP RAS), vol. 31(3), pp. 217-228, 2019, https://doi.org/10.15514/ISPRAS-2019-31(3)-17.

[3] T. Toffoli, N. Margolis, "Cellular automata machines: a new environment for modeling," MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1987.

[4] О.Л. Бандман, " Клеточно-автоматные модели пространственной динамики," Системная информатика, № 10. С. 59–113, 2006.

[5] A.K. Matolygin, N.A. Shalyapina, M.L. Gromov, S.N. Torgaev, "Tensor approach to software implementation of cellular automata model of diffusion," Journal of Physics: Conference Series, vol. 1680, pp. 1-6, 2020. doi:10.1088/1742-6596/1680/1/012035.

[6] Yu.G. Medvedev, "Multi-particle Cellular-Automata Models for Diffusion Simulation," Methods and Tools of Parallel Programming Multicomputers. MTPP, Lecture Notes in Computer Science, Springer, Berlin, Heidelberg, vol. 6083, 2010. https://doi.org/10.1007/978-3-642-14822-4_23.

Практическая реализация алгоритма изменения физического состояния персонажей в программе 3D моделирования процессов эвакуации

Шульга Ирина Дмитриевна
Юрченко Екатерина Алексеевна
Тугаринов Михаил Александрович
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail: shulga.irina20762@yandex.ru

На сегодняшний день активно развиваются методы моделирования различных процессов. Современные методы и средства моделирования позволяют достаточно детально исследовать как технические, так и социальные процессы. В частности, существует большое количество работ, направленных на моделирование процессов эвакуации людей при чрезвычайных ситуациях [1-4]. В случае эвакуации людей при пожаре существует большое количество поражающих факторов, в частности, воздействие огня и дыма, а также возможность внешнего повреждения человека (удар, падение и т.д.). Разработка детальных 3D моделей процессов эвакуации требует корректного учета возможных поражающих факторов. В нашей работе представлены результаты разработки автоматной модели физического состояния персонажа в процессе эвакуации при пожаре и его практической реализации в Unreal Engine [5,6]. Описание поведения персонажей в данной системе осуществляется с использованием инструмента визуального программирования Blueprint.

В модели предусмотрены пять физических состояний каждого персонажа: исходное состояние, отравление, ранение, отравление/ранение и смерть. На рисунке 1 представлен граф переходов автомата, описывающего физические состояния персонажа.

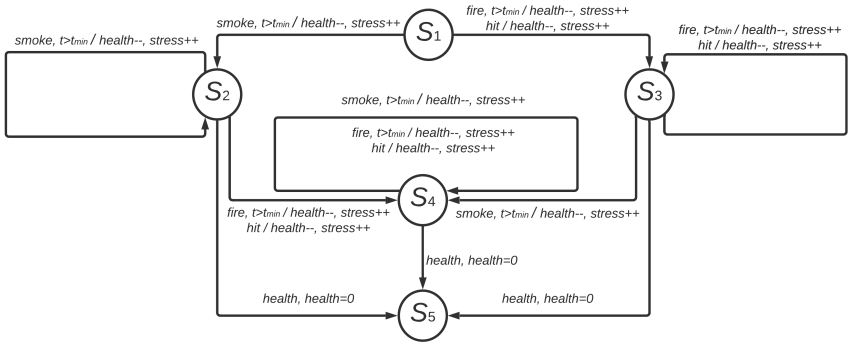
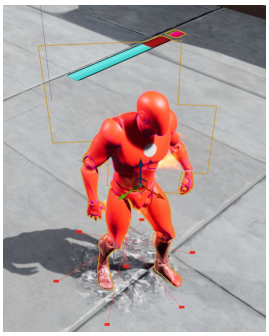


Рис. 1 – Расширенный автомат физических состояний персонажей модели

Расширенный автомат, описывающий физическое состояние персонажей описывается как $M_{Physical\ state} = \{S, X, Y, V, T\}$, где S – состояния автомата, X – набор входных символов, Y – набор выходных символов, T – набор переходов между состояниями. Расширенный автомат имеет пять состояний $S = \{S_1, S_2, S_3, S_4, S_5\}$, где S_1 – исходное состояние, S_2 – отравление, S_3 – ранение, S_4 – отравление/ранение; S_5 – смерть. Входными символами являются *smoke* (воздействие дыма), *fire* (воздействие огня) и *hit* (внешнее воздействие на персонажа). Каждое воздействие приводит к уменьшению параметра *heath* (уровень здоровья) и увеличению параметра *stress* (уровень стресса).



а *б* *в*

Рис. 2 – Примеры различных физических состояний персонажей в 3D модели процесса эвакуации: а – ранение, б – отравление, в - смерть

На основе расширенного автомата были разработаны алгоритмы, реализующие процессы изменения состояний персонажей модели. Данные алгоритмы были интегрированы в детальную 3D модель эвакуационных процессов при пожаре. На рисунке 2 представлены примеры персонажей в различных физических состояниях (при воздействии огня и дыма). В ходе программной реализации автоматной модели, описывающей физические состояния персонажей, и проведения тестовых экспериментов по моделированию были определены минимальные времена воздействия огня и дыма (t_{min} на рисунке 1) по истечению которых происходит снижение уровня здоровья и повышения уровня стресса.

В дальнейшем мы планируем проведение детальных модельных исследований влияния изменения параметров *heath* и *stress* на психологические состояния персонажей модели, которые будут определять поведение персонажей в процессе эвакуации. Учет психологических состояний людей различного темперамента позволит значительно повысить реалистичность разрабатываемой системы 3D моделирования.

Работа выполнена при поддержке фонда содействия инновациям (грант УМНИК, руководитель – Шульга Ирина Дмитриевна).

Список публикаций:

[1] E.F. Moore, "Gedanhen-experiments on sequential machines, in C. Shannon and J. McCarthy ed.," Automata Studies Princeton University, pp. 129–153, 1956.

[2] N.A. Shalyapina, M.L. Gromov, "Life" in Tensor: Implementing Cellular Automata on Graphics Adapters," Proceedings of the Institute for System Programming of the RAS (Proceedings of ISP RAS), vol. 31(3), pp. 217-228, 2019, https://doi.org/10.15514/ISPRAS-2019-31(3)-17.

[3] T. Toffoli, N. Margolis, "Cellular automata machines: a new environment for modeling," MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1987.

[4] О.Л. Бандман, " Клеточно-автоматные модели пространственной динамики," Системная информатика, № 10. С. 59–113, 2006.

[5] A.K. Matolygin, N.A. Shalyapina, M.L. Gromov, S.N. Torgaev, "Tensor approach to software implementation of cellular automata model of diffusion," Journal of Physics: Conference Series, vol. 1680, pp. 1-6, 2020. doi:10.1088/1742-6596/1680/1/012035.

[6] Yu.G. Medvedev, "Multi-particle Cellular-Automata Models for Diffusion Simulation," Methods and Tools of Parallel Programming Multicomputers. MTPP, Lecture Notes in Computer Science, Springer, Berlin, Heidelberg, vol. 6083, 2010. https://doi.org/10.1007/978-3-642-14822-4_23.

Сравнение производительности инференсов сверточных нейронных сетей на GPU и FPGA

Дергунов Егор Сергеевич
Берзин Артем Константинович
Национальный исследовательский Томский государственный университет
E-mail: egor.dergunov1996@gmail.com

Глубокое обучение, отрасль машинного обучения, ориентированная на использование искусственных нейронных сетей, является одной из самых востребованных и быстрорастущих областей науки и технологий в двадцать первом веке. Решения, основанные на использовании искусственных нейронных сетей, опережают традиционные алгоритмы компьютерного зрения [1], распознавания речи, обработки естественного языка [2] и многих других областей.

С развитием Интернета вещей (IoT) возрос интерес к использованию искусственных нейронных сетей во встроенных системах. Стандартные решения на основе центральных процессоров (CPU) и графических процессоров (GPU), обычно используемые для вычисления искусственных нейронных сетей, неприменимы в случае встроенных систем из-за жестких ограничений, накладываемых на энергопотребление и рассеиваемую мощность, а также естественных ограничений на размеры используемых компонентов. Часто используемые во встроенных системах 32-битные процессоры архитектуры ARM, как правило, не могут обеспечить достаточной вычислительной мощности для использования искусственных нейронных сетей, что вынуждает искать другие решения проблемы: полностью отказаться от использования нейронных сетей, использовать простые, но менее точные архитектуры нейронных сетей (такие как SqueezeNet [3]) или использовать более эффективные вычислительные устройства.

Структура искусственных нейронных сетей предполагает легкое распараллеливание вычислений. Этот факт обусловлен тем, что нейронные сети представляют собой композицию матричных умножений, матричных сверток и поэлементных нелинейных функций. Известно, что каждый элемент в результирующей матрице может быть вычислен отдельно от других, потому до некоторого предела с ростом числа потоков, в которых производится вычисления, время вычисления результата матричной операции сокращается. Программируемые логические интегральные схемы (ПЛИС), в силу своей внутренней структуры, могут быть эффективно применены при распараллеливании вычислений. Также эти интегральные микросхемы как правило имеют сравнительно небольшое энергопотребление и маленький размер, благодаря чему часто применяются во встраиваемых системах, в том числе и в составе систем на кристалле (SoC). В отличие от процессоров общего назначения и графических процессоров у ПЛИС нет вычислительных ядер, а потому максимальное число потоков, в которых производятся вычисления, ограничено лишь количеством логических элементов на кристалле [4].

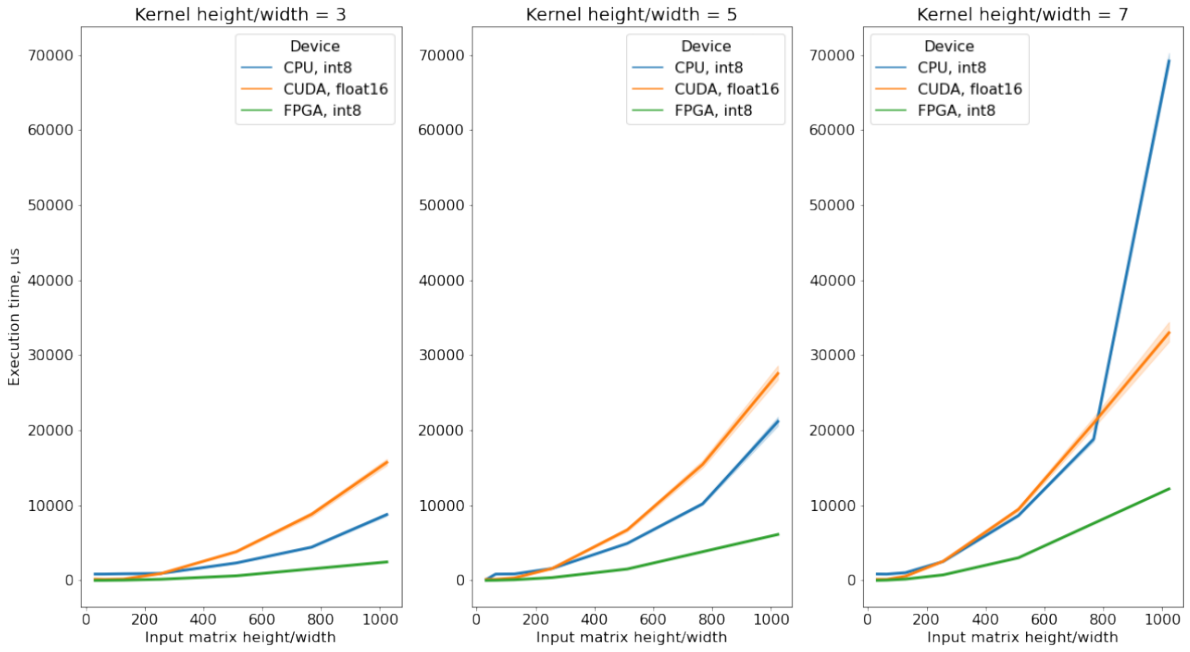


Рисунок 1 – Сравнение времени выполнения сверточного слоя искусственной нейронной сети на ядрах центрального процессора и на графических ядрах системы на кристалле Nvidia Jetson Nano и на ПЛИС

Был разработан и проведен сравнительный эксперимент, оценивающий различие во времени вычисления одного сверточного слоя искусственной нейронной сети на ядрах центрального процессора и на графических ядрах системы на кристалле Nvidia Jetson Nano, использующей для ускорения во встраиваемых системах для решения задач компьютерного зрения, а также на ПЛИС Intel Cyclone V 5CSEBA6U23I7N. В ходе эксперимента время вычисления слоя неоднократно измерялось для различных размеров входной матрицы и для различных размеров ядра свертки, используемых в практике компьютерного зрения и глубокого обучения. Результаты эксперимента, приведенные на рисунке 1, демонстрируют преимущества выбранной реализации сверточного слоя: выбранная реализация на ПЛИС выполняется быстрее, чем эталонные.

В ходе реализации сверточного слоя на ПЛИС [5], использованной для описанного выше сравнительного эксперимента, оказалось, что скорость загрузки данных из внешней памяти на несколько порядков ниже, чем скорость, с которой потенциально можно выполнять вычисления. Чтобы минимизировать потери времени во время считывания входных данных из внешней памяти, предлагается первоначально загрузить ядра группы сверточных слоев, а затем производить вычисление выходного значения такой группы по мере считывания входных данных.

Список публикаций:

[1] Krizhevsky A., Sutskever I., Hinton G. ImageNet Classification with Deep Convolutional Neural Networks // Proceedings of the 25th International Conference on Neural Information Processing Systems. New York. 2012. Vol. 1. pp. 1097-1105.

[2] Devlin J., Chang M.W., Lee K., Toutanova K. BERT: Pre-training of Deep Bidirectional Transformers for Language Understanding. 2019. URL: https://arxiv.org/abs/1810.04805 (дата обращения: 29.05.2021).

[3] Iandola F., Han S., Moskewicz M., Ashraf K., Dally W., Keutzer K. SqueezeNet: AlexNet-level accuracy with 50x fewer parameters and 0.5MB model size. 2016. URL: https://arxiv.org/abs/1602.07360 (дата обращения: 29.05.2021).

[4] Kaiyuan Guo, Shulin Zeng, Jincheng Yu, Yu Wang, Huazhong Yang, A Survey of FPGA-Based Neural Network Inference Accelerator, 2017. URL:https://arxiv.org/abs/1712.08934 (дата обращения 13.05.2021).

[5] Berzin A. K., Dergunov E. S. FPGA-based convolutional layer implementation // JPCS. 2020. Vol. 1680. P. 1-4. URL: 012006.

Вопросы технической реализации калибровки микроволновой радиометрической системы наземного базирования

Ростокин Илья Николаевич

Федосеева Елена Валерьевна, Щукин Георгий Георгиевич, Ростокина Елена Анатольевна

Муромский институт (филиал) ФГБОУ ВО «Владимирский государственный университет имени А. Г. и Н. Г. Столетовых»

E-mail:rostockin.ilya@yandex.ru

В статье рассмотрены основные вопросы технической реализации калибровки многочастотной микроволновой радиометрической системы дистанционного зондирования атмосферы при ее наземном базировании. Рассмотрены метрологические принципы реализации способа калибровки путем введения дополнительного шумового сигнала от внешнего широкодиапазонного источника - генератора шума, расположенного в основании зеркала, создающего тестовый шумовой сигнал. Приведены основные технические данные трехдиапазонной микроволновой радиометрической системы дистанционного зондирования с компенсацией фоновых шумов и генератора шума, а также экспериментальные результаты калибровки данных измерений в трех диапазонах частот.

Ключевые слова: *многочастотные микроволновые радиометрические системы, калибровка, внешний генератор шума, параметры калибровочной характеристики.*

Введение

Калибровка микроволновой радиометрической системы выполняется для получения однозначного соответствия величины выходного сигнала системы радиояркостной температуре зондируемой области пространства. Для ее выполнения необходимо обеспечить прием радиошумового излучения от источников, создающих определенный уровень шумового сигнала на входе антенны.

На практике источниками тестового шумового сигнала могут быть реперные области окружающего пространства, уровень радиошумового излучения которых может быть задан с высотой степенью точности. При наземном базировании микроволновой системы такой областью является безоблачная атмосфера, наблюдаемая в зенит. Но для определения параметров линейной калибровочной характеристики микроволновой радиометрической системы, связывающей величину выходного сигнала и радиояркостную температуру, необходимо иметь второй источник тестового шумового сигнала.

В качестве такого источника известно применение широкоапертурных пассивных источников собственного радиотеплового излучения, характеристики которых приближаются к характеристикам «черного тела». Ограничения для применения таких источников, обусловлены необходимостью выполнения их с достаточно большими линейными размерами для возможности перекрытия угловой области главного лепестка диаграммы направленности антенны в дальней зоне, что не всегда может быть реализовано на практике, особенно в условиях мобильного перемещения микроволновой системы на место базирования.

Для реализации мобильного варианта калибровки микроволновой радиометрической системы наземного базирования в состав измерительного комплекса вводится генератор шума, сигнал которого через малый рупор, расположенный в основании зеркала, излучается в сторону облучателя зеркальной антенны системы, создавая стабильный уровень шумового сигнала. Для создания нескольких отсчетных уровней для определения параметров калибровочной характеристики генератор шума снабжается аттенюатором.

В предлагаемом способе калибровки микроволновой радиометрической системы наземного базирования внешний источник шумового сигнала располагается в основании зеркала и осуществляется прием шумового сигнала облучателем антенны. В результате в выходном сигнале системы данный шумовой сигнал проходит с коэффициентом усиления соответствующим коэффициенту усиления облучателя антенны.

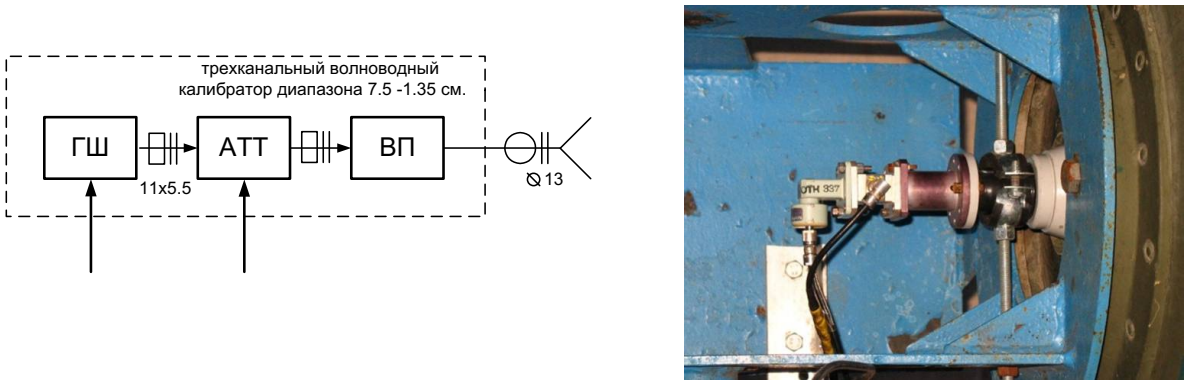
Для возможности калибровки системы по радиояркостной температуре исследуемой области предлагается получение трех выходных сигналов: $U_{зенит}$ (при приеме излучения безоблачной атмосферы с направления в зенит при отключенном генераторе шума), $U_{зенит+ГШ1}$ и $U_{зенит+ГШ2}$ (при приеме излучения безоблачной атмосферы с направления в зенит при включении генератора шума с двумя уровнями шумового сигнала $T_{гш1}$ и $T_{гш2}$, соответственно). Результаты измерений позволяют оценить параметры калибровочной характеристики микроволновой радиометрической системы

$$U = S_1 S_2 T_{ярк} + U_0 .$$

где U - амплитуда напряжения сигнала на выходе радиометра; $T_{ярк}$ - радиояркостная температура области зондирования; U_0 - начальный уровень отсчета напряжения радиометра; $T_{гш}$ - шумовая температура создаваемая, источником шумового сигнала на входе облучателя антенны; S_1 - коэффициент усиления зеркала антенны; S_2 - коэффициент передачи облучателя и радиометра

Задача калибровки с помощью внешнего генератора шума решалась для трехдиапазонной микроволновой радиометрической системы с компенсацией фоновых помех при приеме радиошумового излучения на общую апертуру зеркальной антенны с частотным разделением в облучателе, работающем в двухмодовом режиме (две моды круглого волновода H_{11} и E_{01}), с устройством разделения сигналов мод – модовым разделителем для каждого частотного диапазона. Последовательный алгоритм частотного выделения входных сигналов позволил в системе применить единый облучатель зеркальной антенны на три частотных канала.

На рисунке 1 представлена структурная схема и внешний вид источника тестового шумового сигнала микроволновой радиометрической системы. В качестве эталонного источника шумового сигнала используется модуль СВЧ генератора шума на ЛПД М31305-4 б Ш 2.210.121ТУ (ГШ). Генерируемая шумовая мощность достигает 33 дБ относительно kT_0, что позволяет включать генератор шума в измерительный тракт через управляемый аттенюатор (АТТ) с большим динамическим диапазоном изменения ослабления (от 0 до -33 дБ) с выходом на передающий гофрированный рупор с шириной диаграммы направленности 25^0 на частоте 22 ГГц.



а) структурная схема *б) внешний вид*

Рис. 1 Широкополосный волноводный источник шумового сигнала: ГШ – генератор шума на ЛПД; АТТ – управляемый аттенюатор; ВП – волноводный переход с прямоугольного на круглый волновод.

Для управления шумовой температурой генератора шума на его выходе установлен поглощающий аттенюатор. При нулевом коэффициенте поглощения в аттенюаторе суммарная интенсивность шума, поступающего на выход максимальна и равна $T_{ГШ\ МАКС} = T_{ГШ} = 33\ kT_0$. При коэффициенте поглощения равном единице интенсивность шума достигнет своего минимального значения, равного интенсивности шума, создаваемого аттенюатором $T_{ГШ\ МИН} = T_{АТТ} = 1\ kT_0$. В результате всем значениям поглощения аттенюатора от 0 до 1 соответствуют определенные значения интенсивности шума в пределах от 1 kT_0 до 33 kT_0. Поэтому, аттенюатор может быть непосредственно отградуирован в единицах интенсивности шума.

При регулировке и настройке уровня тестового шумового сигнала использовался волноводный поглощающий аттенюатор Д2-20, позволяющий плавно регулировать уровень ослабления от минус 1 дБ до минус 35 дБ; погрешность установки ослабления 1,5 дБ (до 19 дБ) и 10 % (до 35 дБ); допустимая максимальная мощность 0,5 Вт; КСВН 1,08; СВЧ – тракт сечением 17х8 мм.

Для исследования возможности практической реализации метода калибровки трехдиапазонной СВЧ радиометрической системы с центральными длинами волн рабочих диапазонов 1,35 см, 3,2 см и 7,5 см при приеме на общий облучатель антенны [5] по внешнему источнику шумового сигнала выполнены измерения для безоблачной атмосферы при двух уровнях мощности шумового сигнал, различающихся по уровню шумовой мощности на - 3 дБ. Пример реализации калибровки трехдиапазонной микроволновой системы представлен на рисунке 2.

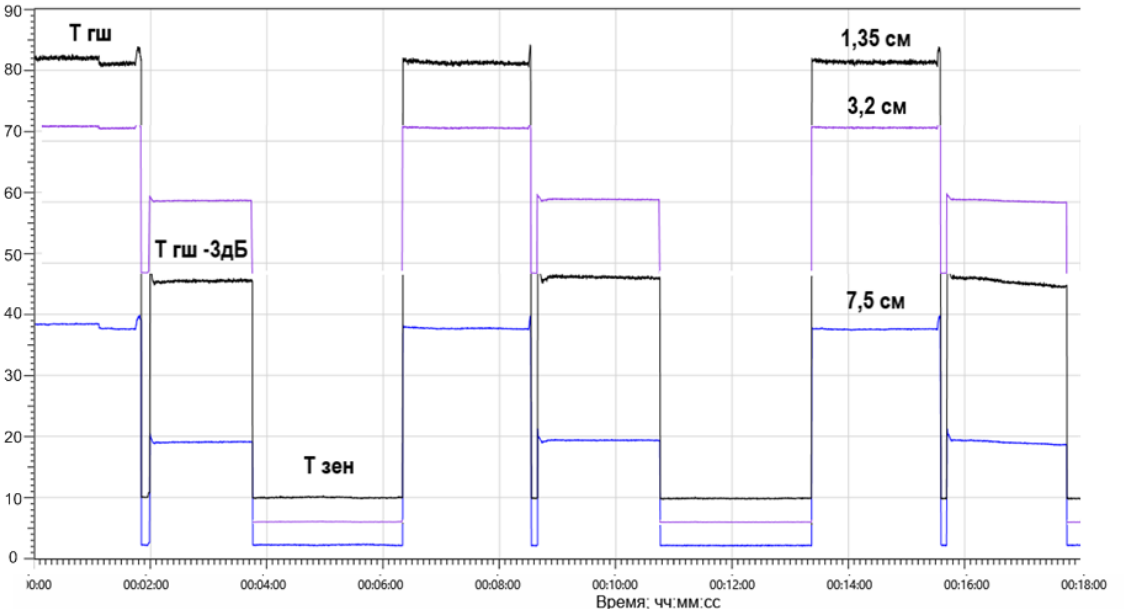


Рис. 2 Временной ход результатов измерений радиотеплового излучения атмосферы при введении сигнала от внешнего генератора шума для трех диапазонов 1,35 см, 3,2 см и 7,5 см

На рисунках 2 приведены данные измерений в режиме калибровки по внешнему генератору шума в величинах радиояркостных температур для трех рабочих диапазонов частот с центральными длинами волн рабочих диапазонов 1,35 см, 3,2 см и 7,5 см.

Полученные результаты исследований показали принципиальную возможность реализации калибровки трехдиапазонной СВЧ радиометрической системы по радиошумовому излучению внешнего широкополосного источника - генератора шума одновременно в трех рабочих диапазонах длин волн при приеме на общий облучатель зеркальной антенны с последующим частотным и модовым разделением сигналов двух поляризаций.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-19-00378, https://rscf.ru/project/21-19-00378/.

Список публикаций:

[1] Радиотеплолокация в метеорологии / В.Д. Степаненко, Г.Г. Щукин, Л.П. Бобылев, С.Ю. Матросов. - Л.: Гидрометеоиздат, 1987. - 283 с.

[2] Фалин В. В. Радиометрические системы СВЧ / – М.: Луч, 1997.

[3] Гранков А.Г., Мильшин А.А. Современное состояние спутниковых СВЧ-радиометрических средств для исследования взаимодействия океана и атмосферы // Проблемы окружающей среды и природных ресурсов. 2016. №3. С.3-29

[4] E.V. Fedoseeva, I.N. Rostokin, G.G. Shchukin Calibration of a three-band microwave radiometric system with background noise compensation. Measurement Techniques – V.63 (4). 2020. – P. 301-307. DOI: 10.1007/s11018-020-01787-z.

[5] Ростокин И.Н., Федосеева Е.В., Федосеев А.А. Вопросы построения многочастотной СВЧ - радиометрической системы дистанционного зондирования облачной атмосферы с компенсацией фонового излучения. // Радиотехнические и телекоммуникационные системы. – 2015. – №1. – С.5 – 11.

Совершенствование всепогодного профилометра

Ростокин Илья Николаевич[1]
Жцков Владимир Юрьевич[2], *Щукин Георгий Георгиевич*[2]
1 Муромский институт (филиал) ФГБОУ ВО «Владимирский государственный университет имени А. Г. и Н. Г. Столетовых»
2. Федеральное государственное казенное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Военно-космическая академия им. А.Ф. Можайского» Министерства обороны Российской Федерации
E-mail:rostockin.ilya@yandex.ru

В статье рассматриваются вопросы повышения качества измерений вертикального профиля ветра. Для того, чтобы эти измерения проводились при любых метеорологических условиях, объединяют данные профилометров, работающих в различных диапазонах волн – от оптического до сантиметрового. При этом разрешающая способность последних значительно уступает первым. Предлагается способ повышения качества измерений в радиодиапазоне за счет применения нового метода обработки информации, использующего оценки ширины спектра и особенности их пространственного распределения.

Ключевые слова: *профиль ветра, метеорологическая радиолокация, ширина спектра сигнала.*

Дистанционное измерение вертикального профиля ветра требуется для решения многих практических задач. Для этого создаются специальные технические средства – профилометры. Несущая частота данных устройств выбирается в зависимости от диапазона высот, интересующих потребителя информации [1]. Исключение составляет нижний слой атмосферы до высот 15 км, где в силу большой изменчивости условий распространения электромагнитных волн невозможно работать на одной длине волны. Так, в аэропортах, где интересуются высотами до 500м, устанавливают два профайлера – оптического и миллиметрового радиодиапазонов, работающих при отсутствии или наличии в атмосфере гидрометеоров соответственно. Если же нужны измерения на бóльших высотах (например, на космодромах) двумя профилемерами уже не обойтись – их требуется, как минимум три [2]. При этом желательно, чтобы все они располагались на одной платформе и объединялись единой системой обработки информации.

Пример подобного всепогодного профилометра уже реализован и представлялся авторами настоящей статьи на ряде конференций (рис. 1) [2]. Однако идентичная обработка данных, получаемых различными каналами, оказывается возможной только на небольших высотах. Далее радиочастотные устройства начинают заметно проигрывать оптическим в точности и разрешающей способности. Это несущественно при небольших высотах, требуемых в авиации, но неприемлемо для решения многих других задач. Поэтому актуален поиск новых методов обработки радиолокационного сигнала, способного устранить возникшее противоречие.

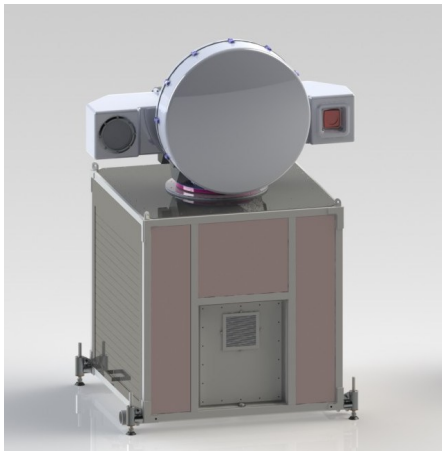


Рис. 1 - Общий вид лидарно-радиолокационного метеорологического комплекса, объединяющего лидар ИК диапазона, два радара X и Ka диапазонов

Проблемы радиочастотного канала начинаются тогда, когда толщина слоя, внутри которого имеет место сдвиг ветра, оказывается меньше вертикального размера элемента разрешения. В зависимости от сложившихся условий возможно либо сглаживание наблюдаемой неоднородности, либо, наоборот, определение ложного опасного сдвига. Ошибки возникают из-за того, что используются оценки только средней частоты спектра принимаемых отражений. Этот параметр информативен при «спокойном» унимодальном спектре, который в метеорологической радиолокации считают гауссовым. В рассматриваемом же нами случае участки пространства,

расположенные выше и ниже слоя со сдвигом ветра, создают отражения со спектрами, отличающимися друг от друга как по средней частоте, так и по ширине. Суммарный спектр, принимаемый профилометром, оказывается двухмодальным, значение средней частоты которого $\omega_{ср}$ в большей степени определяется соотношением мощностей составляющих, нежели радиальной скоростью частиц в точке наблюдения, что следует изформулы [3]

$$\omega_{ср} = \frac{A_1}{A_1+A_2}\omega_1 + \frac{A_1}{A_1+A_2}\omega_2, \quad (1)$$

где A_1 и A_2 - мощности составляющих суммарного сигнала, ω_1 и ω_2 - средние частоты их спектров.

Очевидно, что дополнительная необходимая нам информация закодирована в форме спектра. Но анализировать эту форму – задача трудно формализуемая. С практической точки зрения гораздо более эффективно найти другой параметр, способный доставить необходимую дополнительную информацию. Таким параметром оказывается ширина спектра, значение которой для его двухмодального варианта определяется формулой [3]

$$\sigma^2_{\omega ср} = \frac{A_1}{A_1+A_2}\sigma^2_{\omega 1} + \frac{A_2}{A_1+A_2}\sigma^2_{\omega 2} + \frac{A_1 A_2}{(A_1+A_2)^2}(\omega_1-\omega_2)^2, \quad (2)$$

где $\sigma_{\omega 1}$ и $\sigma_{\omega 2}$ – значения ширины спектров составляющих суммарного сигнала.

Влияние последнего слагаемого на величину рассматриваемого параметра настолько велико, что можно пренебречь всеми остальными факторами, влияющими на его величину (турбулентность, модуляция диаграммой направленности и т.д.). Это позволяет решать обратную задачу нахождения параметров сдвига ветра по особенностям пространственного распределения ширины спектра – ее максимальному значению и скорости «закручивания» спирали аномально больших значений [4]. Пример такого распределения приведен на рисунке 2.

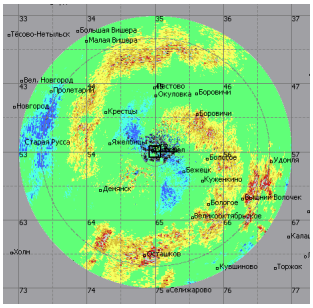


Рис. 2 Пример пространственного распределения ширины спектра сигнала на карте конического разреза при наблюдении сдвига ветра.

Одновременно с улучшением выполнения профилометром своих непосредственных функций при помощи оценок ширины спектра отражений может решаться задача обнаружения таких опасных явлений погоды, как микропорывы, смерчи восходящие потоки воздуха [5]. Все они характеризуются тем, что наблюдаются под малыми углами места антенны и, следовательно, создают отражения с нулевым доплеровским сдвигом частоты. Обнаружение их при помощи оценок среднего значения спектра практически невозможно. Непосредственное оценивание ширины спектра в этом случае тоже неэффективно. Зато хороший результат, как показывают расчеты и моделирование, получается при использовании параметра базы принимаемого сигнала – произведения ширины его спектра на интервал корреляции. Результаты исследования указанной зависимости приводятся на рисунке 3.

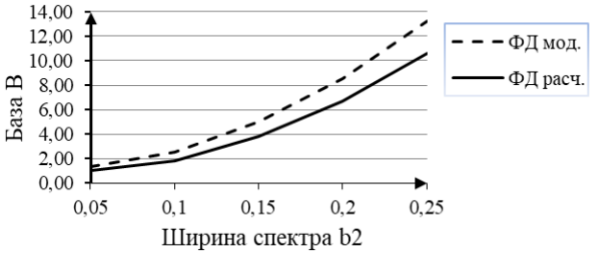


Рис. 3 Зависимости величины базы сигнала от ширины спектра второй составляющей при $\sigma_{\omega 1}$=0,05, нулевых средних частотах и равенстве мощностей составляющих, полученные путем расчетов (сплошная линия) и численным моделированием(пунктир).

Список публикаций:

[1] Горелик А.Г., Коломиец С.Ф., Щукин Г.Г. Информационные возможности ветровых профайлеров при зондировании атмосферы.// Ученые записки Российского гидрометеорологического университета, СПб, 2011, № !, С.70 — 89.*

[2] Лидарно-радиолокационный метеорологический комплекс /А.С. Борейшо [и др.]// Известия ВУЗов. Физика – 2015.- т.58, №10/3. - С. 100-104.

[3] Радиолокационные исследования поля ветра в атмосфере / В.Ю. Жуков, Д.А. Денисенков, Д.М. Караваев, Г.Г. Щукин // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2016. – № 12/2. – С. 15–19.

[4]Восстановление поля скорости воздушных потоков в метеорологической радиолокации / А.М. Девяткин, Д.А. [и др.]// Метеорология и гидрология. – 2018.- №1. - С. 107-115.

[5] Применение оценки ширины спектра радиолокационного сигнала для распознавания вертикальных воздушных потоков / Д.А.Денисенков [и др.]// Метеорология и гидрология, 2020, № 12, С. 110 – 116.

Автоматизированная система для определения водородного показателя в водоеме с использованием квадрокоптера

Ланин Евгений Владимирович

Дорожкин Кирилл Валерьевич, Бадьин Александр Владимирович, Кулешов Григорий Евгеньевич, Казанин Владислав Александрович, Южаков Михаил Сергеевич

Томский государственный университет

E-mail: zenkalanin@gmail.com

Одной из важных и часто затрагиваемых проблем в современном мире является наблюдение за качеством воды в водоемах. Тривиальный способ мониторинга качества воды требует значительных вложений и большого количества времени, затрачиваемого на подготовку и проведение исследований, и обработку полученных результатов.

Для рационального использования временных ресурсов и уменьшения денежных вложений предлагается использовать беспилотно-летательный аппарат (БПЛА). В последнее время, БПЛА набирает широкую популярность за счет интегрирования в сферы человеческой деятельности: мониторинг популяции животных в дикой природе, пожара-спасательные службы, сельское хозяйство и т.д. Также БПЛА классифицируют на основе эксплуатационных характеристик движения в воздушном пространстве, таких как, конфигурация с неподвижным крылом, вращательного типа и в гибридном исполнении.

Данная работа посвящена мониторингу меры кислотности в водоеме и разработке посадочной платформы на водную поверхность для квадрокоптера.

В целях мониторинга активности ионов водорода в воде (pH) необходимо объединить квадрокоптер и микроконтроллера Arduino nano с pH датчиком, GPS-модулем и USB-накопителем [1-4]. GPS-модуль должен нести две функции: первая – привязать полученные данные с pH датчика к местоположению для дальнейшей обработки результатов. Вторая функция – автоматизированный полет квадрокоптера по заданным координатам. На рисунке 1 продемонстрирована блок-схема, связывающая полетный контроллер и Arduino nano с Ph датчиком.

Рис.1 Блок-схема иллюстрирующая связь полетного контроллера с Arduino nano

Автоматизированный процесс измерений заключается в том, что оператор с наземной станции загружает алгоритм действий или миссию в полетный контроллер через телеметрию, которая нужна для контролирования процесса измерений, приема и передачи данных о состояние БПЛА в момент выполнения алгоритма. Миссия состоит из ряда простых задач: взлет квадрокоптера с системой для измерения и записи меры кислотности водоема, полет до указанной координаты, приводнение и отключение двигателей для экономии заряда аккумулятора. В момент выключения двигателей поступает сигнал с интерфейса ввода/вывода общего назначения (GPIO) полетного контроллера на Arduino nano для активации сбора и записи данных с pH датчика на USB-накопитель.

Для выполнения миссии использовался квадрокоптер, основанный на базе полетного контроллера Pixhawk 2.4.8, который установлен на раму f450 (Рис. 2).

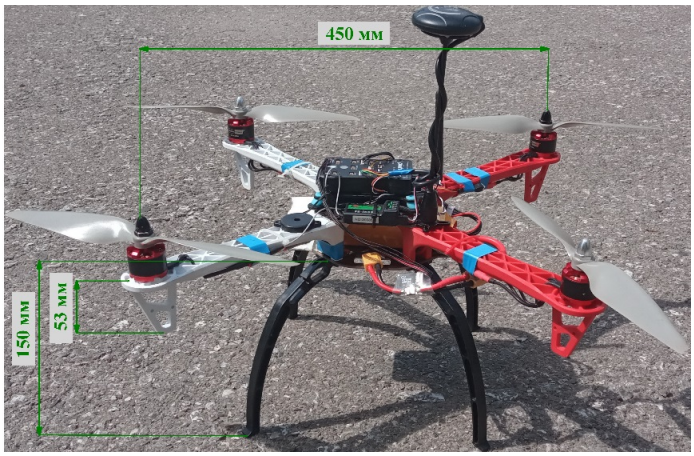


Рис.2 Внешний вид квадрокоптера на раме f450

Рама f450 состоит из двух композитных пластин, четырех симметричных лучей с посадочной платформой из армированного стекловолокном пластика и дополнительного опорного шасси. Верхняя пластина – платформа для крепления полетного контроллера, а нижняя пластина имеет гнезда для пайки источника питания и электронного регулятора оборотов (ESC). Также пластины увеличивают механическую надежность конструкции. В собранном виде f450 рама имеет характеристики: расстояние между двумя моторами на одной оси 450 мм, посадочная платформа, находящаяся в лучах рамы, – 53 мм, дополнительное посадочное устройство имеет расстояние от нижней пластины до земли 150 мм. Рассматриваемые платформы имеют недостаток – приземлению исключительно на твердую поверхность. Если квадрокоптер не оснащен устройством посадки на воду в момент выполнения миссии над водной поверхностью и GPS-сигнала не стабилен или пропал из зоны обнаружения, то произойдёт аварийная посадка БПЛА на воду, что приведет к утрате имущества. Для устранения данного недостатка была разработана платформа, позволяющая осуществлять посадку как на твердую, так и на водную поверхность (рис. 3).

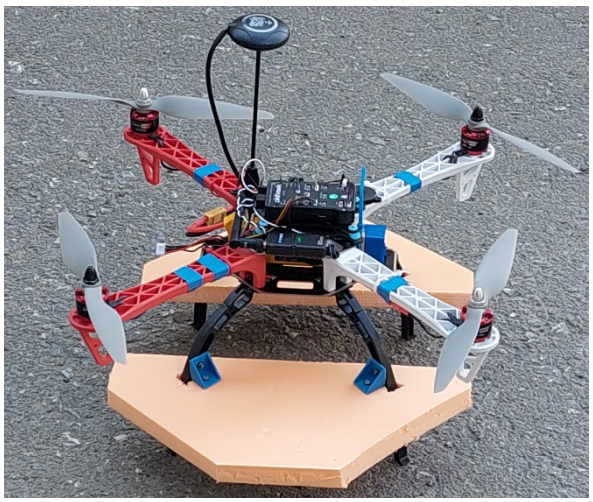


Рис. 3 квадрокоптер с модернизированной посадочной платформой

Модернизированная платформа состоит из пенополистирола, который позволяет поддерживать квадрокоптер на водной поверхности во время проведения измерений водородного показателя.

Список публикаций:

[1] Бадьин А.В., Бердюгин А.И., Выговский В.Ю. // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. 2016. Т. 16. № 4. С. 84-86.

[2] Южаков М.С., Пидотова Д.А., Бадьин А.В. // Труды Шестнадцатой Всероссийской конференции студенческих научно-исследовательских инкубаторов. под ред. В.В. Демина. 2019. С. 86-88.

[3] Южаков М.С., Бадьин А.В., Пидотова Д.А., Фильченко Д.И. Электронные средства и системы управления. Материалы докладов Международной научно-практической конференции. 2019. Т. 1. № 1-1. С. 111-114.

[4] Южаков М.С., Бадьин А.В., Пидотова Д.А. Актуальные проблемы радиофизики (АПР 2019). VIII Международная научно-практическая конференция. 2019. С. 173-177.

Цифровое описание множества при компьютерной обработке

Шапошников Альберт Игоревич
Национальный исследовательский Томский государственный университет
albertelena@mail.ru

Дано математически корректное описание данных, передаваемых в виде цветных прямоугольных картинок, прямоугольных изображений в градациях серого или прямоугольных черно-белых рисунков.

В задачах обработки изображений часто приходится описывать оцифрованные картинки математическими функциями [1]. Поэтому хотелось бы иметь для эффективной работы математически корректное описание получаемых в виде разнообразных картинок цифровых данных. Для задания отображений в этой заметке используются исторически сложившиеся в современной алгебре [2]. обозначения морфизмов согласно [3].

Пусть заданы два натуральных числа $h, w \in$, $h > 1$ и $w > 1$. Строим множества натуральных чисел $H = \{1, 2, ..., h\}$ и $W = \{1, 2, ..., w\}$. Тогда всякое прямоугольное цифровое изображение, записанное в RGB-формате, является векторнозначной функцией $f = (f_1, f_2, f_3) : H \times W \to \mathbf{Z}^3$, где h – высота, а w – ширина изображения. В зависимости от числа градаций цветовых каналов изменяется размер образа функции. Для прямоугольного изображения, записанного в формате RGB24, вполне достаточного для адекватной передачи (большой части) информации, используется 256 градаций каждого цвета. Обозначим множество значений градаций – множество целых чисел от 0 до 255 – как $B = \{0, 1, ..., 255\}$. Тогда цветное прямоугольное изображение становится векторнозначной функцией декартова произведения множеств $H = \{1, 2, ..., h\}$ и $W = \{1, 2, ..., w\}$ во множество $B^3 = \{0, 1, ..., 255\} \times \{0, 1, ..., 255\} \times \{0, 1, ..., 255\}$, то есть $f = (f_1, f_2, f_3) : H \times W \to B^3$. Так, например, черный квадрат размером 79×79 пикселей задается функцией $f = (f_1, f_2, f_3) : H \times W \to B^3$, у которой $h = 79$ и $w = 79$, и f_1, f_2, f_3 всюду тождественно равны нулю, а красный квадрат размером 53×53 пикселя, задается функцией, у которой $h = 53$, $w = 53$, и всюду $f_1 = 255, f_2 = 0, f_3 = 0$.

Для описания изображений в градациях серого не требуется третья степень образа, поэтому изображения в 256 градациях серого являются числовыми функциями векторного аргумента $f : H \times W \to B$. Наконец, для изображения подмножеств плоского ограниченного множества можно обрамить множество прямоугольником и, воспользовавшись двузначностью отношения «принадлежит подмножеству\не принадлежит подмножеству», задать изображение функцией $f : H \times W \to \{0; 1\}$. Например, изображение [4] задается через $h = 210$, $w = 210$, и всюду $f = 1$.

Литература:

[1] Шапошников А. И. Подбор вектора признаков для процедуры MeanShift / А. И. Шапошников // Доклады ТУСУР. 2021. Т. 24, № 2. С. 34–38. DOI: 10.21293/1818-0442-2021-24-2-34-38.
[2] Кострикин А.И. Введение в алгебру / А.И. Кострикин М.: Наука, 1977. 497 с.
[3] Morphism. [Электронный ресурс]: Википедия. Свободная энциклопедия. https://en.wikipedia.org/wiki/Morphism
[4] Белый квадрат. [Электронный ресурс]: Википедия. Свободная энциклопедия. https://ru.wikipedia.org/wiki/Файл:Белый_квадрат.jpg.

Влияние городской застройки и зеленых насаждений на уровень акустического транспортного шума

[1]*Соловьев Андрей Вениаминович*
[2]***Мейнерт Елена Константиновна***
[1]*Томский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук*
[2]*Национальный исследовательский Томский государственный университет*
E-mail: andrio1974@gmail.com

Акустический шум является важным экологическим фактором окружающей среды. В городской среде акустический шум характеризуется большим разнообразием источников в основном техногенного происхождения. Наиболее распространенным источником акустических шумов в городе является движение автотранспорта [1-3]. Повышение уровня акустического шума в крупных городах привело к возникновению нового научного направления - акустической экологии.

Акустическая экология – междисциплинарное научное направление, в основе которого лежит проблема взаимодействия человека с окружающей средой опосредованно через акустические поля [4]. Акустическая экология тесно связана с понятием "шумовое загрязнение окружающей среды". Экологический энциклопедический словарь определяет шумовое загрязнение как "форму физического загрязнения, состоящую в повышении уровня шума сверх естественного и вызывающую при кратковременном воздействии беспокойство, а при длительном - повреждение воспринимающих его органов или гибель организмов". Шумовое загрязнение приводит к повышенной утомляемости людей, снижению умственной активности, повышению артериального давления, расстройствам пищеварения, потере слуха (при уровне звука 90-100 дБ), неврозам, сердечным приступам и т.д.

Современная наука однозначно установила вредное воздействие шума как на организм человека, так и на животный и растительный мир. Люди и природа все больше и больше страдают от его вредного воздействия.

Постоянный шум негативно влияет на центральную нервную и сердечнососудистую систему человека, тем самым ухудшая его общее психосоматическое состояние. В дальнейшем это приводит к различным заболеваниям сердечнососудистой системы, в том числе к гипертонии. Шум ухудшает зрительное, слуховое, тактильное восприятие человека, а также оказывает вредное воздействие на вестибулярный аппарат.

Особо следует выделить низкочастотный акустический шум инфразвукового диапазона частот. Шумы этого диапазона человек не воспринимает своим слуховым аппаратом и поэтому не может догадываться об их существовании. Однако негативное влияние инфразвуковых шумов более выражено из-за их большой проникающей способности и слабого затухания [5-7]. Следует отметить, что именно инфразвуковой шум является причиной многих заболеваний в крупных городах и промышленных центрах.

Основным источником акустического шума в городе является движение автотранспорта. В настоящее время построено множество моделей транспортного шума [8]. Во всех этих моделях в качестве оценочного параметра уровня шума используется эквивалентный уровень акустического шума в дБ. В предлагаемом подходе для оценки уровня шума также используется эквивалентный уровень, но выраженный в Па. Целью данной работы является оценка влияния плотности расположения зданий и зеленых насаждений вдоль дорог на уровень городского транспортного шума.

Для оценки влияния городской застройки и зеленых насаждений на уровень акустического шума в г. Томске было выбрано семь измерительных пунктов. Пункты измерений были выбраны на крупных проспектах с разными архитектурно-планировочными условиями, разной плотностью зеленых насаждений и разной плотностью движения транспорта. Измерения шума проводились согласно ГОСТ [9].

Пункт №1 был расположен на улице Елизаровых. Выбранная улица является одной из основных магистралей, соединяющих Кировский и Советский районы. Она также является главной дорогой для выезда из города в сельскую местность. В среднем на данном участке улицы проходит около 2832 автомобилей в час, из них 16% грузовых автомобилей. Общая ширина улицы составляет 40 метров. Ширина полос зеленых насаждений составляет 6 метров, которые расположены вдоль дороги по обеим сторонам проезжей части. С правой стороны дороги вдоль тротуара проложены трамвайные линии общей шириной 6 метров. Расстояние между деревьями в шахматном порядке составляет 2 метра. Ширина самой дороги составляет 12 метров по две полосы в каждом направлении.

Пункты измерений № 2 (рис. 1) и № 3 выбраны на проспекте Кирова. Этот проспект является одной из основных магистралей, его протяженность составляет 2,5 километра. Он тянется от проспекта Ленина до площади Кирова на восток, затем поворачивает на 45° на юго-восток в сторону Томска-1. Вдоль большей части проспекта (от улицы Советской до начала Привокзальной площади) проложены трамвайные линии. Проспект имеет очень важное транспортное значение, так как соединяет центр города и железнодорожный вокзал Томск-

1. От проспекта Ленина до улицы Советской - две полосы движения, от улицы Советской до площади Дзержинского - две полосы и дополнительный односторонний проезд вдоль трамвайных путей. После площади Дзержинского проспект становится проезжей частью с четырьмя полосами движения - по две полосы в каждую сторону, разделенные бульваром и трамвайными рельсами. После Киевской улицы проспект сужается: между проезжими частями остаются только трамвайные пути без бульвара. После площади Кирова проспект поворачивает на юго-восток, и между проездами снова появляются зеленые насаждения. Из-за того, что проспект принимает на себя транспортный поток Комсомольского проспекта, на этом участке проспекта самые большие пробки, особенно в сторону вокзала Томск-1. Общая ширина проспекта в этой части составляет около 34 метров. По проспекту в час проезжает около 1798 автомобилей, 21% из них - большегрузные автомобили.

Рис. 1. Пример улицы с высокой плотностью зеленых насаждений

Измерительный пункт № 4 расположен на проспекте Комсомольском. Проспект является одним из самых длинных проспектов Томска. Его длина составляет 3.89 километра. Проспект начинается от перекрестка с улицей Пушкина. Он пересекает реку Ушайку, проспект Фрунзе и заканчивается на площади Кирова. Также проспект является магистралью, соединяющей Октябрьский и Советский районы, а также центральный городской железнодорожный вокзал Томск-1 со станцией Томск-2. Благодаря своему расположению, проспект позволяет частично разгрузить улицу Красноармейскую и проспект Ленина. Ширина проспекта в месте измерения составляет 18 метров с тремя полосами движения в каждом направлении. В среднем в час по проспекту проезжает около 3768 автомобилей, из которых только 9% составляют тяжелые автомобили. В этом районе ослабление шума может быть обусловлено только радиальной расходимостью и поглощением в среде распространения из-за отсутствия зеленых насаждений и зданий вдоль дороги.

Пункт измерения №5 расположена вдоль проспекта Пушкина. Этот проспект соединяет Октябрьский и Ленинский районы. Этот проспект соединяет центр города с тихими жилыми районами. Ширина проспекта составляет около 60 метров, проезжая часть - 30 метров с тремя полосами движения в каждом направлении. На выбранном участке наблюдается наибольший транспортный поток: в течение часа здесь проезжает около 6420 автомобилей и 13% из них - тяжелые транспортные средства.

Измерительные пункты № 6 и № 7 расположены на проспекте Ленина. Проспект Ленина - центральная и самая длинная улица города Томска, одна из важных городских магистралей. Этот проспект расположен на территории трех районов - Кировского, Ленинского и Советского. Он начинается от пересечения с улицей Нахимова в районе Лагерного сада и идет параллельно реке Томь до пересечения с улицей Профсоюзной (район Черемошники). Измерительная точка № 6 расположена на площади Ленина. На этом участке достаточно просторная территория. Проспект в точке измерения № 7 (рис. 2) очень узкий. Ширина составляет всего около 25 метров, из них 9 метров - проезжая часть с двумя полосами движения в каждом направлении. Здесь нет зеленых насаждений для ослабления шума. Высота зданий в среднем составляет около 9 метров. В среднем по проспекту проезжает около 3396 автомобилей в час, из которых 13% - тяжелые автомобили.

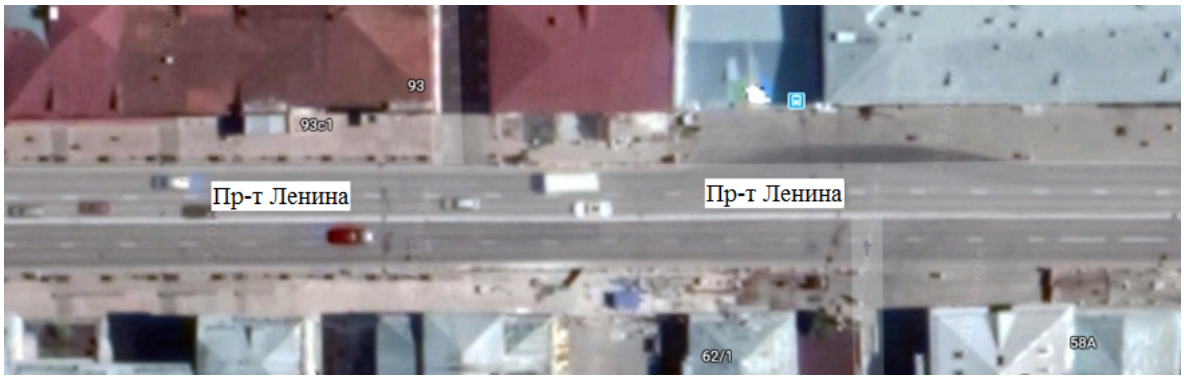


Рис. 2. Пример улицы с высокой плотностью застройки вдоль дороги

Уровень шума во всех измерительных пунктах измерялся многофункциональным измерителем уровня звука "Экофизика". Микрофон располагался на высоте не менее 1 метра над землей и на расстоянии более 1 метра от экранирующих элементов зданий и сооружений.

В каждом пункте измерения шума транспорта проводились многократно. Это позволило получить значения эквивалентного уровня шума для различной плотности транспортного потока. Для расчета функций линейной аппроксимации ($P = A + B \cdot N$) уровня акустического шума (P) от количества транспортных средств (N) для каждой точки измерения использовался метод наименьших квадратов. Результаты измерений и расчетов показаны на рисунке 3.

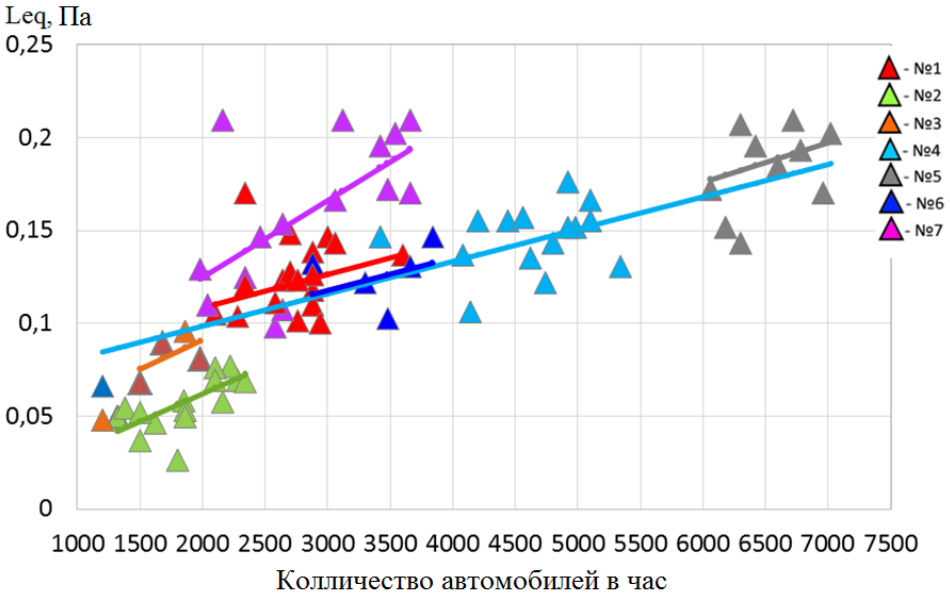


Рис. 3. Зависимость звукового давления от количества автомобилей

В каждом измерительном пункте на участке протяженностью 100 м по аэрофотоснимкам определялись площади зеленых насаждений и плотность застройки вдоль дороги. Расчет процента зеленых насаждений и процента перекрытия зданиями вдоль дороги производился по следующим формулам:

$$S_{gs} = \frac{\sum S_{gsi}}{S_o} 100\% \quad (1)$$

где S_{gsi} - площадь зеленых насаждений, S_o - общая площадь.

$$S_{db} = \frac{\sum Ldbi}{2L} 100\% \quad (2)$$

где L_{dbi} - длина перекрытия придорожными зданиями, L - общая длина придорожной полосы (рис. 4).

Рис. 4. Пример расчета процентов зеленых насаждений и перекрытия зданиями обочины дороги

Данные для расчета параметров модели и измерения плотности зеленых насаждений и плотности застройки приведены в таблице 1.

Таблица 1. Данные расчетов и измерений.

№	A	B	Плотность зеленых насаждений, %	Плотность застройки, %
1	0.0000179	0.0726172	20%	71%
2	0.0000298	0.0024577	38%	57%
3	0.0000317	0.027733	21%	82%
4	0.0000174	0.0637223	0%	0%
5	0.0000213	0.0481302	10%	30%
6	0.0000176	0.0648935	5%	6%
7	0.0000414	0.0419604	0%	96%

Уровень акустического шума зависит от многих факторов. Большое количество транспортных средств однозначно повышает уровень шума. Уровень городского шума существенно зависит от архитектурно-планировочных условий. Высокая плотность застройки вдоль дороги повышает уровень акустического шума. Это связано с наложением акустических лучей при их многократном отражении от поверхности зданий. С другой стороны, зеленые насаждения снижают уровень акустического шума. Это связано с поглощением акустической энергии кронами деревьев. В частности, зеленые насаждения в точке 2 снижают уровень шума на 4.5 дБ. Уровень шума в точке измерения 7, где нет зеленых насаждений, а плотность застройки вдоль дороги составляет 96%, превышает уровень шума в точке 2 на 7.5 дБ.

Список публикаций:

[1]. *Bocharov, A. G. Kolesnik, and A. V. Soloviev Two Parametric Model of the Spectrum of Traffic Noise in Tomsk // Acoustical Physics. 2012. Vol. 58. No. 6. PP. 718–724.*
[2]. *П.И. Поспелов Борьба с шумом на автомобильных дорогах. М: Транспорт. 1981. 88 с.*
[3]. *Н.П. Красненко Акустическое зондирование атмосферного пограничного слоя. Томск:Водолей. 2001. 278 с.*
[4]. *А.В. Соловьев Акустическая экология: учеб. пособие. – Ч. 1: Звук. Томск: Изд- тво Том. ун-та. 2018. 338 с.*
[5]. *A review on Published research on Low Frequency Noise and Its Effects // Report for Defra by Dr Geoff Leventhall Assisted by Dr Peter Pelmear and Dr Stephen Benton. 2003. P. 88.*
[6]. *Leventhall G., Pelmear P., Benton S. Benton A review of published research on low frequency noise and its effects // Report for Defra. 2003.*
[7]. *A.G. Kolesnik, S. V. Pobachenko, and A. V. Solov'yov Estimation of Contingency of Parameters of Human EEG and Background Infrasonic Vibrations of Pressure Revealed in Monitoring Studies // Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics. 2013. Vol. 49. No. 8. pp. 812–818.*
[8]. *Steele A critical review of some traffic noise prediction models // Applied Acoustics. 2001. Vol. 62. PP. 271-287.*
[9]. *Гост 20444-85.Шум. Транспортные потоки. Методы измерения шумовой характеристики. М.:ИПК Издательство стандартов. 2005. 11 с.*

Особенности организации региональной цифровой сети агрометеорологических наблюдений на примере Томской области

[1, 2]*Мягков Александр Сергеевич*
[2] Соловьев Андрей Вениаминович
[3]*Фомин Дмитрий Анатольевич*
[1]*ФГБУН Институт мониторинга климатических и экологических систем Сибирского отделения РАН*
[2]*Томский научный центр Сибирского отделения РАН*
[3]*ООО «УМИУМ», г. Томск*
E-mail: asms@imces.ru

Агрометеорология – прикладной раздел метеорологии, направленный на сбор, систематизацию и обработку метеорологической информации применительно к сельскохозяйственному производству. В первую очередь, это относится к растениеводству, так как рост и развитие растений в основном обусловлен погодными влияниями [1]. В условиях динамично меняющегося климата существенно возрастают различные погодные риски, что требует своевременных и точных управленческих решений для корректировки текущего сельскохозяйственного производства, а это, в свою очередь, требует наличия современных измерительных метеорологических систем с достаточным пространственным и временным разрешением. Задача по обеспечению агрометеорологическими наблюдениями отнесена к деятельности Росгидромета, однако измерительная метеорологическая сеть данной структуры значительно изреженная, что не позволяет в полной мере решать задачи по фактическому агрометеорологическому обеспечению сельскохозяйственной отрасли. Так, группировка измерительных метеорологических станций Росгидромета в Томской области составляет 24 единицы и лишь 5 из них ведут частично агрометеорологические наблюдения. Для решения агрометеорологических задач такого количества постов недостаточно, поэтому возникает необходимость развивать ведомственные сети агрометеорологических наблюдений. На территории Томской области концепция агрометеорологического мониторинга реализована на базе региональной цифровой сети Агропогода.рф (https://агропогода.рф). Данная концепция заключается в комплексном подходе к сбору, систематизации, анализу, прогнозу и разработке рекомендаций для сельхозпроизводителей.

Сеть является трехуровневой и состоит из метеорологических станций, агрометеорологических постов и агрометеорологических зондов, установленных непосредственно на полях. По состоянию на конец 2021 года сеть представляет собой группировку из более 120 измерительных систем (из них 13 метеопостов), размещенных на территории семи районов Томской области (Асиновского, Первомайского, Кривошеинского, Зырянского, Томского, Кожевниковского и Бакчарского районов).

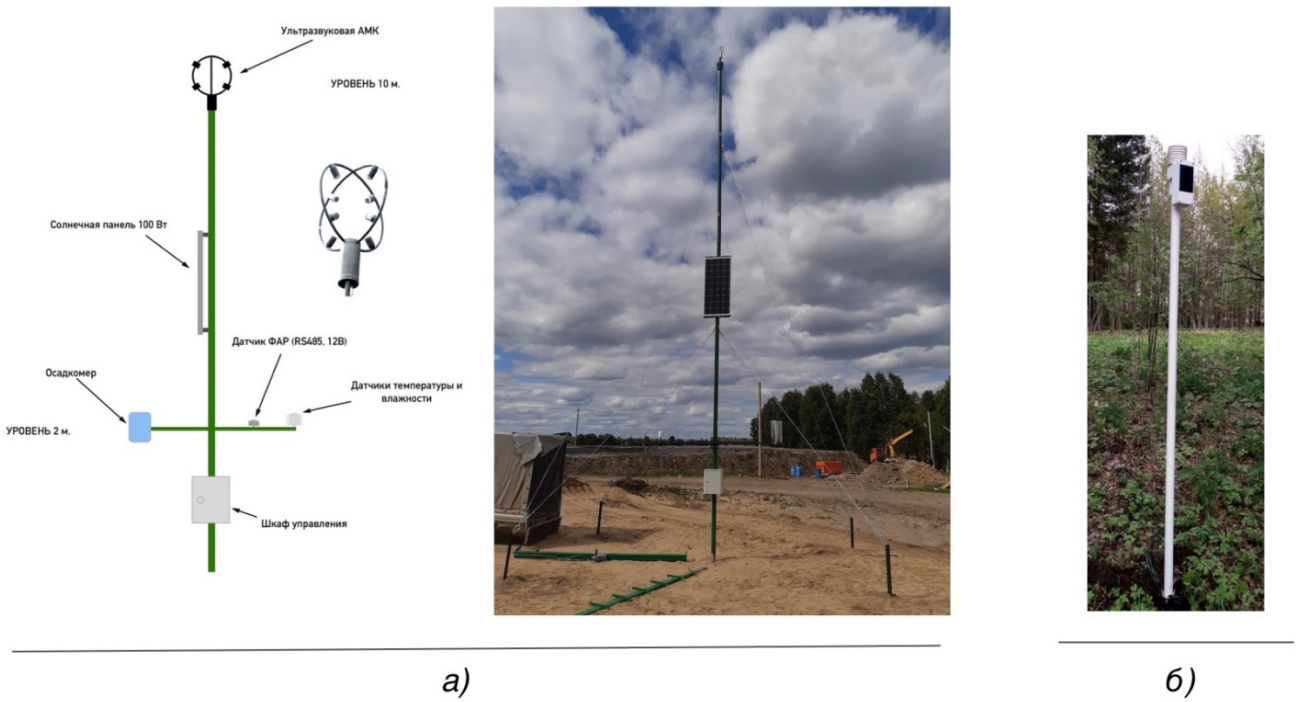


Рис. 1. Измерительные системы МЕТЕОПОСТ (а), МЕТЕОЗОНД (б)

Измерительное оборудование ведет непрерывный круглосуточный и круглогодичный мониторинг основных метеорологических характеристик, таких как температура и влажность воздуха, скорость и

направление ветра, температура и влажность почвы до глубины 50 см, ведет подсчет количества жидких осадков и осуществляет мониторинг уровня фотосинтетической активности (ФАР). Измерительное оборудование является сертифицированным. Полученные метеорологические характеристики каждый час передаются через сети мобильных операторов на сервер для хранения и дальнейшей обработки. Измерительные приборы являются автономными, питание датчиков и сенсоров осуществляется от встроенных аккумуляторов, зарядка которых происходит от солнечных панелей. Подробное техническое описание оборудования, его метрологические и эксплуатационные характеристики доступны для детального ознакомления на сайте https://агропогода.рф/.

Сеть агрометеорологических наблюдений на территории Томской области активно развивается, однако необходимо учитывать особенности, связанные с возможными ограничениями. Основное ограничение связано с недостаточным покрытием территории сетями мобильных операторов. Зачастую на удаленных участках земель сельскохозяйственного назначения отсутствует мобильная связь. Агрометеорологическая сеть требует наличия устойчивого покрытия территории сетью GSM. Территория Томской области характеризуется неравномерным ландшафтом, наличием лесных массивов, что не обеспечивает достаточной равномерности покрытия сигналами мобильных операторов. Авторами проекта и техническими специалистами рассматривается вариант полного отказа от использования инфраструктуры мобильных операторов, что требует разработки отдельной конфигурации сети передачи данных.

Такая измерительная сеть может быть построена с использованием, к примеру, протоколов LoraWan или NbIot [2]. В такой конфигурации каждый метеорологический измеритель является также и точкой приема-передачи информации от соседних измерителей, обеспечивая сбор и сохранение получаемой метеорологической информации (рис.2). По опыту взаимодействия с сельхозтоваропроизводителями Томской области, территории их посевных земель в среднем составляют 5-15 тыс. Га, а сами хозяйства расположены в радиусе 5-20 км, что позволяет строить IoT сеть с центральным узлом, расположенным в границах административных территорий (поселков, местных администраций), а сбор агрометеорологической информации осуществлять с использованием протоколов LoraWan на удалении от центрального узла в 5-15 км.

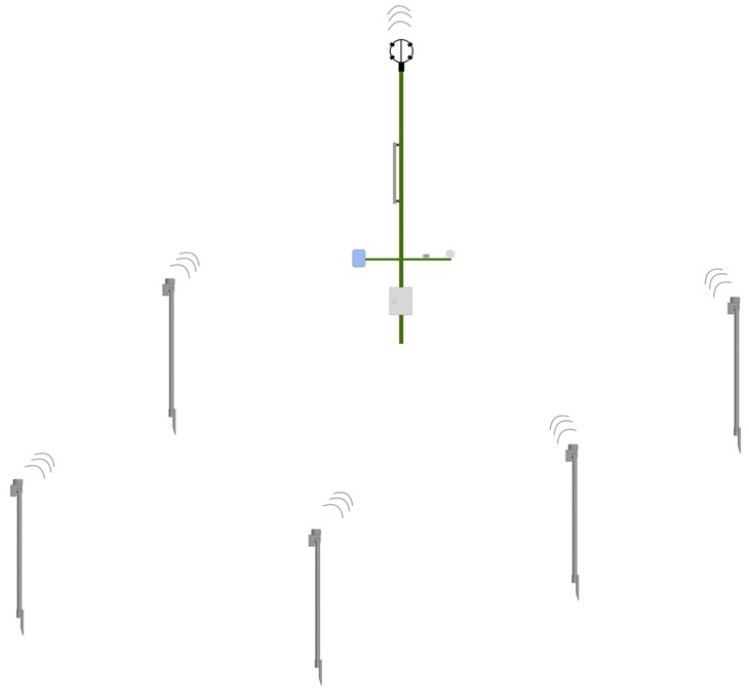


Рис. 2. Измерительные системы в идеологии Интернета вещей (IoT)

Важной особенностью при построении качественной сети агрометеорологических наблюдений является плотность сети. Для Томской области сеть агрометеорологических наблюдений, по нашим оценкам, должна содержать до 100 измерительных постов в границах жилых поселений и не менее 500-1000 метеозондов на сельскохозяйственных угодьях. Такая плотность сети позволит решать задачи по качественному краткосрочному прогнозированию погоды, для разработки цифровых помощников агронома, для мониторинга развития опасных сельскохозяйственных вредителей, осуществлять мониторинг болезней растений, оценивать риски возникновения опасных метеорологических явлений, таких как град, ливневые осадки, возвратные заморозки и т.д. Наши оценки указывают, что для качественного обеспечения агрометеорологическими наблюдениями необходимо устанавливать не менее 1 метеопоста и 5-10 метеозондов на каждые 500 км^2 территории. При этом

необходимо учитывать её ландшафт. При установке оборудования целесообразно придерживаться «правила установки в трех точках». Согласно правилу, первый зонд следует установить в самой низкой точке ландшафта, второй - в самой высокой, и третий в медианной. Это позволит отследить метеорологические тенденции в условиях ландшафтных ограничений.

Хранение, обработка и визуализация накопленной агрометеорологической информации осуществляется посредствам информационной платформы, где каждому пользователю системы отведены соответствующие права доступа к различным сервисам (рис.3).

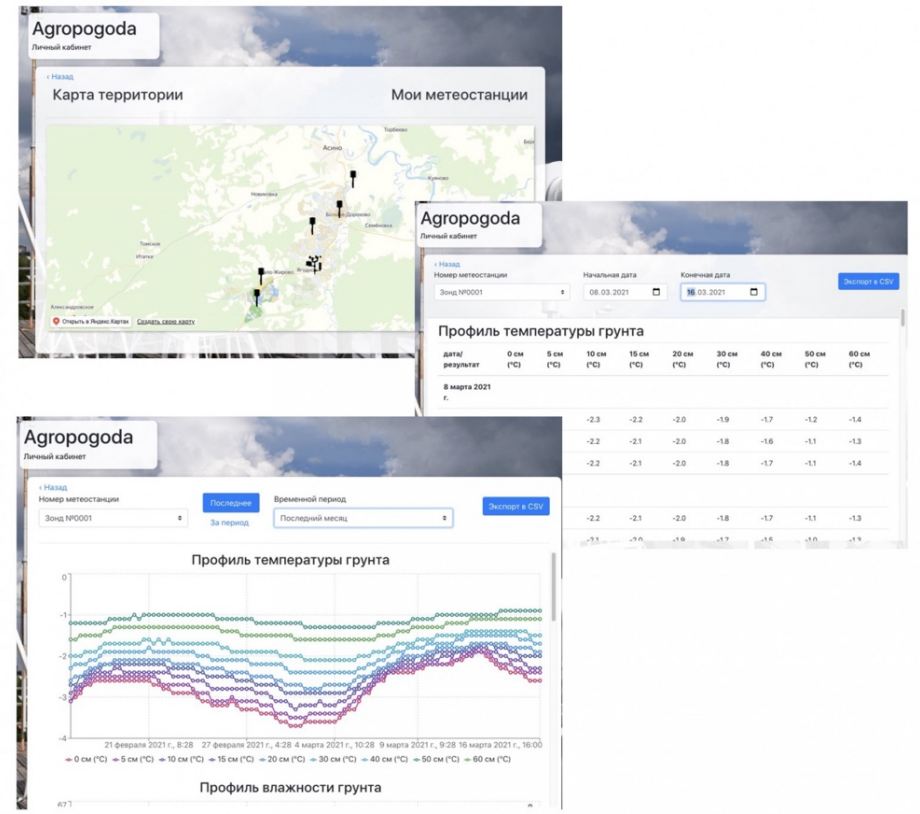


Рис. 3. Представление информации в рабочем кабинете пользователя

Пользователю доступна информация о текущей метеорологической обстановке, а на цифровой карте нанесены все измерительные системы. Пользователь может запросить разнообразную метеорологическую информацию, проанализировать её самостоятельно или воспользоваться готовыми сервисами, которые названы «цифровыми помощниками». Цифровой помощник – расчётный алгоритм, который из имеющихся агрометеорологических данных строит определенный сценарий развития событий и сообщает об этом пользователю. К примеру, это может быть прогноз утреннего заморозка или расчёт вероятности появления тумана, либо расчёт времени появления вредителя, к примеру, рапсовой моли, что дает возможность агроному принять решение о своевременной инсектицидной обработке. Более подробно ознакомиться с возможностями информационной платформы можно в демонстрационном режиме (логин и пароль «demo» на странице авторизации пользователей https://lk.agropogoda.com/).

Наиболее значимым и ценным является качественный агрометеорологический мониторинг в предпосевные и уборочные периоды. На рисунке 4 представлены результаты агрометеорологических наблюдений температуры почвы на глубинах 10, 30 и 60 см в посевной период 2020 года на территории Кожевниковского района Томской области (рис.4). Для анализа на график наложены основные сельскохозяйственные мероприятия, такие как прибивка влаги, начало и окончание высева зерновых. На графике температуры почвы на глубине 10 см отчетливо виден возвратный заморозок в период основных посевных работ, что значительно затормозило стартовое развитие растений. Очевидно, что прибивка влаги и старт посевной компании запоздали примерно на 10-12 дней. Фактически это означает дополнительные потери урожайности.

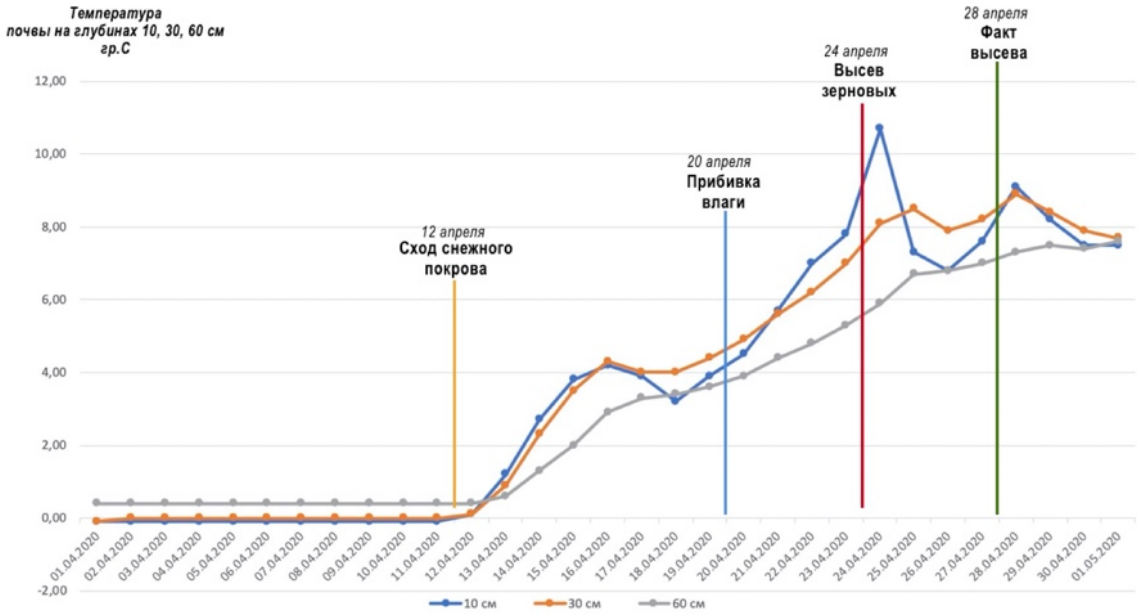


Рис. 4. Агрометеорологическая обстановка весной 2020 г.

Такие же рекомендации можно дать и для проведения сбора посевных. Наиболее оптимальным сроком проведения уборочной компании мы считаем ситуацию, при которой произошел полный набор эффективных температур для выбранной сельскохозяйственной культуры и стартовал процесс глубинного охлаждения почвы (глубина 40-60 см). Так, к примеру, для пшеницы в сельскохозяйственный сезон 2021 года оптимальным сроком уборки по расчётным алгоритмам агрометеорологической сети было 13-23 августа, однако не все предприятия начали уборку в этот срок. Последующие сильные и затяжные дожди не позволили убрать часть урожая зерновых в необходимом кондиционном качестве. Фактически это означает существенные экономические потери.

В качестве вывода можно указать, что развитие современных сетей мониторинга метеорологических параметров является важным инструментом современного сельскохозяйственного производства, что особенно актуально в условиях динамично меняющегося климата. При этом подобные системы целесообразно строить в идеологии Интернета вещей (IoT), а сами измерительные системы должны быть максимально удешевлены за счет использования современных цифровых подходов в сборе, передаче и дальнейшей обработке получаемой метеорологической информации.

Список публикаций:

[1] А.П. Лосев. Практикум по агрометеорологическому обеспечению растениеводства, Санкт-Петербург, Гидрометеоиздат, 1994 г., ISBN 5-286-01124-1

[2] А.Анисимов. Спецификация LoRaWAN. Введение. Основные понятия и классы оконечных устройств, Интернет-ссылка: https://habr.com/ru/post/316954/

Современные проблемы и технологии подготовки специалистов в области радиофизики, радиотехники и оптики

20-22 октября 2021, Томск

УДК 383 + 37.013(082) + 001.8(031)

Приобщение магистрантов и аспирантов к научному дискурсу при обучении методологии исследований

Пойзнер Борис Николаевич
Аникин Валерий Михайлович, Измайлов Игорь Валерьевич
Национальный исследовательский Томский государственный университет,)
Саратовский национальный исследовательский государственный университет
pznr@mail.tsu.ru

Авторы анализируют опыт проведения занятий по основам научных исследований для магистрантов и аспирантов физико-математического и инженерно-физического профиля. Известно, что коммуникативные компетенции большинства обучаемых не соответствуют требованиям к творческому субъекту в области науки и технологий. Поэтому необходим лингвистический *up-grade* магистрантов и аспирантов. Предложены его стратегические принципы. 1) Обновление содержания обучения. 2) Использование достижений антропологической лингвистики. 3) Осуществление нового подхода в контексте освоения магистрантами и аспирантами методологии научных исследований и инженерного дела. Сформулированы конкретные предложения и рекомендации. Такой шаг способен стимулировать рефлексию обучаемого над своей языковой личностью в контексте общения с профессиональным сообществом.

***Ключевые слова*:** антропологическая лингвистика, научный дискурс, магистрант, аспирант, диссертация.

Язык мой – враг мой
Пословица

I. По-видимому, в качестве художественной гиперболы правомерно говорить сегодня о COVID-периоде вузовской педагогики или даже о COVID-педагогике. Под этими неологизмами подразумевается то следующее обстоятельство. Принудительная, форсированная и почти тотальная «дигитализация» (она же «цифровизация») образования в 2020–2021 гг. – при всей массе издержек и вредных побочных продуктов – в некоторой мере пошла образованию на пользу. Точь-в-точь по пословице: не было бы счастья, да несчастье помогло. По мнению авторов доклада, одно из видов «счастья» состоит в том, что, во-первых, дигитализация доказала незаменимость – *пока!* – человека (в роли преподавателя) в ряде базисных процедур обучения и образования. Во-вторых, дигитализация диагностировала несколько глубоких дефектов в подготовке магистрантов и аспирантов к интеллектуальной деятельности. В-третьих, возникает вопрос о том, как поставить техническую силу дигитализации на службу гуманизации образования.

Под гуманизацией образования в культурной антропологии обычно понимают передачу ценностно положительных моделей (*cultural patterns*, или культурных образцов) мышления (психоментальной активности), поведения, воображения (где значима роль психоэмоциональной активности) и особых норм (например, эвристик) *смены* указанных норм в проблемных ситуациях. Общеизвестно, что наиболее «человеческим» качеством человека является его семиотическая способность, т.е. умение создавать знаки, знаковые системы и оперировать с ними для разрешения проблем. Главнейшим из этих знаков являются слова, а ключевой семиотической системой – язык, осмысленная речь, или Λόγος, как говорили древние греки. Поэтому заботой высшего образования в плане его гуманизации является вооружение магистрантов и аспирантов развитыми коммуникативными компетенциями и продуктивным языковым сознанием. (По-видимому, то же относится и к новым когортам преподавателей вузов.) Немаловажно, что в когнитивистике признана теория множественного интеллекта (*multiple intelligences*) американского психолога Г. Гарднера [1]. Примечательно, что Гарднер отдаёт приоритет лингвистическому интеллекту – среди шести базовых типов его.

Авторы доклада полагают, что гуманизация образования, бесспорно, необходима, особенно в нынешней ситуации в нашей стране. Наряду с опорой на технический прогресс в сфере *IT* и дигитализации образования, следует обогащать содержание обучения магистрантов и аспирантов, чтобы стимулировать их саморазвитие как языковых личностей. Обращает на себя внимание выявившаяся закономерность: дигитализация неуклонно расширяет возможности приобщения студентов и аспирантов к *языкам науки*. Эта, казалось бы, рутинная педагогическая работа идёт сегодня в контексте двух различных тенденций, порождаемых несходными социокультурными механизмами. В этой связи ведущие отечественные социолингвисты подчеркивают: «Возникновение и функционирование языков науки обусловлены построением и развитием их понятийного аппарата и отделённостью самой науки от повседневной жизни общества. В свою очередь, сохранение связи научного языка с естественным вызвано заинтересованностью науки и общества друг в друге. <…> Мы имеем в виду прежде всего (а) преподавание научных дисциплин, (б) популяризацию знаний и (в) желание убедить общество в важности (в том числе практической) научных исследований. <…> К сожалению не все учёные обращают внимание на языки, на которых они формулируют положения своей науки, и на языки, на которых

научные знания транслируются в общество <…>. Построение типологии этих языков и описание их структуры – это задачи весьма актуальные и важные для перехода от педагогики заучивания к педагогике понимания» [2, с. 23]. Само собой разумеется, для повышения уровня обучения в магистратуре и аспирантуре, во главу угла должна быть поставлена педагогика понимания.

II. К сожалению, приходится констатировать, что сегодня многие магистранты и аспиранты физико-математического, а также инженерно-физического профиля сохраняют в своём мышлении дефекты домашнего воспитания и школьного образования. Последнее, как известно, во многом дезорганизовано *quisi*-реформами и сомнительными новациями, снижающими качество обучения физике, математике, русскому языку. По мнению авторов доклада и их коллег, эти дефекты и их прямые последствия особенно остро проявляются при подготовке выпускных квалификационных работ (ВКР) всех уровней. Аспиранты (и тем более студенты), зачастую достаточно одарённые, страдают недостатком лингвистических компетенций, о чём не всегда догадываются. Увы, этот недуг не излечивается систематически в вузе, так как *de facto* формирование и развитие лингвистических компетенций не относится к сфере ответственности выпускающих кафедр. Между тем, этот дефект всё заметнее затрудняет успешное профессиональное общение студента с научным руководителем и препятствует рефлексии начинающего исследователи или инженера над своей работой. Кроме того, дефицит абстрактного мышления, не столь уж редкий нынче у обучаемых, в сочетании с «безъязыкостью» даёт негативный синергийный эффект. Подавляющее большинство обучаемых владеет более или менее лишь разговорной речью со всеми изъянами её, простительными в сугубо житейских ситуациях и контактах. Однако её отличает стихийность, нечёткость, спонтанность, вольность обращения со словами, а то и вульгарность. Естественно, это несовместимо с требованиями к языку научно-технических текстов, включая магистерские и кандидатские диссертации. Даёт о себе знать и весьма наивное представление – даже у аспирантов – о существе научной или инженерной деятельности. Поэтому закономерно, что многие диссертанты недооценивают важность овладения ими нормами языковой коммуникации. Более того, подавляющее большинство студентов-старшекурсников ещё не осознают себя как языковую личность, не осведомлены об особенностях профессионального общения в научном или инженерном сообществе, не догадываются о возможности самовыражения в различных типах дискурса. И потому они не имеют мотивов к соответствующим направлениям развития своей персоны.

III. Обрисованная выше проблемная ситуация побуждает искать пути выхода. Авторы доклада предлагают свой вариант её разрешения. Они используют когнитивный подход, представления антропологической лингвистики, в частности, понятие речевой организации, языковой личности, дискурса а также накопленный педагогический опыт в обучении магистрантов и аспирантов основам методологии исследований. Авторы доклада опираются на труды Н. С. Автономовой, Эв. Агацци, В. П. Визгина, В. И. Карасика, Ю. Н. Караулова, Ю. А. Сорокина, Э. А. Соснина и других.

IV. Опыт показывает, что приобщение обучаемых к научному стилю мышления и высказываний целесообразно совмещать с приёмами, которые развивают их способность рефлексировать над своей нормативной профессиональной и поисково-творческой деятельностью. *Et vice versa*: обсуждая с обучаемым результаты его анализа действий при подготовке ВКР, следует постоянно фокусировать его внимание на тех или иных формах отклонения от научного дискурса. А в качестве лейтмотива дискуссии должно служить обращение к различным методологическим аспектам данной НИР: как осознанным её исполнителем, так и неосознанным либо ложно толкуемым. Несколько упрощая, можно сказать, что магистранта и аспиранта желательно приучить постоянно отвечать себе (а потом преподавателю) минимум на три вопроса. 1) Как я действую на данном этапе НИР? 2) В чём заключается мой результат НИР на этом этапе? 3) Каковы языки описания моих действий и полученного результата? Подобные вопросы призваны побудить студента выйти из «автоматизма восприятия» своей исполнительской – зачастую машинальной, узко-лаборантской, роботообразной – деятельности в ходе подготовки диссертации. Кроме того, вопросы создают в сознании обучаемого некие клише, фреймы, с помощью которых он способен осмысливать в единстве две стороны НИР: план содержания её и план выражения.

От обучаемого требуется обеспечить баланс между тремя аспектами НИР: процедурным (какую эффективную методологию выбрать?), интерпретативным (как правильно истолковать смысл результата и его связь с действиями?), лингвистическим (как адекватно выразить интерпретацию, соблюдая нормы научного дискурса?). Иногда студенту надо разъяснить, что требуется именно баланс, так как утрата любого из трёх аспектов обесценивает всю НИР и грозит снизить её продуктивность. Обычно тогда студент, наконец, уразумеет, что общение в научном сообществе (тем паче интернациональном) нетривиально. Если это происходит, то повышается вероятность того, что он поймёт ограниченность своей коммуникативной компетенции и предпримет усилия для развития её. Лингвистический аспект особенно актуален для инженера и для физика-прикладника. В самом деле, когда их результаты интеллектуальной деятельности становятся достойны заявки на патент, то остро встаёт проблема корректного формулирования результатов. Разрешение проблемы требует не только понимания сугубо научной или технической основы новации, но и развитого языкового сознания [3, с. 113–130, 344–364].

V. Изложим далее кратко и в порядке некоего ориентира для университетских коллег основные компоненты содержания предлагаемого подхода, а также рекомендации практического характера для тех, преподавателей, кто впервые проектирует курс по основам научных исследований.

Как правило, студенты понимают смысл слова «метод», но с пониманием термина «методология» не у всех дело обстоит благополучно. Поэтому желательно внедрить в их сознание базовое определение: методология есть учение об организации деятельности. Далее необходимо подчеркнуть, что в понятии «организация» договорились различать три смысловых компонента. Во-первых, это свойство внутренней упорядоченности. Во-вторых,, – процесс, а чаще – процессы, результатом которых становится упорядоченность. В-третьих, – организационная система, т.е. объединение людей, действующих согласно процедурам, правилам, конвенциям. Более детально эти дефиниции комментируются в классическом учебнике А. М. Новикова и Д. А. Новикова [4]. Очевидно, что третий компонент наиболее важен магистранта и аспиранта, хотя опрос обычно показывает, что большинство обучаемых понимают его весьма поверхностно.

Желательно приучать студентов и аспирантов –ради их саморазвития – обращать внимание на этимологию любых терминов и вообще слов, хотя вероятность успеха здесь невелика. Например, обучаемым невредно узнать, что термин «методология» есть производное от трёх древнегреческих корней. Ясно, что λόγος – учение, наука, слово. А существительное μεθόδος означает буквально путь (όδος) вслед за чем-либо, пре*следование.* В более широком смысле μεθόδος – способ исследования, научное исследование [5, стлб. 788]. Слово «метод» переводят ещё и как со-путник, попутчик [6, с. 83], производя от предлога μετα – сообща, вместе; в сложных словах μετα означает: соучастие +όδος – дорога, путь [5, стлб. 800, 864]. От слова μεθόδος (через μεθοδικός – прослеживающий) происходит наше имя Мефодий, т.е. методический, а упрощённый простонародный вариант его имени – Нефёд. Словарь Даля толкует метод как способ, порядок, основания; принятый путь для хода, достижения чего-либо, в виде общих правил [7, стлб. 843]. Но в смысловом плане существенней то, что для древнего грека слово μεθοδος непосредственно связывалось, тесно ассоциировалось с родственным ему существительным «метод*е*йя» (от др.-гр. μεθοδεία – коварство, хитрость). Здесь возможная параллель с хитростью охотничьей либо военной вполне уместна. Дело в том, что научное исследование – предприятие *рискованное*, и от неудачи никто не застрахован. Как и на охоте или в военной кампании.

Поэтому возникает повод обратиться к процедурной стороне НИР. Сначала желательно сделать предметом для дискуссии среди слушателей (либо в режиме *on-line* с участниками занятия) следующий тезис авторитетного европейского историка, методолога, философа естествознания Эв. Агацци. В своём капитальном сочинении «Научная объективность и её контексты» (2014) Агацци заявляет: «Сегодня возможной отраслью научного знания признаётся любая область исследований, если ими занимаются в соответствии с определёнными стандартами строгости, а это значит, что наука теперь характеризуется не тем, что́ она исследует, а тем, как она это делает». Причём он указывает на принципиальный для всех наук «переход от упора на содержание к упору на метод» [8, с. 29].

Обычно студенты и аспиранты более или менее верно понимают процедурный, протокольный, нормативно-метрологический и статистический характер данных экспериментального исследования. Чтобы углубить и закрепить их понимание, полезно подчеркнуть противопоставление предмета исследования объекту исследования, причём тема исследования является малой частью предмета. Далеко не все студенты отдают себе отчёт в том, что они в НИР всегда имеют дело исключительно с предметом исследования, но не с объектом исследования. Нередко обучаемые отождествляют предмет исследования с объектом и т.п. [4, с. 214–243; 9; 10, с. 4–31, 74–117].

Моделирование, как известно, составляет ведущий метод научного исследования и основу научного прогнозирования [4, с. 192–213]. При подготовке ВКР обучаемый должен доказывать своё умение анализировать базовые модели, изученные ранее и те, что подвергаются им усовершенствованию. Касаясь познавательных функций моделирования, полезно сформулировать магистрантам и аспирантам некоторые критерии для проверки понимания ими сути используемых в ВКР физико-математических моделей (формул, уравнений, матриц и т.п.). Для этого обучаемому предлагается ответить минимум на четыре вопроса.

1) Каков *смысл* данной модели, т.е. какое явление, какую закономерность, какую причинно-следственную связь, корреляцию и т.п. описывает, формализует физико-математическая модель? Например, модель формализует зависимость показателя преломления материальной среды от направления вектора электрического поля световой волны.

2) Каково *происхождение* модели, т.е. от каких других моделей или от каких физических принципов, постулатов, физических законов ведёт своё начало данная модель? Например, некая модель происходит от комбинации закона сохранения энергии и уравнений Максвелла в векторной форме.

3) Каковы *границы применимости* (границы корректности) модели, т.е. пределы справедливости модели, адекватности её содержания некоторой части физической (технической и т.п.) реальности? Границы эти обычно определяются *численными* значениями параметров модели либо *соотношениями* между значениями параметров модели, наличием / отсутствием некоторых компонентов (слагаемых в формуле) и свойств модели (зависящих от используемых математических объектов, допустим, тензоров либо скаляров). Например, если в некой модели

показатель Бугера менее 0,01 $см^{-1}$, то считаем оптическую среду консервативной системой, а если показатель не менее 0,1 $см^{-1}$, то это приближение консервативной системы непригодно.

4) Каково *место* конкретной модели *в иерархии* моделей? Так, *нелинейная* модель, описывающая свойство материальной среды,, в которой распространяется поток излучения является более общей, чем линейная модель для той же среды; модель, описывающая анизотропную среду, – более общая, чем модель, описывающая изотропную, *etc*.

Перечисленные вопросы послужат ориентиром диссертанту в ходе интерпретации им целостных научных текстов или их фрагментов, самодостаточных в смысловом отношении. Такая задача встаёт при составлении в диссертации обзорной главы, очерчивающей предмет исследования Но при таком анализе следует пользоваться методикой тройственной интерпретации текста, предложенной В. П. Визгиным [11, с.335–339].

Общеизвестно, что работа в науке предполагает умение исследователя задавать вопросы, особенно самому себе, умело формулировать свои выводы и наблюдения, а также понимать чужие речи и писания. Коллективный мировой характер науки осуществляется через многостороннее *общение*. Конечно же, оно невозможно без единого языка, без единого лексикона, устанавливаемого по конвенции. Проблема здесь не только в том, чтобы магистрант и аспирант стремился обладать соответствующей эрудицией и развитым речевым аппаратом. По наблюдениям авторов доклада, в плане содержания обучения здесь продуктивны такие категории и соответствующие концепции, как «языковая личность» [12], «человек говорящий» [13], «языковое проявление личности» [14], «дискурс».

В толковании и употреблении понятия «дискурс», а также его производных: «научный дискурс», «инженерный дискурс», «дискурс исследователя» и т.п. – авторы доклада придерживаются следующей позиции. Термин «дискурс» *(*фр. *discours* – речь, англ. *discourse* < позднелат. *discursus* – рассуждение < лат. *discurro* – разбегаться в разные стороны) труден тем, что его даже переводят двояко: 1) «дискурсия», т.е. последовательность словесных знаков; 2) «речь». В тех европейских языках, где нет термина, равнозначного французскому *discours* либо английскому *discourse*, его заменяют термином «текст» [15*,* с. 115].

Согласно разъяснению философа Н. С. Автономовой, слово «дискурс» имеет два разных смысла. Причём часто возникает путаница, поскольку обычно оба смысла выражает одно и то же прилагательное «дискурсивный». Первый смысл (привычный физику или инженеру): логико-лингвистическое развёртывание. То есть «последовательное выражение мыслей посредством слов и предложений» (по А. Лаланду) [16, с. 379]. Отсюда – встречающееся в физико-математических и методологических работах прилагательное «дискурсивный», т.е. выводимый логически, дискретными шагами, *step-by-step*. Отсюда же – характеристика «дискурсивное мышление»: оно развёртывается в последовательности понятий и (или) суждений. В итоге получаем так называемое выводимое, или «дискурсивное», знание, получаемое например, в типичных процедурах экстраполяции. Его противоположность – знание, получаемое интуитивно, т.е. схватыванием целостной сути явления. Такое знание приносит, например, озарение (*insight*), описанное в психологии творчества.

Второй же смысл термина «дискурс» – социально-регламентированное высказывание. (В этом плане оно не имеет отношения ни к логике, ни к лингвистике, которые задают правила вывода, скажем, «если *A*, то *B*».) В этом втором смысле дискурс – «совокупность социальных и идеологических ограничений, определяющих, кто, что, кому, каким образом и при каких обстоятельствах может или не может говорить» [16, с. 380]. Так, публицистический дискурс недопустим в отчёте по НИР, а научный дискурс вряд ли желателен в беллетристике, рекламе, семейной беседе. Иначе говоря, дискурс выражает (бес)сознательный настрой автора высказываний на предполагаемого *адресата*. Дискурс часто выражает методологические, идеологические, эстетические и иные ориентации автора, «пропитывающие» его текст или речь. Они создаются не в стерильном вакууме, а в изменчивом либо стабильном контексте. Особенно важен контекст *научной школы* или научной традиции с её нормами, в том числе – образцами дискурса, которые (порой незаметно для себя) перенимают начинающие исследователи. Уместно добавить ещё одну формулировку, полезную для магистранта и аспиранта. «дискурс – это личностно, культурно и ситуативно детерминированная коммуникативная практика». Она успешна, если автор не только контролирует «текстопорождение» (например, сочиняя доклад, статью, монтируя презентацию), но и стремится предвидеть «текстовосприятие», декодирование смыслов со стороны читателя, слушателя, экспертов [14, с. 125].

Опыт свидетельствует, что начинающему исследователю или инженеру (он же – автор диссертации) непривычно осознавать себя «языковой личностью» вообще (термин введён Ю. Н. Карауловым ещё в 1987 г., но в вузовской педагогике почти не употребляется [12]). Особенно же трудно осознавать – «языковой личностью» в науке или технике. Как облегчить обучаемому рефлексию в этом деликатном вопросе? Ему полезно раскрыть понятие речевой организации человека, принятое в антропологической лингвистике. Один из её представителей В. И. Карасик подчёркивает, что языковую личность следует характеризовать с позиций языкового сознания и речевого поведения [17, с. 24]. Последнее понятие тесно связано с дискурсом.

Целесообразно разъяснить магистрантам и аспирантам, какова структура речевой организации. В ней антропологическая лингвистика выделяет пять компонентов. 1. Языковая способность как органическая возможность *научиться* речевому общению, включая письменное общение. 2. Коммуникативная *потребность*,

т.е. адресатность, направленность на коммуникативные условия, на участников общения, на языковой коллектив. 3. Коммуникативная компетенция как *выработанное* умение осуществлять общение в его различных регистрах для оптимального достижения цели. Принято считать: компетенцией человек овладевает (в ходе обучения и самообучения), но способности (их некогда называли «природными») он может лишь развить. 4. Языковое сознание, т.е. активное вербальное «отражение во внутреннем мире внешнего мира» (А. Р. Лурия). Физики и инженеры в этом аспекте говорят о моделировании объективной реальности с помощью подходящих языков описания., включая естественный язык 5. Речевое поведение – осознанная и неосознанная система речевых поступков, раскрывающая характер человека и его образ жизни [17, с. 24]. В свою очередь, образ жизни человека обусловлен социокультурными факторами и наличной ситуацией, где разворачивается его речевое поведение [16, с. 380].

Перечисленные компоненты полезно иллюстрировать анализом примеров как успешной, так и неадекватной речевой организации. Их можно, взять из магистерских и кандидатских диссертаций, отчётов по НИР, курсовых проектов, других ВКР и т.п. А затем попросить каждого обучаемого определить: какой из компонентов речевой организации он считает своим коньком? В каких коммуникативных ситуациях он в этом убедился? А какой из компонентов считает своей ахиллесовой пятой? Какими средствами он намерен избавиться от своего недостатка? В свою очередь, размышления обучаемых, спровоцированные этими заданиями, повышают вероятность в будущем проведения более продуктивной НИР.

Почти все обучаемые видят в себе неповторимые и творческие натуры. В этой связи небесполезно объяснить им: существуют всевозможные дискурсы, формы и алгоритмы языкового общения как важнейшего способа *самовыражения* личности. Причём они включают манипулятивные приёмы воздействия на адресата сообщения. Самовыражение может быть и намеренным, и осуществляться помимо воли человека. Оно «проявляется в выборе определённых слов и выражений либо маркированном отсутствии таких единиц в речи». Эти «способы самовыражения организуют дискурс». Существенно, что элементы такого самовыражения («дискурсивные эмблемы личности») служат «индикаторами отношения говорящего к предмету своей речи». Они выражают «широкий спектр эмоционального и рационального самопозиционирования в общении» , особенно нынче в социальных сетях [18, 225, 234]. В публицистике дискурсивные слова отражают «наиболее значимые, обсуждаемые повсеместно понятия». В чём коварство дискурсивных слов и словечек? В том, что они как эмблемы говорящего / пишущего способны стать «узнаваемым знаком личности» [18, с. 226–227]. Иногда – дискредитирующим знаком.

Разумеется, через все эти аспекты можно рассмотреть тексты, создаваемые обучаемыми: их ВКР, доклады, презентации, статьи, эссе на учебные темы по методологии науки и т.п. Чтобы ободрить и мотивировать их к рефлексии над собственным речевым поведением, целесообразно предложить для обсуждения подходящую максиму. Допустим, из «Схолий к имплицитному тексту» колумбийского интеллектуала Н. Гомеса Давилы: «Запутанная истина стоит меньше, чем ясная ошибка» [19, с. 61].

VI. В докладе показана необходимость и возможные пути приобщения магистрантов и аспирантов физико-математического и инженерно-физического профиля к научному дискурсу. Предлагается дополнить содержание курса по методологии исследований сведениями из антропологической лингвистике в объёме, позволяющем обучаемым рефлексировать над средствами и результатами самовыражения в качестве языковой личности при подготовке ВКР. С учётом опыта авторов доклада сформулированы конкретные предложения и рекомендации по расширению содержания образования, указан рабочий минимум соответствующей литературы.

Список публикаций:

[1] Gardner H. Frames of Mind: The Theory of Multiple Intelligences. NY: Basic Books, 2009. 556 p.

[2] Крейдлин Г. Е., Шабат Г. Б. // Абсурд в языке и коммуникации: Сб. статей / Сост., отв. ред. Л. Л. Фёдорова. М.: РГГУ, 2020. С. 21

[3] Соснин Э. А., Канер В. Ф. Патентоведение: учебник и практикум для бакалавриата, специалитета и магистратуры. М.: Юрайт, 2019. 384 с.

[4] Новиков А. М., Новиков Д. А. Методология научного исследования. М.: ЛИБРОКОМ, 2015. 272 с.

[5] Вейсман А. Д. Греческо-русский словарь. Репринт V-го издания 1899 г. М.: Греко-латинский кабинет Ю А. Шичалина, 1991. 1370 стлб.

[6] Князева Е. Н., Курдюмов С. П. Синергетика: нелинейность времени и ландшафты эволюции. М.: КомКнига, 2007. 272 с.

[7] Даль В. Толковый словарь живого великорусского языка / под ред. И. А. Бодуэна-де-Куртенэ: Т. 1–4: Т. 2: И–О. СПб.; М.: Прогресс-Универс, 1994. 912 стлб.

[8] Агацци Эв. Научная объективность и её контексты / пер. Д.Г. Лахути; под ред. и с предисл. В. А. Лекторского. М.: Прогресс-Традиция, 2017. 688 с.

[9] Таланов В.М. Синдром Пигмалиона и образование. // URL: https://search.rsl.ru/ru/record/01005464895

[10] Соснин Э. А., Пойзнер Б. Н. Методология эксперимента: учеб. пособие. М.: ИНФРА-М, 2017. 162 с.

[11] Визгин В. П. Наука в её истории. М.: Изд. Дом ЯСК, 2020. 680 с.

[12] Караулов Ю. Н. Русский язык и языковая личность. М.: Наука, 1987. 264 с.

[13] Сорокин Ю. А. // Массовая культура на рубеже XX–XXI веков: Человек и его дискурс. Сб. научных тр. / под ред. Ю.А. Сорокина. М.: Азбуковник, 2003. С. 5.
[14] Карасик В. И. Языковое проявление личности. М.: Гнозис, 2015. 384 с.
[15] Махлина С. Т. Словарь по семиотике культуры. СПб.: Искусство-СПБ, 2009. 752 с.
[16] Автономова Н. С. Познание и перевод: Опыты философии языка. М.: РОССПЭН, 2008. 704 с.
[17] Карасик В. И. // Массовая культура на рубеже XX–XXI веков: Человек и его дискурс. Сб. научных тр. / под ред. Ю. А. Сорокина. М.: Азбуковник, 2003. С. 24.
[18] Карасик В. И. Языковая пластика общения. М.: Гнозис, 2021. 536 с.
[19] Гомес Давила Н. Схолии к имплицитному тексту / предисл. Е. Косиловой; под ред. В. Дворецкого. М.: Канон+ «Реабилитация», 2021. 896 с.

* Саратовский национальный исследовательский государственный университет, г. Саратов, Россия,
**Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия,

INTRODUCTION OF UNDERGRADUATES AND GRADUATE STUDENTS TO SCIENTIFIC DISCOURSE IN TEACHING CONTEXT OF THE RESEARCH METHODOLOGY

V.M. Anikin, I.V. Izmailov, B.N. Poizner

The authors analyze the conducting experience of classes on the fundamentals of scientific research for undergraduates and postgraduates in physics and mathematics and engineering and physics. It is known that the communicative competencies of the majority of students do not meet the requirements for a creative subject in the field of science and technology. Therefore, linguistic up-grades of undergraduates and postgraduates are required. Its strategic principles are proposed. 1) Updating of training content. 2) Using of anthropological linguistics achievements. 3) Implementation of a new approach in the context of mastering by undergraduate and graduate students in the methodology of scientific research and engineering. Specific proposals and recommendations are formulated. Such a step is able to stimulate the student's reflection on his linguistic personality in the context of communication with the professional community.

Key words: anthropological linguistics, scientific discourse, undergraduate, graduate student, dissertation.

REFERENCES

[1] Gardner H. Frames of Mind: The Theory of Multiple Intelligences. NY: Basic Books, 2009. 556 p.
[2] Kreydlin G. E., Shabat G. B. Vocabulary of the language of science // Conformity and contradiction to common sense. Absurdity in language and communication. Collection of articles. Ed. and comp.by L. L. Fedorova. Moscow, RGGU, 2020, pp. 21–33. (in Russ.)
[3] Sosnin E. A., Kaner V. F. Patenting: textbook and workshop for undergraduate, specialist and graduate programs. M .: Yurayt, 2019.384 p. (in Russ.)
[4] Novikov A. M., Novikov D. A. Methodology of scientific research. Moscow: LIBROKOM, 2015. 272 p. (in Russ.)
[5] Weisman A. D. Greek-Russian dictionary. Reprint of the V-th edition of 1899. Moscow.: Greco-Latin cabinet of Yu. A. Shichalin, 1991.1370 clmn.
[6] Knyazeva E. N., Kurdyumov S. P. Synergetics: The Nonlinearity of Time and the Landscapes of Evolution. Moscow: KomKniga, 2007. 272 p. (in Russ.)
[7] Dal' V. Explanatory Dictionary of the Living Great Russian language / Ed. by I. A. Baudouin-de-Courtenay: Vol. 2: I-O. St. Petersburg; Moscow: Progress-Univers, 1994. 912 clmn. (in Russ.)
[8] Agazzi Ev. Scientific Objectivity and Its Contexts. Springer Int. Publ. Switherland, 2014. 698 p.
[9] Talanov V. M. Pygmalion Syndrome and Education. // URL: https://search.rsl.ru/ru/record/01005464895 (in Russ.)
[10] Sosnin E. A., Poizner B. N. Methodology of the experiment: textbook manual. Moscow: INFRA-M, 2017. 162 p. (in Russ.)
[11] Vizgin V. P. Science in Its History. Moscow: Yazyki russkoy kul'tury House, 2020. 680 p. (in Russ.)
[12] Karaulov Yu. N. Russian language and language personality. Moscow: Nauka, 1987. 264 p. (in Russ.)
[13] Sorokin Yu. A. The Man Who Speaks in His Modes and Relationships (review-discussion) // Mass Culture at the turn of XX–XXI Centuries: The Man and His Discourse. Collection of articles. Ed. by Yu. A. Sorokin. Moscow: Azbukovnik, 2003. pp. 5–10. (in Russ.)
[14] Karasik V. I. Linguistic manifestation of personality. Moscow.: Gnosis, 2015. 384 p. (in Russ.)
[15] Makhlina S. T. Dictionary of semiotics of culture. St. Petersburg: Iskusstvo-SPB, 2009. 752 p. (in Russ.)
[16] Avtonomova N. S. Cognition and Translation: Experiments in the Language Philosophy. Moscow: ROSSPEN, 2008. 704 p. (in Russ.)
[17] Karasik V. I. Verbal behaviour and the types of linguistic personalities // Mass Culture at the Turn of XX–XXI Centuries: The Man and His Discourse. Collection of articles. Ed. by Yu. A. Sorokin. Moscow: Azbukovnik, 2003. pp.. 24–45. (in Russ.)
[18] Karasik V. I. Language plastics of communication. Moscow: Gnosis, 2021.536 p. (in Russ.)
[19] Gomez Davila N. Scholias to an Implicit Text / Foreword by E. Kosilova; ed. by V. Dvoretsky. Moscow .: Kanon+, 2021. 896 p. (in Russ.)

Информационное и методическое обеспечение курса по подготовке студентов к чемпионату WorldSkills по компетенции «Электроника»

Долгов Глеб Александрович
Томский Государственный университет
E-mail:gleb_dolgov@mail.ru

Индустрия электроники очень разнообразна и охватывает различные сферы жизни современного человечества. Инженеры могут работать в различных отраслях электроники, а рост и количество технических разработок показывает, что они широко востребованы [1]. Для повышения статуса рабочих профессий и развития профессионального образования путем внедрения лучших практик и профессиональных стандартов как в каждой стране, так и во всем мире проводятся разнообразные конкурсы и чемпионаты профессионального мастерства. Чемпионат WorldSkills является одним из важных мероприятий в области повышения профессиональной подготовки, в том числе и в сфере электроники. Томский государственный университет (ТГУ) с 2017 года входит в число учебных заведений, включенных в движение WorldSkills Russia. На базе радиофизического факультета ТГУ организуются отборочные чемпионаты, а также подготовка к участию в корпоративных чемпионатах Всероссийского уровня по компетенции «Электроника».

В настоящее время, в том числе из-за существующей эпидемиологической ситуацией, большое внимание уделяется информатизации образования в вузах, его организации и использованию в учебном процессе. Под информатизацией образования будем понимать внедрение в систему образования информационных средств, основанных на микропроцессорной технике, а также информационной продукции и педагогических технологий, базирующихся на этих средствах. Основными направлениями в информатизации образования являются: разработка педагогических онлайн-курсов различного назначения, разработка web-сайтов и программ учебного назначения и другое [2].

В связи с вышесказанным в качестве информационной поддержки для подготовки студентов к чемпионатным мероприятиям используется система дистанционного обучения (СДО) Moodle (официальный сайт системы: www.moodle.org). Эта система позволяет размещать по изучаемому курсу различные материалы как для самостоятельного изучения и контроля знаний, так и для проведения занятий: текстовые, аудио- и видеофайлы, презентации и ссылки на WEB-страницы, тесты, задания, опросы, форумы, глоссарии и многое другое [3]. В этой системе на платформе СДО Moodle ТГУ [4] преподавателями кафедры радиоэлектроники радиофизического факультета ТГУ доцентами О.А. Доценко, А.А. Жуковым и Т.Д. Кочетковой был разработан учебно-методический курс для дополнительной профессиональной подготовки по электронике. На рисунке 1 представлен фрагмент страницы курса.

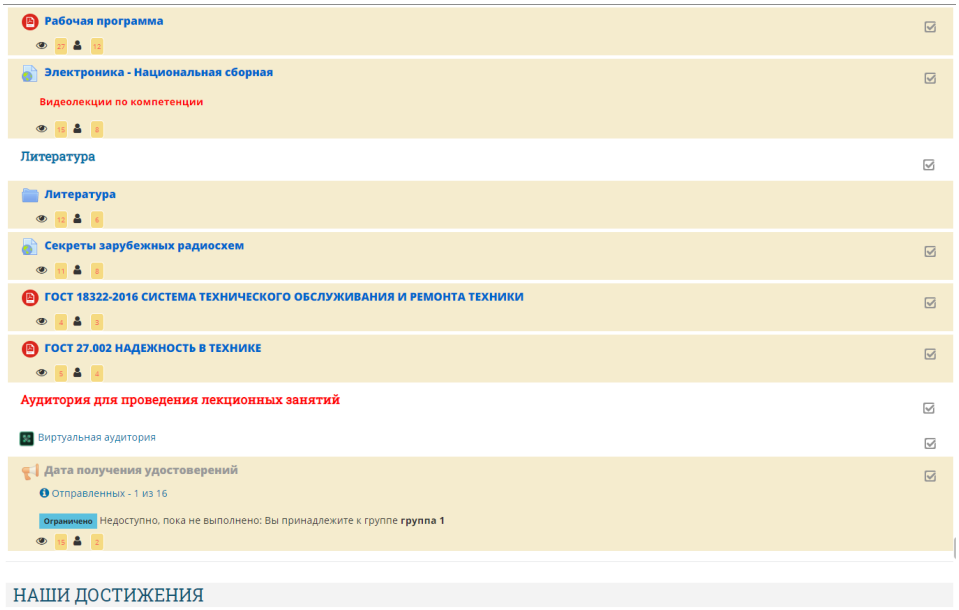


Рис.1 Фрагмент страницы курса

Курс состоит из различных разделов, включающих техническую и учебную литературу, стандарты, регламенты и другие полезные для слушателей материалы. Основными являются разделы по трем модулям конкурсного задания компетенции «Электроника», каждый из которых включает в себя теоретическую и практическую информацию для подготовки:

1. Модуль A – Проектирование прототипа аппаратного обеспечения (HWD).

В этом модуле представлены материалы для обучения по проектированию электрических схем в целом или их частей. Изложены теоретические основы об электронных компонентах, электрических цепях и их расчете. Для моделирования электрических схем используется программное обеспечение, поддерживающее SPICE – NI Multisim. Рассказываются принципы разработки печатной платы (PCB), разработки электрических схем в целом и отдельных компонентов в специализированных САПР, таких как Altium Designer, для дальнейшего изготовления, сборки и испытаний прототипа печатной платы [5].

2. Модуль B – Программирование встраиваемых систем (SWD).

Данный модуль содержит информацию о разработке, настройке и отладке программ на языке программирования C для встраиваемых систем с использованием специализированной интегрированной среды разработки (IDE). В качестве встраиваемых систем на соревнованиях используется микроконтроллер STM32 на основе архитектуры ARM Cortex M0+, ARM Cortex M3 или ARM Cortex M4 [1]. Также в модуль включены обучающие материалы по работе в средах проектирования (IDE), таких как:

а) Atollic TrueSTUDIO for STM32;

б) STM32CubeIDE (основное направление);

в) Keil uVision и др.

3. Модуль C – Поиск неисправностей и ремонт.

В этом модуле студент учиться работать с различными измерительными приборами, такими как мультиметр, осциллограф и другие [4]. Для этого в модуле представлена теоретическая информация для базового освоения работы с измерительными приборами. При изучении модуля студенту необходимо вспомнить или освоить навыки чтения электрических схем, понимания принципов работы исследуемого устройства, а также алгоритма поиска и устранения неисправностей по международным стандартам.

Необходимо отметить, что подготовка студентов к соревнованиям проводится в смешанном формате обучения: работа в системе является информационной поддержкой очных элективных занятий, проводимых преподавателями кафедры радиоэлектроники совместно с автором статьи, имеющем практический опыт участия в региональных, Всероссийских и корпоративных соревнованиях.

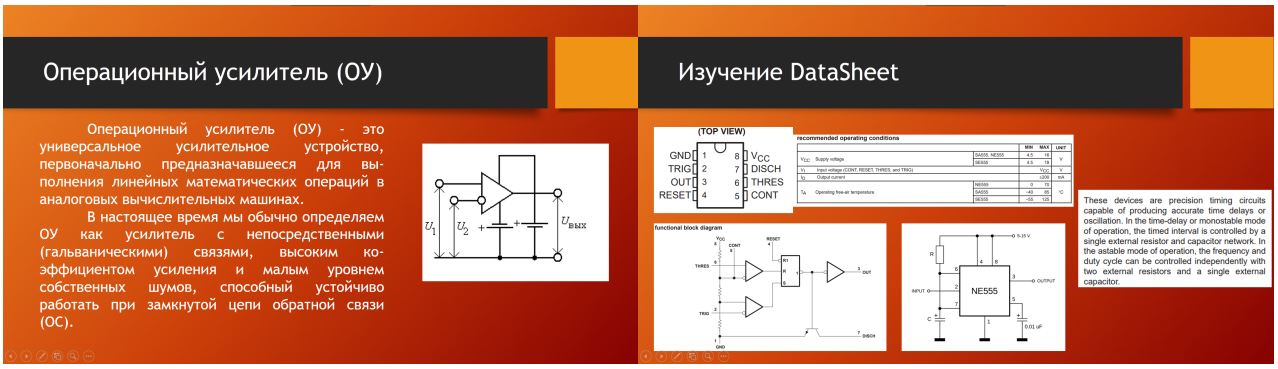
Рассмотрим некоторые примеры информационного и практического наполнения в рамках данного курса, разработанные автором статьи:

1. Для модуля HWD – проектирование аппаратного обеспечения, были подготовлены и проведены очные занятия, на которых были рассмотрены основной теоретический материал, практическое применение, типовые схемы включения, а также практические задания по темам:

а) операционный усилитель (рис. 2, а);

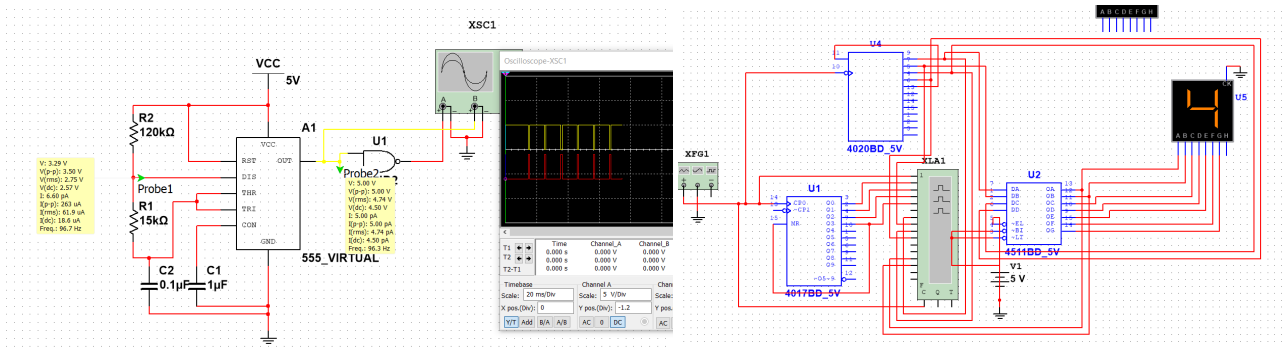
б) прецизионный таймер NE555 (рис. 2, б, рис. 3, а);

в) цифровые интегральные микросхемы – декодер (рис. 3, б), логические элементы и т.д.



а) *б)*

Рис.2 Фрагменты презентаций по темам: а) операционный усилитель, б) прецизионный таймер NE555



а) *б)*

Рис.3 Практическое задание по темам: а) прецизионный таймер NE555, б) цифровые интегральные микросхемы – декодер

2. Для модуля SWD – программирование встраиваемых систем, был собран и систематизирован материал, а также рассмотрена работа с мастером генерации кода инициализации STM32CubeMX, входящим в состав интегрированной среды разработки STM32CubeIDE, по темам:

а) введение в микроконтроллеры STM32;

б) работа с отладочной платой на базе STM32;

в) модуль АЦП в контроллерах STM32 (рис. 4).

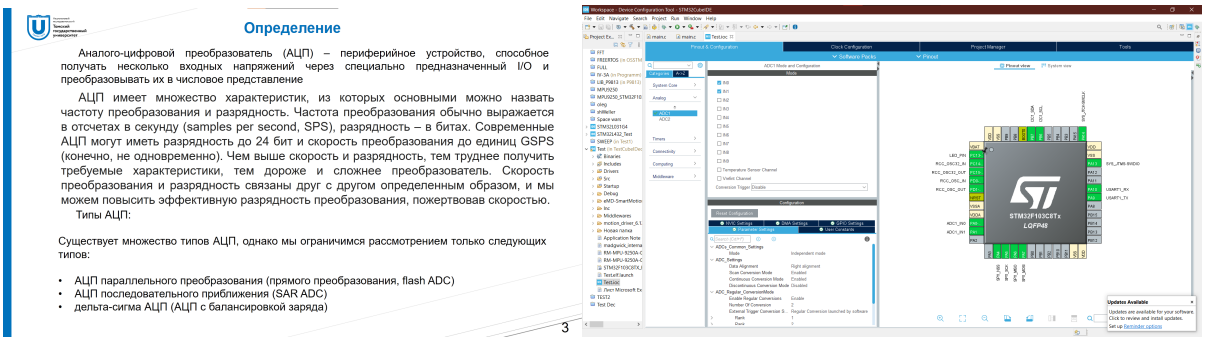


Рис.4 Фрагменты презентаций и практической работы по теме АЦП в контроллерах STM32

Благодаря информационной поддержке и наполнению материалами данного электронного курса, а также проведению элективных занятий, удалось собрать и подготовить команду студентов для проведения V открытого отборочного чемпионата Национального исследовательского Томского Государственного университета по стандартам Ворлдскиллс, на котором участники соревнований показали полученные знания и навыки, усвоенные в ходе изучения материалов электронного курса и практических занятий.

Курс по подготовке студентов к чемпионату WorldSkills по компетенции «Электроника» продолжает наполняться новым актуальным материалом, что в дальнейшем поможет участникам соревнований в подготовке, а новым слушателям – сделать первые шаги в освоении электроники и повышении своей компетенции в этой области [5].

Список публикаций:

[1] Техническое описание компетенции Электроника. URL: https://drive.google.com/drive/u/0/folders/157OXWty5bcGhHM8LesChHjsn7wtkYe1_(дата обращения:29.05.2021)
[2] Никулина Т. В., Стариченко Е. Б. // Педагогическое образование в России. 2018. № 8. С. 107–113.
[3] Жуков А.А. // Лучшие практики электронного обучения. Материалы II методической конференции. Томск: ТГУ. 2016. С. 29–35.
[4] Электронный университет – MOODLE. URL: https://moodle.tsu.ru/ (дата обращения:27.05.2021)
[5] Долгов Г.А. // Труды Шестнадцатой Всероссийской конференции студенческих научно-исследовательских инкубаторов. Томск, 13−15 мая 2019 г. Томск: Изд-во НТЛ, 2019. 340 с.

Использование дистанционных технологий при изучении радиотехнических дисциплин

Жуков Андрей Александрович
Мещеряков Владимир Алексеевич
Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия
E-mail: gyk@mail.tsu.ru, mva@mail.tsu.ru

На радиофизическом факультете Томского госуниверситета дистанционные образовательные технологии на основе системы Moodle используются уже более десяти лет [1]. В настоящее время преподавателями факультета подготовлено в этой системе несколько десятков электронных учебных курсов по радиотехническим дисциплинам (рис. 1). По многим радиотехническим дисциплинам разработано несколько электронных курсов. Отдельные электронные курсы по теоретическим (лекции, семинары) и практическим занятиям (практические, лабораторные и проектные работы).

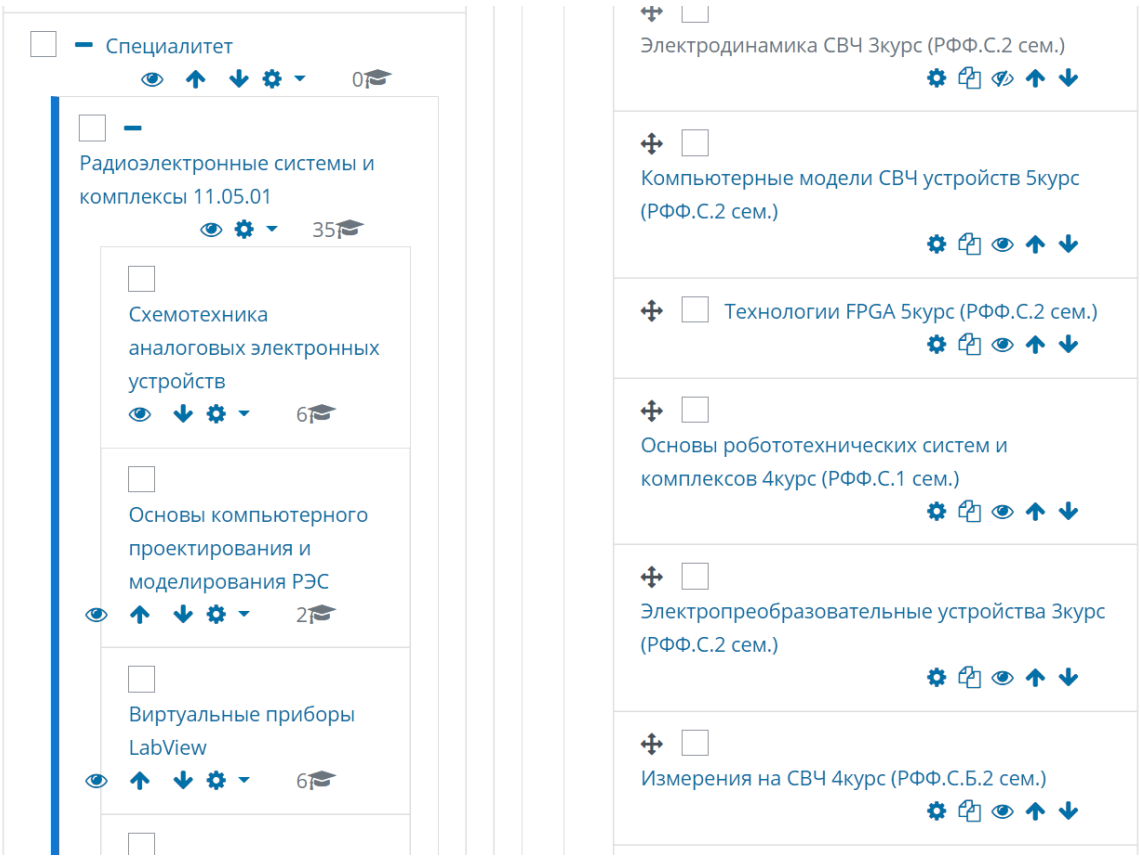


Рис.1 Фрагмент каталога курсов специалитета

Для каких целей эти электронные ресурсы разработаны? В подавляющем большинстве курсов представлены не только информационные материалы по дисциплинам, но и материалы для самостоятельной работы студентов и контроля знаний в форме тестирования. Например, в электронном курсе по дисциплине «Радиоматериалы и радиокомпоненты» представлены теоретические материалы, тесты и методические материалы для практических занятий. Студенты готовят отчеты по практическим занятиям и средствами системы Moodle отправляют их на проверку преподавателю. Преподаватель не только выставляет оценки, но и пишет комментарии к представленным работам [2], что является элементом интерактивного образования, отвечающего современным требованиям. Подобный подход реализован и в электронных курсах для лабораторных и практических занятий по дисциплине «Основы радиоэлектроники» [3,4]. Так в электронном курсе для практических занятий [4] размещены методические указания по работе математическим пакетом Mathcad, программой схемотехнического моделирования Multisim и комплектом виртуальных измерительных приборов NI ELVIS II+. По каждой теме практического занятия приводятся задания самостоятельной работы по подготовке к занятию и методические указания для аудиторной работы. Тестовый модуль этого электронного курса содержит банк из более двухсот контрольных вопросов по теоретическому материалу и основам работы с программой схемотехнического моделирования Multisim и измерительными приборами NI ELVIS II+. В тестах используются различные виды вопросов: с одним или несколькими правильными ответами и вопросы на соответствие.

Примером электронного ресурса для информационной поддержки теоретических занятий является электронный курс по дисциплине «Основы компьютерного проектирования и моделирования радиоэлектронных средств» [5]. В этом курсе для повышения заинтересованности студентов в своевременном выполнении контрольных заданий используется система начисления студентам дополнительных баллов при выполнении работ к определенному сроку (рис. 2). Это позволяет поощрять студентов, выполняющих самостоятельную работу в срок, и повышает эффективность аудиторных теоретических занятий, так как часть лекционного материала оказывается уже проработанной студентами до лекции.

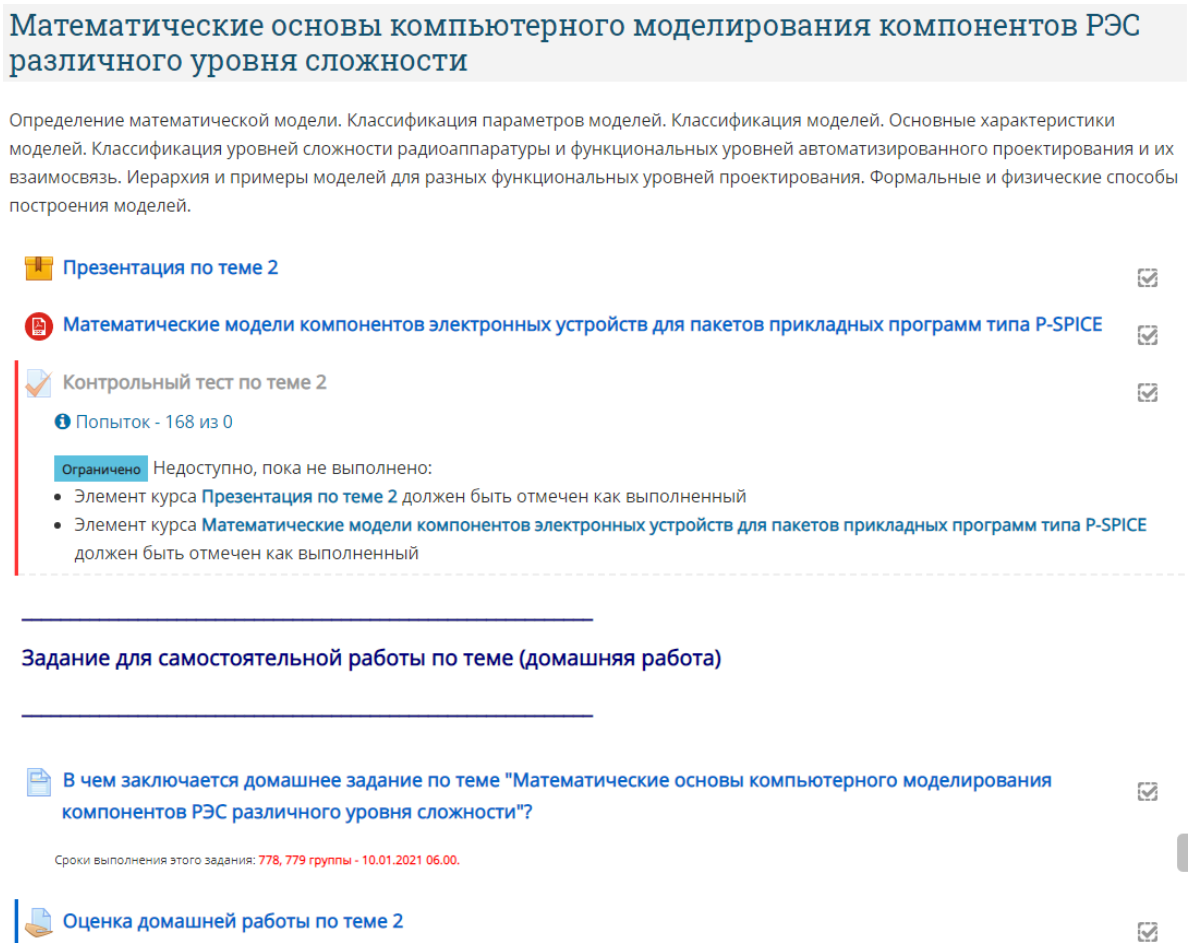


Рис.2 Раздел электронного курса «Основы компьютерного проектирования и моделирования радиоэлектронных средств»

Система Moodle также позволяет привлекать студентов к созданию образовательных электронных ресурсов. В этом случае при выполнении курсовых или дипломных работ студенты под руководством преподавателей разрабатывают разделы электронных курсов по изучаемым дисциплинам или отдельные электронные курсы, ориентированные в основном на самостоятельное изучение студентами.

Одним из примеров таких электронных курсов может служить курс для лабораторного практикума по дисциплине «Измерительные приборы и устройства в радиотехнике» [6]. В этом курсе студентами подготовлено несколько лабораторных заданий, разработанных на основе результатов их проектной и научно-исследовательской работы. При этом студенты не только разрабатывают методические материалы по лабораторным работам, но и активно помогают преподавателю в их проведении.

При активном участии студентов разработан электронный курс для практических занятий по дисциплине «Микропроцессорная техника» [7].

Студентами факультета также разработаны электронные ресурсы, ориентированные на изучение контроллера Arduino UNO [8], получение навыков работы с комплектом измерительных приборов NI ELVIS II+ [9], работу с модульными приборами стандарта PXI [10,11] и генераторами на основе прямого цифрового синтеза [12,13], программирование микроконтроллеров STM [14] и SDR-устройств [15]. Эти курсы содержат текстовые и видео материалы по работе с рассматриваемыми устройствами, набор примеров работы с приборами, задания для самостоятельной работы студентов и тесты.

Отдельно следует упомянуть электронные курсы, разработанные для информационной поддержки научно-исследовательской работы студентов. В работе [16] рассмотрен электронный учебный курс «Научно-исследовательская работа студентов. Специальность: радиоэлектронные системы и комплексы». Курс содержит набор методических и учебных материалов для проведения семинаров по научно-исследовательской работе студентов 3 и 4 курса. В курсе проведено объяснение выполнения всех разделов курсовой работы, а также представлены практические задания разного уровня сложности по оформлению отчета о научной работе. Для оценки докладов студентов по курсовой работе в электронном ресурсе используется элемент «Семинар» [17], что позволяет привлечь студентов к оценке работ друг друга. Этот электронный курс позволяет студентам упростить работу по подготовке отчетов по курсовой работе.

Подводя итоги, следует отметить, что электронные курсы по широкому набору радиотехнических дисциплин позволяют значительно повысить эффективность самостоятельной работы студентов при подготовке к теоретическим и практическим занятия и способствуют росту заинтересованности студентов к выполнению проектных и курсовых работ.

Список публикаций:

[1] Жуков А. А. // Лучшие практики электронного обучения. Материалы II методической конференции. Томск: ТГУ. 2016. С. 29-35.

[2] Доценко О. А., Павлова А. А. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2012. Т. 55. № 8-3. С. 229-230.

[3] Дорофеев И. О., Доценко О. А., Кочеткова Т. Д., Кулешов Г. Е., Новиков С. С., Павлова А. А. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2015. Т. 58. № 10/3. С. 183-187.

[4] Жуков А. А. // Современное образование: содержание, технологии, качество. 2017. Т. 1. С. 224-226.

[5] Жуков А. А. // Актуальные проблемы радиофизики (АПР 2019). VIII Международная научно-практическая конференция. 2019. С. 459-461.

[6] Жуков А. А., Коровин Е. Ю., Атамасов В. В., Маленко Г. И., Василенко Р. А., Жабин О. С. // Актуальные проблемы радиофизики (АПР 2019). VIII Международная научно-практическая конференция. 2019. С. 452-455.

[7] Атамасов В. В., Маленко Г. И. // Современное образование: содержание, технологии, качество. 2018. Т. 2. С. 148-150.

[8] Атамасов В. В., Маленко Г. И. // Использование цифровых средств обучения и робототехники в общем и профессиональном образовании: опыт, проблемы, перспективы. сборник научных статей III Международной научно-практической конференции. 2017. С. 13-17.

[9] Мельников Г. С. // Современные технологии в российской и зарубежных системах образования. Сборник статей VII Международной научно-практической конференции. 2018. С. 49-53.

[10] Мельников Г. С. // Использование цифровых средств обучения и робототехники в общем и профессиональном образовании: опыт, проблемы, перспективы. сборник научных статей III Международной научно-практической конференции. 2017. С. 93-96.

[11] Жуков А. А. // Инновационные, информационные и коммуникационные технологии. 2016. № 1. С. 66-69.

[12] Жуков А. А., Ткачёв М. А. // Современные технологии в науке и образовании - СТНО-2018: Сборник трудов международного научно-технического форума: в 11 томах, 2018. Т.9. С. 73-76

[13] Василенко Р. А., Жабин О. С. // Труды Шестнадцатой Всероссийской конференции студенческих научно-исследовательских инкубаторов. под ред. В.В. Демина. Томск: Изд-во НТЛ. 2019. С. 221-223.

[14] Мельников Г. С. // Труды Пятнадцатой Всероссийской конференции студенческих научно-исследовательских инкубаторов. Под редакцией В.В. Демина. Томск: Изд-во НТЛ. 2018. С. 300-302.

[15] Галёнкин А. Е. // Труды Шестнадцатой Всероссийской конференции студенческих научно-исследовательских инкубаторов. под ред. В.В. Демина. Томск: Изд-во НТЛ. 2019. С. 224-226.

[16] Доценко О. А., Жуков А. А. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2015. Т. 58. № 8/3. С. 296-299.

[17] Жуков А. А. // Лучшие практики электронного обучения. материалы II методической конференции. Национальный исследовательский Томский государственный университет. 2016. С. 93-97.

Опыт использования СДО Moodle в лабораторном практикуме по курсу "Основы компьютерного проектирования и моделирования радиоэлектронных средств"

Жуков Андрей Александрович
Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия
E-mail: gyk@mail.tsu.ru

Повышение эффективности самостоятельной работы студентов при изучении различных дисциплин является актуальной задачей. Поэтому в программах учебных дисциплин значительная часть времени, отводится на самостоятельную работу студентов. Использование информационных технологий позволяет существенно повысить эффективность этой работы [1-4].

На радиофизическом факультете Томского государственного университета для организации электронного обучения широко используется система дистанционного обучения (СДО) Moodle [5]. Она применяется для информационного и методического обеспечения лекций [6], семинаров [7], лабораторных и практических занятий [8-11], а также для организации научно-исследовательской и самостоятельной работы студентов [12-15].

В системе Moodle автором разработан и используется в учебном процессе электронный учебный курс для информационного и методического обеспечения лабораторного практикума по дисциплине «Основы компьютерного проектирования и моделирования радиоэлектронных средств». В электронном курсе представлены методические материалы к семи лабораторным работам:

- Математическое и компьютерное моделирование сигналов.
- Анализ линейных цепей.
- Исследование ВАХ диодов и транзисторов.
- Математическое моделирование электронных схем.
- Усилитель на биполярном транзисторе. Параметрическая оптимизация АЧХ.
- Синтез фильтров.
- Определение параметров математических моделей электронных компонентов.

Для каждой работы в электронном курсе размещены методические указания, варианты заданий и предусмотрена возможность средствами системы Moodle отправки на проверку преподавателю отчетов студентов о выполнении лабораторной работы. Пример размещения методических материалов по лабораторной работе приведен на рис. 1.

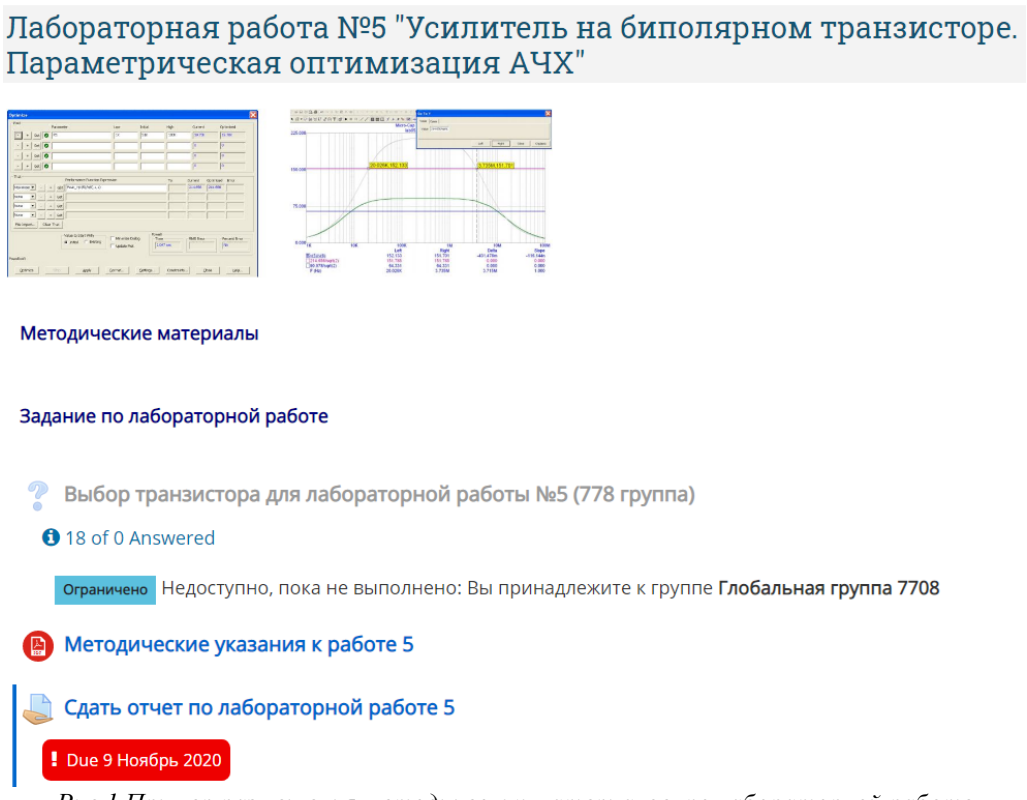


Рис.1 Пример размещения методических материалов по лабораторной работе

Лабораторные работы выполняются с использованием программы схемотехнического моделирования Micro-Cap, которая является бесплатным, свободно распространяемым программным продуктом, что позволяет студентам использовать ее при подготовке к лабораторным работам в домашних условиях. Эта программа в течении ряда лет используется на радиофизическом факультете Томского госуниверситета при изучении радиотехнических курсов. Она предоставляет широкие возможности для анализа электронных схем, имеет удобный, имеет дружественный интерфейс и предъявляет достаточно скромные требования к программным и аппаратным средствам персонального компьютера [16]. Программа доступна на сайте разработчика http://www.spectrum-soft.com. Там же можно найти подробное описание программы и особенностей ее работы.

В каждой работе студенты проводят всесторонний анализ исследуемых элементов и схем и оформляют отчет о выполненной работе. Файл с отчетом включает исследуемую схему или элемент, задания по работе, результаты анализа в виде графиков и таблиц, содержательные выводы по каждому пункту задания. Эти файлы с помощью системы Moodle пересылаются студентами преподавателю для проверки. Система оценки заданий в системе Moodle позволяет преподавателю не только выставить оценку по работе, но и написать отзыв с замечаниями по работе студентов. Каждый студент имеет возможность в рамках системы Moodle просмотреть результаты своей работы.

Также в электронном курсе предусмотрена возможность разработки студентами простых лабораторных работ по темам, предложенным преподавателем. Причем студенты не только сами готовят работы, но и участвуют в их проведении и оценке. С помощью элемента Moodle «семинар» эти работы оцениваются как преподавателем, так и студентами. Критерии оценки качества лабораторной работы приведены в табл. 1.

Таблица 1

Оценка качества подготовки и проведения лабораторных работ

Критерии оценки	**Минимальный ответ**	**Изложенный, раскрытый ответ**	**Законченный, полный ответ**	**Образцовый, примерный; достойный подражания ответ**
Качество проработки лабораторной работы	Низкое качество проработки лабораторной работы. Часть разделов лабораторной работы не рассмотрена.	Качество проработки лабораторной работы невысоко. Многие разделы лабораторной работы освещены поверхностно.	Хорошее качество проработки лабораторной работы. Однако некоторые вопросы проработаны недостаточно подробно.	Высокое качество проработки лабораторной работы. Все разделы лабораторной работы проработаны подробно.
Качество тестов для лабораторной работы	Низкое качество или отсутствие тестов для лабораторной работы.	Большая часть вопросов в тестах не содержит иллюстративного материала.	Представляемая в тестах информация систематизирована и последовательна, но объем иллюстративного и текстового материала невелик.	Представляемая в тестах информация систематизирована, последовательна и логически связана. Большой объем иллюстративного и текстового материала.
Качество подготовки методических указаний по работе	Недостаточный объем иллюстративного и текстового материала. Малое количество или полное отсутствие вариантов заданий. Пояснения к заданиям недостаточны для качественного выполнения работы по проекту.	Малый объем иллюстративного и текстового материала. Пояснения к заданиям крайне лаконичны. Разделы указаний проработаны слабо	Достаточный объем иллюстративного и текстового материала. Пояснения к заданиям позволяют выполнить работы по проекту. Однако не все разделы указаний проработаны одинаково подробно	Большой объем иллюстративного и текстового материала. Пояснения к заданиям позволяют качественно выполнить задания по проекту. Все разделы указаний проработаны одинаково подробно
Качество консультаций при выполнении лабораторной работы	Низкое качество консультаций. Разработчик(и) практически не помогали в выполнении лабораторной работы	Невысокое качество консультаций. Разработчик(и) только в ряде случаев помогли в выполнении лабораторной работы	Хорошее качество консультаций. Разработчик(и) в большинстве случаев помогли в выполнении лабораторной работы	Высокое качество консультаций. Разработчик(и) в всегда помогали в выполнении лабораторной работы.

В разработанном электронном курсе также предусмотрено анонимное анкетирование. В анкете студентам предлагается ответить на ряд вопросов по организации курса и высказать свое мнение о нем.

Рассмотренный электронный ресурс позволяет значительно повысить эффективность самостоятельной работы студентов при подготовке к занятиями и при их проведении.

Список публикаций:

[1] Шурыгин В.Ю., Краснова Л.А. // Образование и наука. – 2015, № 8 (127). – С. 125–139.
[2] Цыренова М.Г., Дикая Ю.В. // Вестник Бурятского государственного университета. – 2017, № 1. – С. 51–58.
[3] Лаврентьев С.Ю., Крылов Д.А., Сайранова М.В. // Вестник Марийского государственного университета. – 2017. – Т. 11, № 3 (27). – С. 27–32.
[4] Хуторная М.Л. // Проблемы современного педагогического образования. – 2017, № 56–10. – С. 233-239.
[5] Жуков А. А. // Лучшие практики электронного обучения. Материалы II методической конференции. Томск: ТГУ. 2016. С. 29-35.
[6] Жуков А. А. // Актуальные проблемы радиофизики (АПР 2019). VIII Международная научно-практическая конференция. 2019. С. 459-461.
[7] Жуков А. А. // Лучшие практики электронного обучения. материалы II методической конференции. Национальный исследовательский Томский государственный университет. 2016. С. 93-97.
[8] Дорофеев И. О., Доценко О. А., Кочеткова Т. Д., Кулешов Г. Е., Новиков С. С., Павлова А. А. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2015. Т. 58. № 10/3. С. 183-187.
[9] Жуков А. А. // Современное образование: содержание, технологии, качество. 2017. Т. 1. С. 224-226.
[10] Жуков А. А., Коровин Е. Ю., Атамасов В. В., Маленко Г. И., Василенко Р. А., Жабин О. С. // Актуальные проблемы радиофизики (АПР 2019). VIII Международная научно-практическая конференция. 2019. С. 452-455.
[11] Атамасов В. В., Маленко Г. И. // Современное образование: содержание, технологии, качество. 2018. Т. 2. С. 148-150.
[12] Доценко О. А., Жуков А. А. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2015. Т. 58. № 8/3. С. 296-299.
[13] Василенко Р. А., Жабин О. С. // Труды Шестнадцатой Всероссийской конференции студенческих научно-исследовательских инкубаторов. под ред. В.В. Демина. Томск: Изд-во НТЛ. 2019. С. 221-223.
[14] Мельников Г. С. // Труды Пятнадцатой Всероссийской конференции студенческих научно-исследовательских инкубаторов. Под редакцией В.В. Демина. Томск: Изд-во НТЛ. 2018. С. 300-302.
[15] Галёнкин А. Е. // Труды Шестнадцатой Всероссийской конференции студенческих научно-исследовательских инкубаторов. под ред. В.В. Демина. Томск: Изд-во НТЛ. 2019. С. 224-226.
[16] Амелина М.А., Амелин С.А. Программа схемотехнического мо-делирования Micro-Cap. Версии 9, 10. СПб: Лань, 2014. 632с.

Удаленный доступ к измерительному оборудованию в лабораторном практикуме по курсу "Введение в специальность"

Жуков Андрей Александрович
Булахов Николай Георгиевич
Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия
E-mail: gyk@mail.tsu.ru

В настоящее время все больше внимания уделяется системам удаленного доступа к учебному измерительному оборудованию. Обычно такие системы строятся на основе Web-доступа к приложениям LabVIEW. Например, в работах [1,2] приведено описание системы удаленного доступа на основе Web-сервера LabVIEW для работы с комплектом приборов NI ELVIS II и цифровым генератором Rigol DG1022. В работах [3-7] также рассматриваются системы удаленного доступа для работы с комплектом приборов NI ELVIS II. Системы удаленного доступа на основе Web-сервера LabVIEW для управления комплектом приборов рассматриваются и работах [8-10].

Для работы Web-сервером LabVIEW необходимо, чтобы на компьютерах клиента и сервера была установлена система LabVIEW совпадающих версий (на компьютере клиента вместо LabVIEW может быть установлена Run Time система, но обязательно той же версии). Вторым необходимым условием является использование общедоступного IP-адреса Web-сервера LabVIEW. В противном случае доступ к такому серверу возможен только из локальной сети.

Этих сложностей удается избежать, если использовать комплект приборов NI ELVIS III [11,12]. Этот комплект приборов подключается к компьютеру или непосредственно к сети Интернет. Работа с приборами осуществляется через Web-приложение Measurements Live (https://measurementslive.ni.com/). Удаленный доступ к приборам осуществляется через глобальный IP-адрес или идентификатор (ID:), который NI ELVIS III получает с сигнального сервера National Instruments через Интернет. Устанавливать какое-либо дополнительное программное обеспечение для работы с комплектом приборов не требуется. Внешний вид комплекта приборов NI ELVIS III приведен на рис. 1.

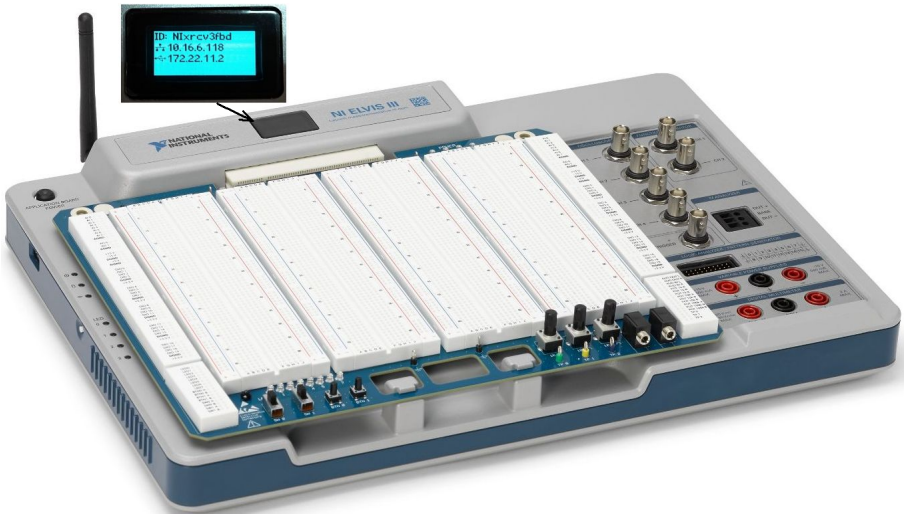


Рис. 1 Внешний вид комплекта приборов NI ELVIS III

Особенностью работы с комплектом является тот факт, что идентификатор (ID:), который визуально доступен через окошко комплекта (рис. 1), должен передавать удаленному пользователю преподаватель, проводящий занятия. Это значительно снижает эффективность удаленной работы с комплектом приборов, т.к. при отсутствии глобального IP-адреса доступ к такому устройству возможен только при наличии посредника (преподавателя или оператора), передающего удаленным пользователям идентификатор NI ELVIS III.

Для устранения этого недостатка авторами реализована схема с использованием технологии VPN, позволяющая удаленным пользователям подключиться к локальной сети лаборатории, в которой находятся комплекты приборов NI ELVIS III. В этом случае к конкретному комплекту приборов можно обратиться непосредственно по его локальному IP-адресу. Пользователям только необходимо настроить VPN-соединение на своем компьютере и получить от преподавателя логин и пароль для доступа к комплектам приборов по их IP-адресам. При такой организации работы удаленный пользователь получает доступ к комплектам приборов в режиме 24/7. Пример работы через VPN-соединение с осциллографом из комплекта NI ELVIS III приведен на рис. 2.

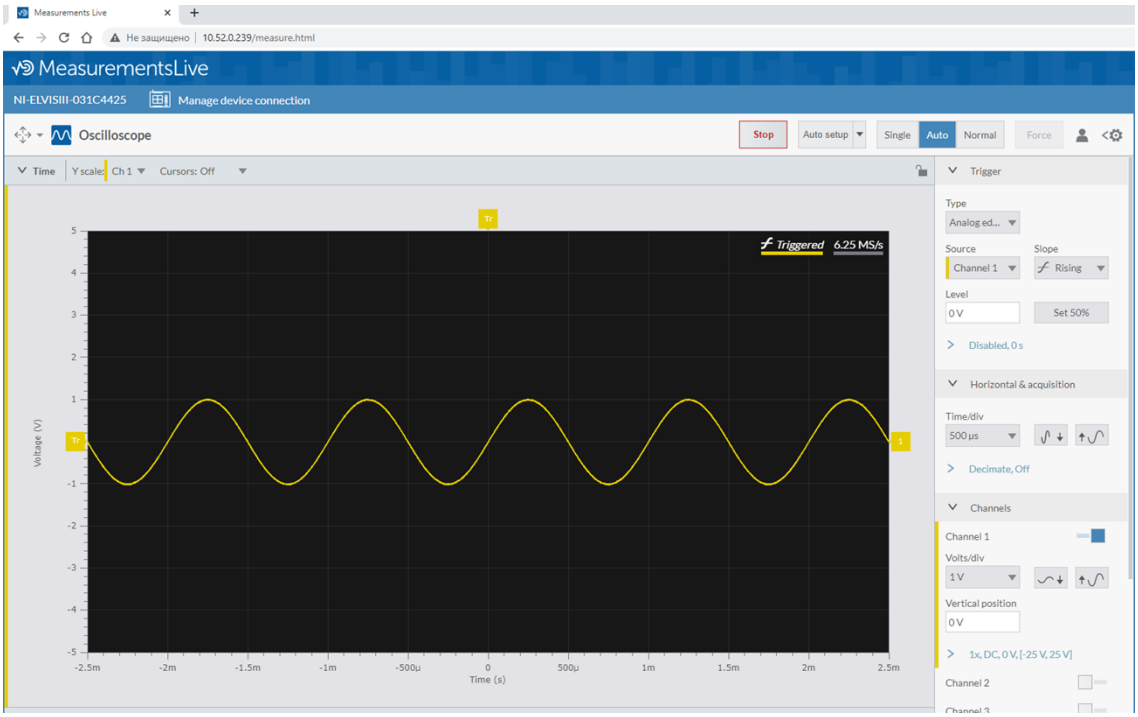


Рис. 2 Передняя панель осциллографа из комплекта приборов NI ELVIS III

Удаленный доступ через VPN-соединение к комплекту приборов NI ELVIS III был опробован авторами в рамках лабораторного практикума по дисциплине «Введение в специальность», проводимого в дистанционном формате для студентов первого курса радиофизического факультета Томского госуниверситета. В этом практикуме студентам было предложено выполнить несколько работ, связанным с экспериментальным исследованием простых электронных схем.

Для методического обеспечения практикума авторами разработан электронный учебный курс в системе Moodle. На рис. 3 приведен фрагмент курса, содержащий методические и контрольные материалы по настройке VPN-соединения.

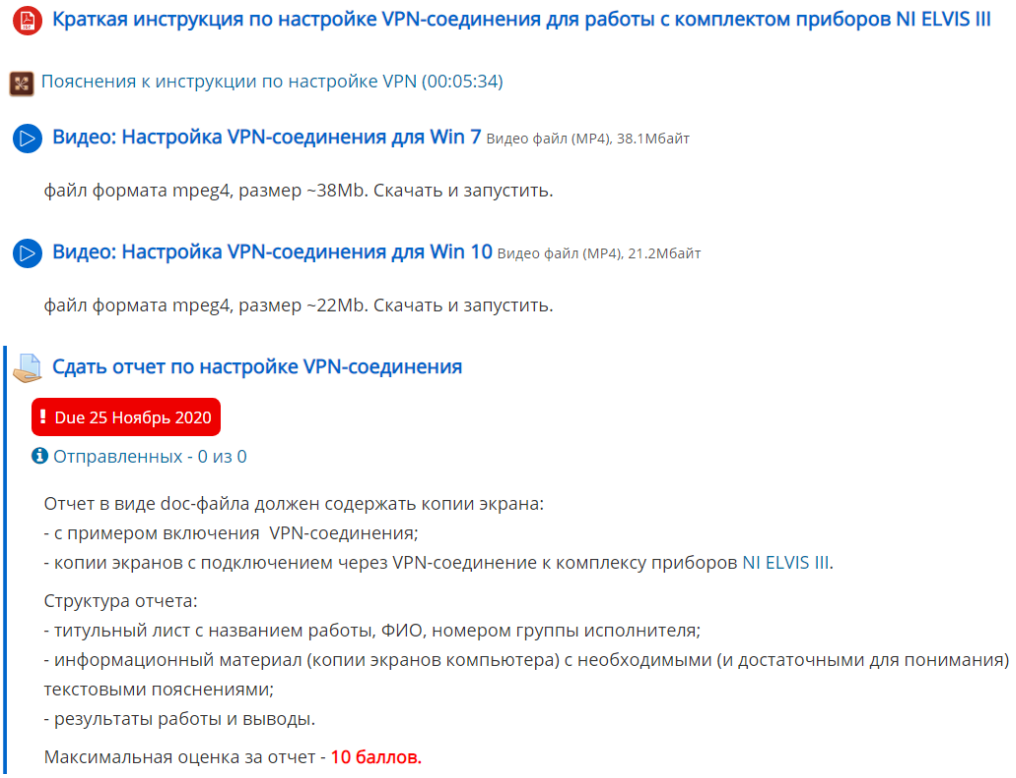


Рис. 3 Фрагмент курса с методическими материалами по настройке VPN-соединения

Кроме информации о настройке VPN-соединения в электронном курсе были размещены методические и контрольные материалы по лабораторным работам.

Опыт проведения лабораторного практикума в дистанционном формате показал, что у студентов не возникало серьезных проблем с настройкой VPN-соединения и удаленной работой с измерительными приборами. Более 90% студентов своевременно выполняли работы, проводя экспериментальные исследования в удобное для них время.

В конце практикума, с использованием элемента системы Moodle «Обратная связь» был проведен анонимный опрос студентов. Опрос показал, что большинство студентов признали такой формат работы с измерительными приборами полезным дополнением к аудиторной работе.

Список публикаций:

[1] Смирнова Г. И., Хафизов Д. Г. // Международная школа "Математическое моделирование фундаментальных объектов и явлений в системах компьютерной математики - KAZCAS-2016". Международная научно-практическая конференция "Информационные технологии в образовании и науке - ИТОН-2016". Труды школы и материалы конференции. 2016. С. 194-195.

[2] Смирнова Г.И., Каташев В.Г., Хафизов Д.Г. // Непрерывное профессиональное образование как фактор устойчивого развития инновационной экономики. Материалы 11-ой Международной научно-практической конференции. В 2-х книгах. Кн. 2. 2017. С. 245-249.

[3] Загидуллин Р. Ш., Черников А. С. // Нанотехнологии: разработка, применение - XXI век. 2020. Т. 12. № 2. С. 11-24.

[4] Загидуллин Р. Ш., Черников А. С. // Цифровые технологии в инженерном образовании: новые тренды и опыт внедрения. Сборник трудов Международного форума. 2020. С. 42-45.

[5] Загидуллин Р. Ш., Черников А. С. // Цифровые технологии в инженерном образовании: новые тренды и опыт внедрения. Сборник трудов Международного форума. 2020. С. 39-42.

[6] Жуков А. А., Коровин Е. Ю., Атамасов В. В., Маленко Г. И., Василенко Р. А., Жабин О. С. // Актуальные проблемы радиофизики (АПР 2019). VIII Международная научно-практическая конференция. 2019. С. 452-455.

[7] Атамасов В. В., Маленко Г. И. // Современные технологии в российской и зарубежных системах образования. сборник статей VIII Международной научно-практической конференции. 2019. С. 13-18.

[8] Мыльников К. С., Фоминых Ю. А., Струков С. А., Глушков В. А. // Приборостроение в XXI веке - 2019. интеграция науки, образования и производства. Сборник материалов XV Всероссийской научно-технической конференции. 2019. С. 53-60.

[9] Струков С. А., Мыльников К. С., Фоминых Ю. А., Глушков В. А. // Радиоэлектроника. Проблемы и перспективы развития. Четвёртая Всероссийская молодёжная научная конференция, посвящённая дню радио. Тамбов. 2019. С. 207-210.

[10] Гаврилов А. В., Зорин К. А., Шумилова Т. А., Яшина Д. С., Глушков В. А. // Радиоэлектроника. Проблемы и перспективы развития. Тезисы докладов второй всероссийской молодежной научной конференции. Тамбов. 2017. С. 16-18.

[11] About the NI ELVIS III // Официальный сайт National Instrument ni.com. – URL: https://www.ni.com/documentation/en/ni-elvis-iii/latest/manual/about-ni-elvis-iii/ – (дата обращения: 31.05.2021).

[12] Парфенова Е. С., Новиков Ю. Н., Устинов А. Б. // Неделя науки ИФНиТ. Сборник материалов Всероссийской конференции. Санкт-Петербург, 2020. С. 68-71.

Статические и динамические неустойчивости в нелинейном колебательном контуре

Новиков Сергей Сергеевич
Ящук Сергей Алексеевич
Томский государственный университет
E-mail:nss@sibmail.com

Возникновение неустойчивостей в работе радиотехнических схем и систем обычно связывают с существованием положительных обратных связей. Вместе с тем, выявление таких связей часто представляет непростую задачу, так как обусловлено взаимной зависимостью физических переменных, однозначно объединяемых лишь на уровне математической модели. Поэтому численное моделирование подобных задач с элементами визуализации может быть полезным инструментом при изучении дисциплин радиофизического направления. В учебном курсе «Устойчивость динамических систем в задачах радиофизики», читаемом на радиофизическом факультете ТГУ, рассмотрена задача о вынужденных колебаниях в нелинейном резонансном контуре. [1]. Показано, что в такой простейшей системе могут возникать различные типы неустойчивости: статическая и динамическая. Экспериментальные особенности наблюдения этих неустойчивостей в СВЧ диапазоне обсуждались в докладе [2].

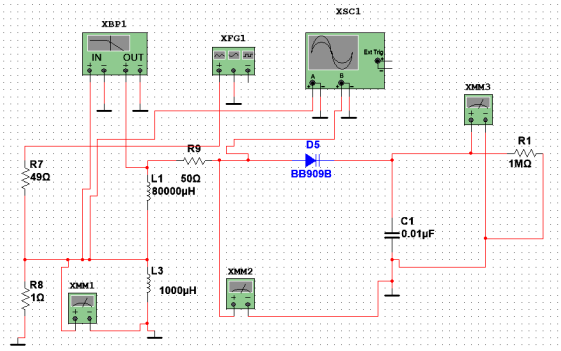


Рис.1 Схема нелинейного контура с измерительными приборами

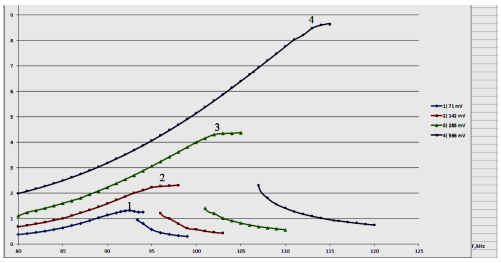


Рис.2 АЧХ при различных уровнях возбуждения

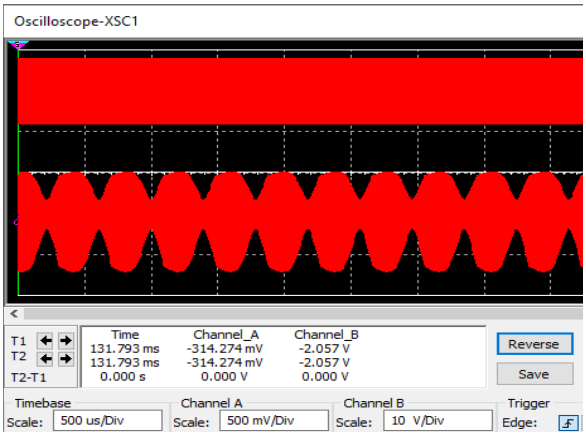


Рис.3 Осциллограмма колебаний в контуре при динамической неустойчивости

Рис.3 Осциллограмма колебаний в контуре при динамической неустойчивости

В докладе представлены результаты моделирования в среде multisim колебательных процессов в нелинейном резонансном контуре, образованном индуктивностями L1 и L3, нелинейной емкостью-варакапом D5 и цепью автосмещения R1,C1 (Рис.1). Слабое кондуктивное включение источника возбуждения XFG1 в контур обеспечивает высокую добротность (150-200) и большую амплитуду колебаний на диоде, прямой ток которого создает автоматическое смещение.

Так как измеритель частотных характеристик работает при малом уровне сигнала, графики АЧХ были измерены в режиме ручной перестройки частоты. Осциллограф (XSC1) используется для визуализации переходных процессов при гистерезисных переходах и в режиме автомодуляционной неустойчивости. На Рис.2 приведены АЧХ с гистерезисной (статической) неустойчивостью для различных уровней возбуждения. Эксперимент убеждает исследователя в том, что данный тип нестабильности существует в широкой области частот и амплитуд.

Проведенное в [1] аналитическое исследование указывает, что на левом склоне АЧХ при сравнительно большой постоянной времени цепи автосмещения выполняется условие возникновения динамической неустойчивости. В результате этой неустойчивости в реальной системе возбуждается колебательный процесс автомодуляционного типа [2]. Подобный процесс реализуется также в исследуемой модели (нижняя осциллограмма на рис.3).

Список публикаций:

[1] Нелинейные и параметрические явления в радиотехнике: лабораторный практикум: учеб. пособие для студентов вузов // С. Н. Владимиров, Г. М. Дейкова, В. А. Журавлев и др.; под ред. А. С. Майдановского. Томский гос. ун-т. - Томск: Изд-во НТЛ, 2009.
[2] Новиков С.С. Лабораторная демонстрация нестабильностей в простейшей колебательной системе. Труды 8-й Международной научно-практической конференции «Актуальные проблемы радиофизики. АПР 2019». Томск 1-4 октября 2019 г. Сборник трудов. С. 456-458.

Метрологическое сопровождение устройств диагностики глазных болезней применяемые мобильные технологии

Булембаев Тлеуберген Даулетович
Исследовательская школа физики высокоэнергетических процессов
Национальный исследовательский Томский политехнический университет
E-mail: 2019315@mail.ru

Аннотация: Рассмотрены основные проблемы и пути их решения в области метрологического обеспечение устройств в области офтальмологии, в частности приборов диагностики глазных болезней..

1. Введение

Решение задач контроля и офтальмологической диагностики является одной из первостепенных целей, определяющих развитие офтальмоскопии. Своевременное выявление и профилактика заболевания позволяет существенно повысить уровень качественной жизни населения. Очевидным является тот факт, что обеспечение качественной диагностики в медицине зависит не только от квалификации врача, но и от качества работы используемого аппаратуры и получаемых данных, то и другое не возможны без своевременного и адекватного контроля технического состояние и соответствующего метрологического обеспечения. Однако на данный момент решены далеко не все проблемы в области метрологического обеспечения медицинской аппаратуры, используемой в клинической практике, что снижает точность поставки диагноза и, в конечном счете, влияет на эффективность лечения и безопасность пациента.

В офтальмологии используются большой парк оборудования требующий метрологическое сопровождения такие как диоптриметр (линзметр), авторефрактометр, автокератометр, бесконтактный тонометр, прибор для ультразвукового А-В-сканирования, электроретинограф, автоматический периметр, щелевая лампа, эндотелиальный микроскоп, оптический когерентный томограф, аберрометр, компьютерный топограф глаза.

Рис. 1 Общий вид меры внутриглазного давления

Для решение метрологической обеспеченности данных приборов отечественными производителям, а именно Всероссийским научно-исследовательским институтом оптико-физических измерений были решены часть задач.

Комплекты мер внутриглазного давления динамических МОД-1, предназначены для передачи единиц внутриглазного давления бесконтактным тонометрам внутриглазного давления при проведении поверки, испытаний.

Принцип действия комплектов мер заключается в следующем: каждая мера представляет собой полусферу, поверхности которой изготовлены из специального силикона, с разной степенью упругости материала, что обеспечивает разное значение внутриглазного давления, имитируемого данной мерой.

Комплекты мер МОД-1 включают в себя три меры с номинальным значением внутриглазного давления, 10 мм рт.ст., 20 мм рт.ст., 30 мм рт.ст. С допустимыми погрешностями ±2 мм рт. ст.
В комплект мер входит универсальное устройство (стойка), в ложементе которого устанавливаются меры.

Наборы оптических мер НОМ-4 предназначены для передачи единиц вершинной рефракции и радиуса кривизны при проведении первичной и периодической поверок рефрактометров офтальмологических, рефрактокератометров и кератометров (офтальмометров)».

«Принцип действия наборов мер заключается в следующем: меры имитирует оптические характеристики человеческого глаза - рефракцию и аметропию. Величина рефракции задается сферической преломляющей поверхностью меры, а величина аметропии – ее толщиной вдоль оптической оси. Меры представляют собой плоско-выпуклые линзы с одной сферической преломляющей поверхностью, но разной толщины, что обеспечивает разное значение рефракции каждой меры.
В Набор оптических мер НОМ-4 входят следующие меры:

- сферические оптические меры - плосковыпуклые линзы (далее - оптические меры) с одним и тем же радиусом кривизны сферической преломляющей поверхности, и разной толщиной вдоль оптической оси. Величина рефракции задается сферической преломляющей поверхностью меры, а величина аметропии – толщиной меры вдоль оптической оси. В наборе представлены сферические оптические меры со следующими номиналами сферической вершинной рефракции: 0,0 дптр; ± 2,5 дптр; 5,0 дптр; ± 10,0 дптр, ± 15,0 дптр; ± 20,0 дптр.;

- астигматические оптические меры, номинальное значение цилиндрической вершинной рефракции которых минус 1,5 дптр, минус 3,0 дптр.;

- меры радиуса кривизны - меры, имеющие одинаковый диаметр, передняя поверхность которых полированная и имеет форму сферы радиусом, соответствующим номинальному значению радиуса кривизны меры. В наборе представлены меры со следующими номиналами радиуса кривизны: 6,70 мм; 7,30 мм; 7,90 мм; 8,75 мм; 9,50 мм.

Рис. 2 Общий вид набора оптических мер НОМ-4

Для поверки и калибровки следующих приборов отсутствуют эталонное оборудования подтвержденными характеристиками в открытых источниках.

Прибор для ультразвукового А-В-сканирования - Представляет собой прибор для визуализации формы и свойств внутреннего строения глаза и для получения графической информации, используемой при проведении

диагностики. Обследование прибором дает возможность выявить отклонения в строении глаза, даже если его внутренние структуры непрозрачны, что актуально, например, при катаракте, заболеваниях роговицы и стекловидного тела.

Аберрометр - прибор позволяют определить искажения (аберрации) зрительной системы как низших (близорукость, дальнозоркость и астигматизм), так и высших порядков (кома, дисторсия, сферические аберрации).

Оптический когерентный томограф - Этот прибор предназначен для получения двух- и трехмерных изображений сетчатки и диска зрительного нерва, а также структур переднего отрезка глаза.

Электроретинограф - При помощи этого прибора с высокой точностью диагностируются заболевания сетчатки и проводить высокоточную диагностику заболеваний зрительного нерва.

Все производители передовых приборов и аппаратов в медицине в частности офтальмологии для калибровки своей продукции используют эталоны своего производства. Эталонное оборудования завода производителя создаются в количестве не более нескольких образцов без право продажи. Имея аккредитованную лабораторию по стандарту ГОСТ ИСО/МЭК 17025 по калибровке и поверке медицинского оборудования ТОО «KazMedServiceGroup» на территории Казахстана. Наша компания заинтересована обеспечить весь спектр услуг в области поверки и калибровки медицинского оборудования. Имея спрос на рынке компания не может обеспечить на текущий момент калибровкой приборов для ультразвукового А-В-сканирования, аберрометров, оптических когерентных томографов, электроретинографова.

Выход из ситуации компания видит, совместными усилиями с научными институтами проводит исследования по разработке отечественных эталонов для калибровки медицинского оборудования и в частности аппаратов офтальмологии.

Список публикаций:

[1] Мера внутри глазного давления https://www.vniiofi.ru/depart/m44/mod-1.html
[2] Наборы оптических мер НОМ-4 https://www.vniiofi.ru/depart/m44/nom-4.html
[3] Комплекты приспособлений для поверки диоптриметров КПП-3Р https://www.vniiofi.ru/depart/m44/kpp-3r.html
[4] Аппараты https://excimerclinic.ru/eye-check/equipment/

Неинвазивные методы определения концентрации глюкозы

Мажитова Динара Сериковна
Жексенбаев Ернур Курмашевич
Исследовательская школа физики высокоэнергетических процессов
Национальный исследовательский Томский политехнический университет
E-mail: dikasm@mail.ru, 2774547@mail.ru

Аннотация: В статье представлена возможность определения концентрации глюкозы с использованием оптического излучения ИК диапазона. Проведены исследования влияния концентрации глюкозы (0-20 ммоль /литр) в бидистиллированной воде на спектры поглощения в диапазоне 190-1000 нм. Показано и экспериментально подтверждена возможность проведения измерения концентрации с использованием оптического излучателя с длиной волны 830 нм.

2. Введение

Сахарный диабет входит в тройку заболеваний, наиболее часто приводящих к инвалидизации населения и смерти. По данным Всемирной организации здравоохранения (ВОЗ) на 2010 год количество больных диабетом составляло более 284,6 млн. человек, это 6% населения в возрасте от 20 до 79 лет. В России в 2010 году было зарегистрировано более 9,6 млн. больных с диабетом. По прогнозам ВОЗ, за период 2010-2030 гг. число случаев смерти от диабета удвоится [1].

Способом борьбы с болезнью является соблюдение строгой диеты с постоянным самостоятельным контролем уровня глюкозы в крови. Однако, современные инвазивные глюкометры обладают рядом недостатков, таких как: болезненность процедуры прокола пальца, опасность попадания инфекции при проведении процедуры в нестерильных условиях, а также высокая стоимость расходных материалов. Все эти недостатки привели к необходимости разработки нового типа глюкометров, которым не будет требоваться образец крови для определения уровня глюкозы. Данный тип приборов получил название неинвазивный глюкометр. Наиболее известными неинвазивными методами измерения уровня глюкозы в крови являются: рамановская спектроскопия, импедансная спектроскопия, ближняя инфракрасная спектроскопия, фотоакустическая спектроскопия и другие. Рамановская спектроскопия [2] основана на измерении рассеянного света. Импедансная спектроскопия основанная на измерении сопротивления при изменении частоты излучения. Для измерения уровня глюкозы необходимо нескольких датчиков расположенных в области вен на руках человека [3]. Ближняя инфракрасная спектроскопия основана на передаче ближнего инфракрасного излучения через сосудистую область тела (палец, мочка уха и т.д.). При этом концентрация глюкозы рассчитывается на основе полученной спектральной информации [4]. Все измерения в ближней инфракрасной спектроскопии основаны на прохождении светового излучения через или вглубь образца и измерении интенсивности (прошедшего или отраженного) луча. Спектрометры для измерений в ближней инфракрасной спектроскопии имеют подходящий источник света (такой как высокостабильная кварцево-вольфрамовая лампа), монохроматор или интерферометр и детектор. Обычные монохроматоры представляют собой акустооптические перестраиваемые фильтры, дифракционные решетки или призмы. Спектроскопия в средней инфракрасной области основана на поглощении света молекулами глюкозы [5]. В этом методе используется луч света, проходящий через кристалл, находящийся в контакте с кожей, таким образом гарантируя, что электромагнитное поле, создаваемое отраженным светом, достигает дермы (слоя кожи, который содержит больше всего глюкозы). Существует технология, основанная на ультразвуковом зондировании - фотоакустическая спектроскопия [6]. Данный метод основан на акустическом отклике возбужденной жидкости с использованием лазерного света. Данный метод схож со спектроскопией в средней инфракрасной области. А также другие, менее известные методы определения уровня глюкозы в крови [7].

Метод ближней инфракрасной спектроскопии – один из самых простых для реализации в глюкометре. Данный тип глюкометров использует световое излучение на длине волны, соответствующей пику поглощения для глюкозы. Однако, данный метод, как и большинство неинвазивных методов определения уровня глюкозы, обладает рядом нерешенных проблем:

- необходимость периодической калибровки с использованием эталонного инвазивного метода;
- сложность индивидуальной калибровки прибора [8].

Неинвазивное определения уровня глюкозы в крови методом ближней инфракрасной спектроскопии обладает следующими преимуществами:

а) не требует образца крови для измерения;

б) метод прост в реализации как в промышленных, так и в домашних условиях;

в) малые габариты прибора, использующего данный метод;

г) низкая стоимость прибора, использующего данный метод;

д) имеется перспектива изготовления носимого устройства для непрерывного мониторинга уровня глюкозы [9].

Как было указано выше, основными недостатками использования данного метода являются сложности в определении аналитической точности результатов и построении калибровочной таблицы. При этом данный метод открывает возможности для безболезненного непрерывного мониторинга уровня глюкозы как в стационаре, так и в домашних условиях.

Перспектива развития данного направления состоит не только в открытии новых диагностических возможностей, но также и в перспективе совмещения подобных устройств с инсулиновой помпой, что позволит больному не беспокоиться о самостоятельном контроле уровня глюкозы, а переложить данную задачу на автоматизированную систему.

Развитие данного направления открывает новые перспективы в борьбе с сахарным диабетом, что позволит если не вылечить данное заболевание, то, по крайней мере, дать больным жить более комфортной жизнью.

3. Эксперимент

Было проведено определение поглощения раствора глюкозы в бидистиллированной воде 20 ммоль/литр, 10 ммоль/литр, 5 ммоль/литр и 0 ммоль/литр. Концентрация растворов выбирается таким образом, чтобы значение плотности на максимуме полосы попадало в оптимальный диапазон фотометрических измерений (0,3-1,5 оптической плотности). Растворы готовят в мерных колбах в соответствии с точным весом образца. Для стандартных кювет (l = 1 см) и значений $\varepsilon=10^3$-10^4 обычные концентрации растворов составят порядка 10^{-2} моль/л. Процесс приготовления растворов показан на рисунке 1.

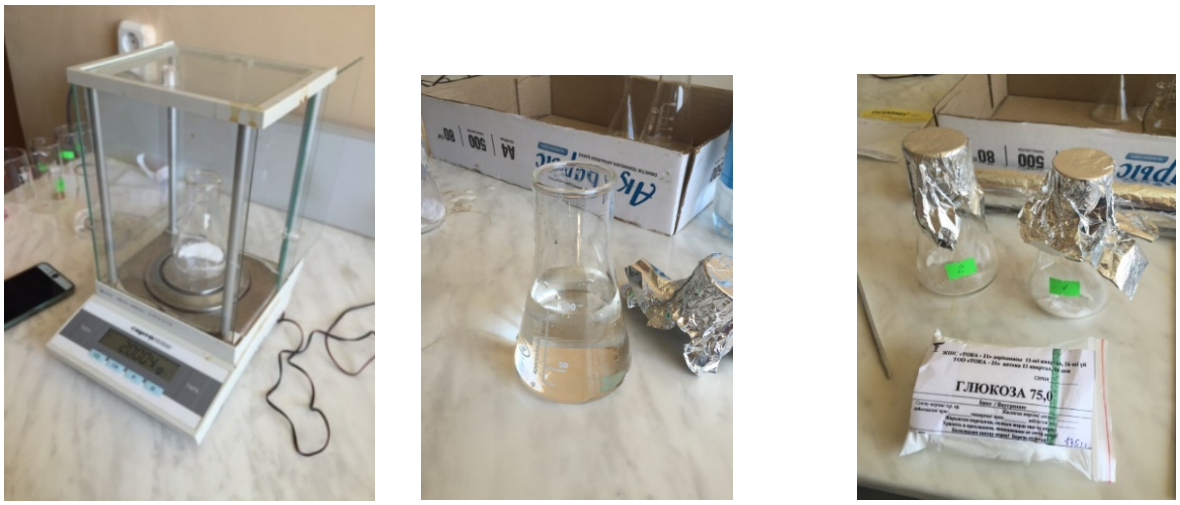
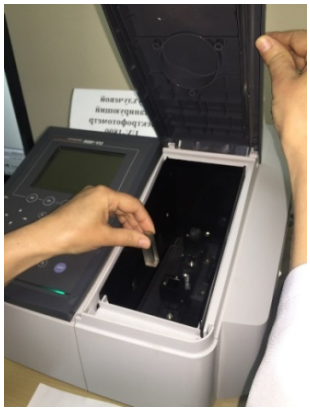


Рис. 1 Процесс подготовки растворов

Устанавливаем обе кюветы с раствором и задаем параметры (Рисунок 2) в программном обеспечении на персональном компьютере, который помогает с управлением прибора.

В результатах измерения получены поглощения растворов глюкозы в диапазонах с 190 до 1,000 нм, с 190 до 450 нм и с 600 до 1,000 нм. При проведении серии измерений спектров поглощения на растворах глюкозы выявлена зависимость уровня поглощения на длине волны 825.5 нм (пик 3) на всех остальных пиках изменения не обнаружены.



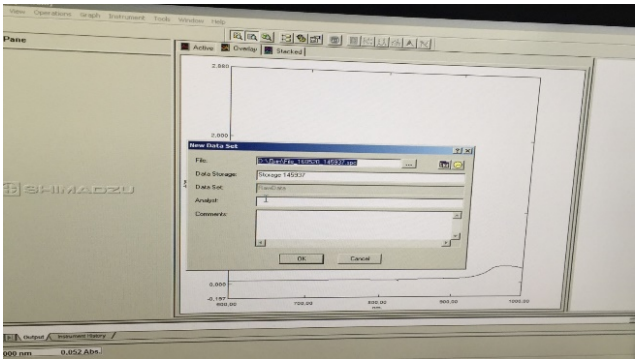


Рис. 2 Процесс установки кювет и ввод параметров

На рисунке 3. представлено изменения спектра поглощения при изменении концентрации глюкозы. Видно, что с увеличением концентрации глюкозы увеличивается уровень поглощения.

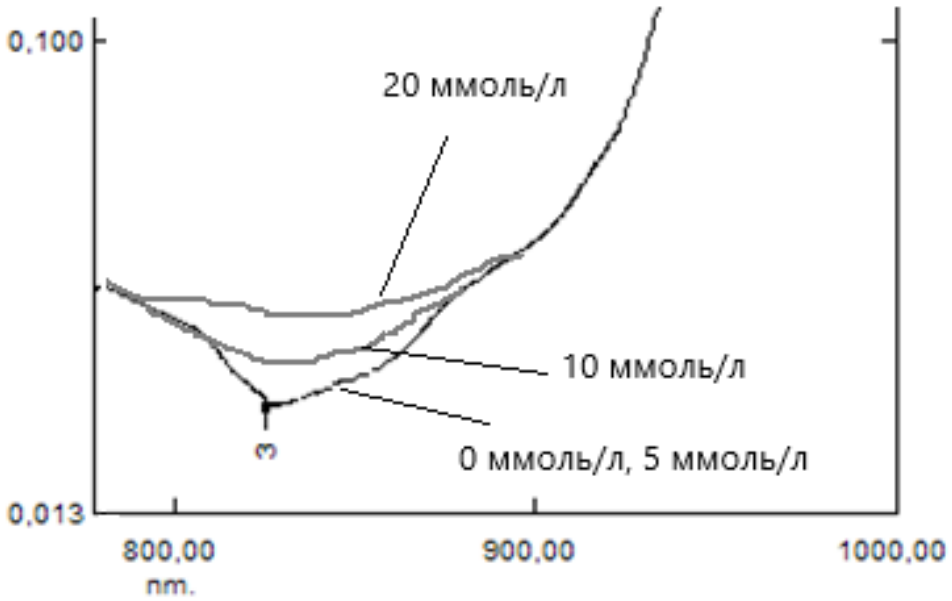


Рис. 3 Спектры поглощения растворов с концентрациями глюкозы 0 ммоль/литр, 5 ммоль/литр, 10 ммоль/литр, 20 ммоль/литр

4. Результаты

В таблице 1 представлены результаты измерений уровня поглощения на пиках глюкозы (3) и воды (1). Выявленный пик поглощения глюкозы позволил провести исследования уровня поглощения в растворах глюкозы тех же концентраций при облучении монохромные светодиодом с длиной волны 830 нм (что необходимо для создания портативного измерителя уровня глюкозы).

Прибор	Концентрация / Длина волны, нм	0 ммоль/литр	5 ммоль/литр	10 ммоль/литр	20 ммоль/литр
Светодиод	825,5	0,036	0,037	0,053	0,067

I/Io					
Спектро-фотометр	976	0,247	0,255	0,255	0,255
	825,5	0,033	0,035	0,039	0,052

Таблица 1 – Поглощение растворов глюкозы

Был разработан макет измерителя концентрации глюкозы в растворах на монохроматичном излучения с длиной волны 830 нм. Определения концентрации глюкозы в растворе с использованием экспериментально полученных калибровочных кривых. (зависимость коэффициента поглощения от концентрации глюкозы. Проведены измерения концентрации глюкозы в растворах (0-20 мм/л)).

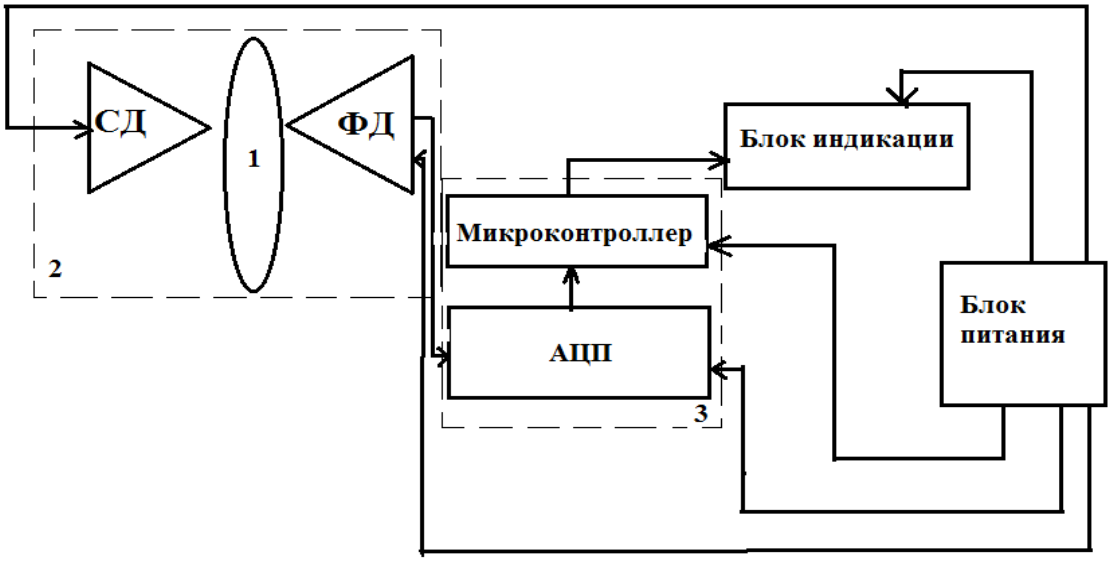


Рис. 4 Измеритель концентрации глюкозы in vitro на основе БИК спектроскопии 1 - Объект исследования, 2 - Датчик, 3 - Контроллер ATmega8, СД светодиод (EDEI-1LS3 830 нм), ФД фотодиод (bpw34 диапазон работы 740-1060 нм)

Блок схема измерителя представлена на рисунке 4. Он состоит из Датчика в составе светодиода и фотодиода и платы обработки результатов изготовленной на основе микроконтролера.

5. Заключение

Проведен эксперимент измерения уровня глюкозы в биологических жидкостях с БИК-методам в диапазоне с 190 до 1100 нм на растворах с разными концентрациями глюкозы - 20 ммоль/литр, 10 ммоль/литр, 5 ммоль/литр и 0 ммоль/литр, и полечены спектры этих растворов.

Однако, из-за то, что концентрации глюкозы этих растворах низкие, получены похожие кривые спектров поглощения растворов. Показана возможность измерения концентрации глюкозы на λ=830 нм.

Создан аппаратно-программный комплекс для апробации контроля уровня глюкозы в фантомных растворах крови, с последующей возможностью апробации метода на измерения уровня глюкозы в сыворотке крови и контроля уровня гликемии.

Список публикаций:

[1] ВОЗ, Сахарный диабет, Всемирная организация здравоохранения медиа-центр, Ноябрь 2016, бюллетень № 312, http://www.who.int/mediacentre/factsheets/fs312/en/.

[2] Forst T. et al. Impact of environmental temperature on skin thickness and microvascular blood flow in subjects with and without diabetes //Diabetes Technology & Therapeutics. – 2006. – Т. 8. – №. 1. – С. 94-101.

[3] Caduff A. et al. First human experiments with a novel non-invasive, non-optical continuous glucose monitoring system //Biosensors and Bioelectronics. – 2003. – Т. 19. – №. 3. – С. 209-217.

[4] Khalil O. S. Spectroscopic and clinical aspects of noninvasive glucose measurements //Clinical chemistry. – 1999. – Т. 45. – №. 2. – С. 165-177.
[5] Roychoudhury P., Harvey L. M., McNeil B. At-line monitoring of ammonium, glucose, methyl oleate and biomass in a complex antibiotic fermentation process using attenuated total reflectance-mid-infrared (ATR-MIR) spectroscopy //Analytica chimica acta. – 2006. – Т. 561. – № 1-2. – С. 218-224.
[6] Waynant R. W., Chenault V. M. Overview of non-invasive fluid glucose measurement using optical techniques to maintain glucose control in diabetes mellitus //IEEE LEOS Newsletter. – 1998. – Т. 12. – №.2. – С. 3-6.
[7] Guo X., Mandelis A., Zinman B. Noninvasive glucose detection in human skin using wavelength modulated differential laser photothermal radiometry //Biomedical optics express. – 2012. – Т. 3. – №11. – С. 3012-3021.
[8] Мезенцева М. А., Букрина Т. А. Неинвазивные методы измерения сахара в крови [Электронный ресурс] // Информационно-измерительная техника и технологии: материалы VI Научно-практической конференции с международным участием, Томск, 27-30 Мая 2015. - Томск: ТПУ, 2015 - С. 74- 82. - Режим доступа: http://www.lib.tpu.ru/fulltext/c/2015/C18/C18.pdf.
[9] Дедов И.И., Шестакова М.В. Сахарный диабет. Диагностика, лечение, профилактика / И. Дедов, М. Шестакова, Москва: Медицинское информационное агентство, 2011. – 801 с.

Радиотомография с использованием доплеровских датчиков

Цепляев Илья Сергеевич
Сатаров Раиль Наилевич
Томский государственный университет
E-mail:satarov.rail@gmail.com

В работе экспериментально подтверждена возможность получения радиоизображения зондируемого объекта по результатам одночастотной радиолокации. Многоракурсное исследование объекта зондирования произведено с помощью тактированной антенной решетки, перемещающейся на двухкоординатном сканере. Представленные радиоизображения наглядно доказывают, что с помощью разработанного сканера возможно обнаруживать предметы, изготовленные из металлов и диэлектриков. Достигнутой разрешающей способности вполне достаточно для идентификации большинства предметов, представляющих опасность. .

Для создания безопасного, быстродействующего досмотрового устройства предлагается рассмотреть доплеровский датчик перемещений, который представляет собой миниатюрный радиолокационный комплекс. Регистрация волновых проекций, в принципе, возможна и средствами одного доплеровского датчика, путем его установки на систему двумерного перемещения, обеспечивающую его движение по всей плоскости сканирования, и последовательном снятии данных. Но, в связи с необходимостью последовательного прохождения всех точек сканирования, процесс получения всех необходимых волновых проекций растягивается на недопустимо длительное время. Геометрические размеры датчика не позволяют разместить датчики в матрице в один ряд с рассчитанным ранее шагом (порядка 2-5 мм). Поэтому предлагается расположить датчики со смещением следующим образом. При этом теорема Котельникова будет соблюдена и как следствие не будет разряженных данных, что обеспечит приемлемое качество изображений. По завершению процесса сканирования, волновые проекции, полученные на разных проходах матрицы необходимо объединить в целостную интерференционную картину. Снятая с помощью матрицы микроволновых датчиков интерференционная картина является основой для обработки по соответствующей технологии восстановления реального распределения неоднородностей. При этом существует возможность регулировки глубины фокусировки и фактического томографирования изображения. В технологии радиолокации с синтезированной апертурой (РСА) [1-2] для обработки полученного изображения необходимо задание т.н. аппаратной функции системы (АФС), являющейся локационным пространственно-временным откликом на точечный отражатель. Восстановление АФС в работе сделано теоретически путем моделирования с учетом траекторных параметров локационной системы.

На рисунке 1а представлено радиоизображение спины живого человека с закрепленным имитатором ВВ (кусок мыла) и без него (б). Из рисунков видно, что отсутствует одинаковое фоновое изображение тела человека, связанное с его невольными колебаниями. При этом из полученных данных можно сделать вывод о способности предложенных решений восстанавливать радиоизображения не только в свободном пространстве, но и на фоне других объектов, в т.ч. тела человека.

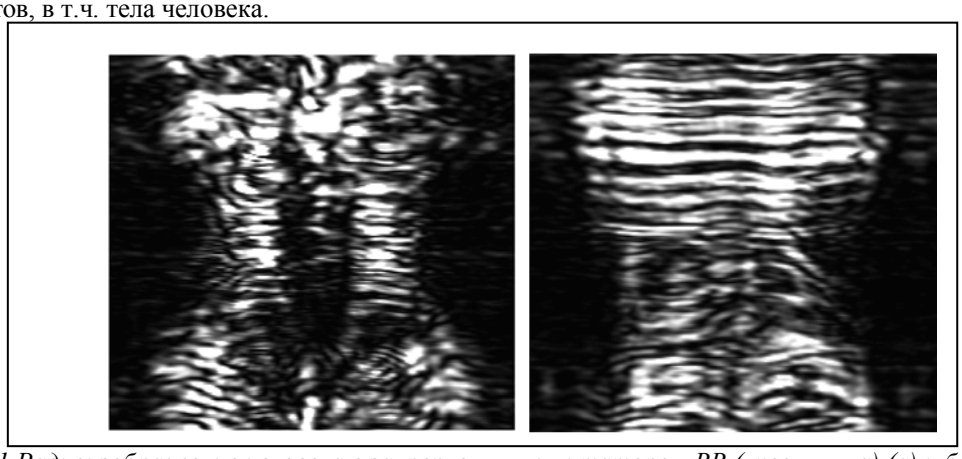


Рис.1 Радиоизображение человека с закрепленным имитатором ВВ (кусок мыла) (а) и без (б)

Работа выполнена при поддержке Гранта Президента МК 3578.2021.4.

Список публикаций:

[1] Shipilov S, Eremeev A, Yakubov V et al 2017 Medical Physics 47(10) 5147–5157 doi:10.1002/mp.14408
[2] Srivastav A, Nguyen P, Mcconnell M et al 2020 System 69(10) 7422–7436 doi:10.1109/TIM.2020.2984415

Программный комитет

Сопредседатели:
Бузник В.М. – академик РАН (Москва, Россия)
Демин В.В. – Первый проректор НИ ТГУ, доцент, канд. физ.-мат. наук (Томск, Россия)
Члены комитета:
Белуччи С. – профессор, д-р физ.- мат. наук (Фраскати (Рим), Италия)
Блаунштейн Н.Ш. – профессор, д-р физ.- мат. наук (Беэр-Шева, Израиль)
Вилла Т. – профессор, д-р физ.- мат. наук (Верона, Италия)
Ижнин И.И. – профессор, д-р физ.- мат. наук (Львов, Украина)
Ламбин Ф. – профессор, д-р физ.- мат. наук (Намур, Бельгия)
Максименко С.В. – профессор, д-р физ.- мат. наук (Минск, Беларусь)
Митев В. – доктор наук (Невшатель, Швейцария)
Сато М. – профессор, д-р физ.- мат. наук (Сендай, Япония)
Свирко Ю. – профессор (Йоэнсуу, Финляндия)
Святек З. – профессор (Институт металлургии и инженерии материалов ПАН, г. Краков, Польша)
Смит Р. – профессор, д-р физ.- мат. наук (Лафборо, Великобритания)
Целзард А. – профессор (Нанси, Франция)
Чанг Р. – профессор, д-р физ.- мат. наук (Тайвань)
Барышников Н.В. – профессор, д-р техн. наук (Москва, Россия)
Беляев Б.А. – профессор, д-р техн. наук (Красноярск, Россия)
Войцеховский А.В. – профессор, д-р физ.- мат. наук (Томск, Россия)
Дунаевский Г.Е. – профессор, д-р техн. наук (Томск, Россия)
Евтушенко Н.В. – профессор, д-р техн. наук (Томск, Россия)
Ивонин И.В. – профессор, д-р физ.- мат. наук (Томск, Россия)
Кистенёв Ю.В. — профессор, д-р физ.- мат. наук (Томск, Россия)
Колесник С.А. – доцент, канд. физ.-мат. наук (Томск, Россия)
Кошелев В.И. – профессор, д-р. физ.-мат. наук (Томск, Россия)
Крутиков В.А. – д-р физ.- мат. наук (Томск, Россия)
Лукин В.П. – профессор, д-р физ.- мат. наук (Томск, Россия)
Матвиенко Г.Г. – д-р физ.- мат. наук (Томск, Россия)
Минин И.В. – профессор, д-р физ.-мат. наук (Новосибирск, Россия)
Минин О.В. – профессор, д-р физ.-мат. наук (Новосибирск, Россия)
Прудаев И.А. – доцент, канд. физ.-мат. наук (Томск, Россия)
Пчеляков О.П. – профессор, д-р физ.- мат. наук (Новосибирск, Россия)
Самохвалов И.В. – профессор, д-р физ.- мат. наук (Томск, Россия)
Сименс Э. – профессор, д-р физ.-мат. наук (Анхальт, Германия)
Средин В.Г. – профессор, д-р физ.- мат. наук (Москва, Россия)
Тарасенко В.Ф. – профессор, д-р физ.- мат. наук (Томск, Россия)
Тихомиров А.А. – профессор, д-р техн. наук (Томск, Россия)
Толбанов О.П. – профессор, д-р физ.- мат. наук (Томск, Россия)
Филимонов С.Н. – декан ФФ, кандидат физ.-мат. наук (Томск, Россия)
Щукин Г.Г. – профессор, д-р физ.- мат. наук (Санкт-Петербург, Россия)
Якубов В.П. – профессор, д-р физ.- мат. наук (Томск, Россия)

Организационный комитет

Председатель:
Коротаев А.Г. – декан РФФ, канд. физ.-мат. наук (Томск, Россия)
Сопредседатель:
Юрченко А.В. – профессор, доктор техн. наук (Томск, Россия)
Заместитель председателя:
Шипилов С.Э. – профессор, доктор. физ.-мат. наук (Томск, Россия)
Члены комитета:
Беличенко В.П. – профессор, доктор физ.-мат. наук (Томск, Россия)
Коханенко А.П. – профессор, доктор физ.-мат. наук (Томск, Россия)
Ольшуков А.С. – доцент, канд. физ.-мат. наук (Томск, Россия)
Кочеткова Т.Д. – доцент, канд. физ.-мат. наук (Томск, Россия)
Сатаров Р.Н. – научн. сотр, канд. физ.-мат. наук (Томск, Россия)
Клоков А.В. – доцент, канд. физ.-мат. наук (Томск, Россия)
Бадьин А.В. – доцент, канд. физ.-мат. наук (Томск, Россия)
Брюханова В.В. – доцент, канд. физ.-мат. наук (Томск, Россия)
Хмелев В.Л. – инженер (Томск, Россия)
Росляков С.Н. – аспирант РФФ ТГУ (Томск, Россия)
Красилова Е.А. – ст. преподаватель (Томск, Россия)
Харапудченко О.В. – ст. преподаватель (Томск, Россия)