

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ПРИКЛАДНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
(ИТПЭ РАН)**



**ДВАДЦАТЬ ЧЕТВЕРТАЯ ЕЖЕГОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ИТПЭ РАН**

(Москва – 15 – 18 мая 2023 г.)

Сборник тезисов докладов

ДВАДЦАТЬ ЧЕТВЕРТАЯ ЕЖЕГОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ИТПЭ РАН

Сборник тезисов докладов.

Под редакцией д.ф.-м.н. А.М. Мерзликина – М.: ИТПЭ РАН. 2023. 74 с.

Сборник содержит тезисы докладов, представленных на Двадцать четвертой ежегодной научной конференции Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук. Конференция посвящена обзору научных разработок и практических приложений, осуществленных в Институте в 2022 году. Целью конференции является обмен информацией, призванный дать импульс развития фундаментальным исследованиям по основным направлениям деятельности ИТПЭ РАН и ускорить практическое внедрение полученных результатов.

Организационный комитет
академик РАН А.Н. Лагарьков
д.ф.-м.н. А.М. Мерзликин
д.ф.-м.н. А.Л. Рахманов
к.ф.-м.н. А.Т. Кунавин
М.Е. Жукова

**РАЗРАБОТКА КОМПОЗИЦИИ ПОКРЫТИЯ
ДЛЯ НАГРЕВАТЕЛЯ ВТОРИЧНОГО ЗЕРКАЛА ТЕЛЕСКОПА
КОСМИЧЕСКОГО БАЗИРОВАНИЯ СПЕКТР-УФ**

**А.В. Глущенко, А.В. Гусев, А.В. Киселев,
А.В. Кочанов, К.А. Маилян**

ИТПЭ РАН

Цель данной работы – разработка покрытия для нагревателя вторичного зеркала телескопа Спектр-УФ. Нагреватель работает в условия открытого космоса, обеспечивает постоянное термостатирование вторичного зеркала. Защищает от возможного загрязнения поверхности зеркала телескопа – адсорбции органических молекул.

Для решения этой задачи было разработано 9-слойное покрытие, состоящее из металлических слоёв хрома (Cr) и алюминия (Al), нанесённых методом магнетронного распыления в вакууме и слоёв поли-пара-ксилилена, нанесенного методом пиролитической полимеризации. Для достижения высокой равномерности термостатирование (неоднородность температуры по поверхности не более 1,5 °С) форма нагревателя была оптимизирована с помощью программного пакета мультифизического математического моделирования.

Для организации электропитания пленочного нагревательного элемента была разработана методика низкотемпературной без флюсовой пайки с использованием сплава индия – олова.

В результате работы была создана новой композиция многослойного резистивного покрытия, а также изготовлены нагревательные элементы вторичного зеркала. В результате приёмочных испытаний было показано, что нагреватель обладает высокой равномерностью нагрева (неоднородность температуры по поверхности не более 1 °С), высокими диэлектрическими свойствами, как в холодном состоянии, так и в горячем состоянии, (сопротивление изоляции более 40 МОм).

Изготовленные нагревательные элементы проходят комплексные доводочные испытания на предприятии Роскосмоса.

**ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
АНГИОТЕНЗИН-ПРЕВРАЩАЮЩЕГО ФЕРМЕНТА ЧЕЛОВЕКА
В ПЛАЗМЕ КРОВИ НА ОСНОВЕ ЕГО ГКР СПЕКТРОВ**

**Р.Р. Сафиуллин^{1,2}, И.А. Богинская¹, Н.Л. Нечаева³,
В.Е. Тихомирова⁴, О.В. Крюкова⁴, О.А. Кост⁴, К.Н. Афанасьев¹,
И.А. Рыжиков¹, Н.И. Булаева⁵, Е.З. Голухова⁵**

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ

³ИБХФ РАН

⁴Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

⁵ФГБУ «НМИЦ ССХ им. А.Н. Бакулева» Минздрава России

Метод спектроскопии гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) может быть использован для анализа ферментов и белков, содержащихся в плазме крови человека, в частности, ангиотензин-превращающего фермента (АПФ), продуцируемого клетками сердца, повышенный уровень которого сигнализирует о кардиальных рисках (фибрилляции предсердий, инфаркте миокарда, ишемической болезни сердца и др.). В ранее проведенной нами работе [1] была показана возможность определения АПФ, продуцируемого клетками различных тканей и жидкостей человека (сердца, легких и семенной жидкости) с помощью спектроскопии ГКР благодаря различной гликановой составляющей АПФ из разных источников. Анализ проводили на основе массивов ГКР спектров каждого вида АПФ с использованием линейного дискриминантного анализа.

На следующем этапе необходимо определить оптимальный метод для количественного определения АПФ из разных источников. В рамках данной задачи был проведен эксперимент по количественному определению АПФ из легких в модельной плазме крови, состоящей из альбумина и введенного в него легочного АПФ в концентрациях от 10^{-7} М до 10^{-11} М при общей концентрации белка 1 г/л, что соответствует вероятному диапазону значений АПФ от нормы выше ее. Массивы ГКР спектров для каждой концентрации, полученные из высушенного осадка капель объемом по 5 мкл, были проанализированы с помощью метода опорных векторов, где в качестве прогнозируемой переменной был выбран десятичный логарифм концентрации АПФ. Полученные калибровочные зависимости показали применимость метода для количественного определения АПФ из разных источников в плазме крови, поскольку контрольные точки находятся в двойном диапазоне среднеквадратичного отклонения.

Для качественного определения АПФ в реальной плазме крови сравнивали плазму пяти здоровых доноров и пяти пациентов с фибрилляцией предсердий. Массивы ГКР спектров были классифицированы с помощью модели логистической регрессии с результирующей общей точностью $85 \pm 10\%$.

Полосы колебаний, определяющие наличие фибрилляции, были определены как наибольшие ($85\% <$ по абсолютному квантилю) вклады признаков, соотносящиеся с наблюдаемыми полосами ГКР спектров плазмы пациентов с фибрилляцией предсердий и здоровых доноров, усредненные по различным вариантам группировки образцов плазмы. Из получившихся наборов выделили общие полосы колебаний, что соответствует наибольшим значениям вкладов, т.е. вклад которых играет ключевую роль в определении вероятности наличия фибрилляции предсердий. Выявленные таким образом полосы колебаний были отмечены на рис. 1 и на фоне усредненных по группам спектров здоровых доноров и пациентов с фибрилляцией предсердий.

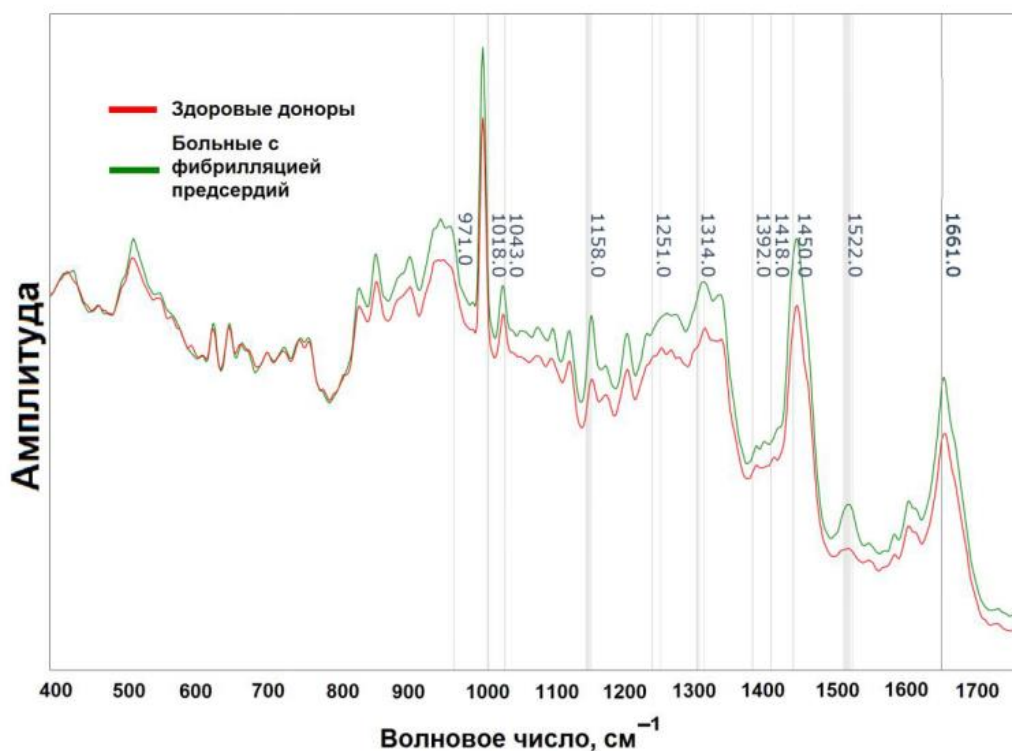


Рис. 1. Выделенные полосы на фоне усредненных спектров плазмы крови здоровых доноров и пациентов с фибрилляцией предсердий, дающие максимальный вклад в разницу спектров

ЛИТЕРАТУРА

[1] *I. Boginskaya et al.*, Nano Letters, vol.19, 2019, P. 277.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО МЕХАНИЗМА ГКР НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ
НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ САМООРГАНИЗОВАННЫХ
ПЛЁНОК СЕРЕБРА**

**К.А. Верещагин^{1,2}, Е.А.Слипченко¹, И.А. Богинская¹,
М.В. Седова¹, В.М. Миславский^{1,2}, И.А. Рыжиков¹, А.М. Мерзликин¹**

¹ИТПЭ РАН

²ИОФ РАН

³МФТИ

Эффект гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) используется в ряде методов количественного и качественного определения аналитов различной природы. На сегодняшний день разработаны теоретические основы эффекта, позволяющие реализовать процесс возбуждения и регистрации ГКР спектров аналитов с использованием ГКР-активных структур различных типов [1]. В основе эффекта лежат электромагнитный (ЭМ) и химический механизмы; в ряде случаев роль играет ориентационный механизм. Основной вклад в эффект обусловлен электромагнитным механизмом, основанным на возбуждении локализованного плазмонного резонанса в наноструктурах подложки. Дальнодействие эффекта «усиления поверхностью» может определяться именно этим механизмом.

Разработанные нами самоорганизованные наноструктурированные подложки на основе серебра [2] показали свою эффективность в предыдущих работах по обнаружению белков, ферментов, вирусов и других значимых аналитов. Наши экспериментальные данные указывают на то, что для сложной наноструктурированной поверхности металла локализация эффекта может быть более обширной, чем для монослоя наносфер металлов, для которых разработаны теоретические модели.

На сегодняшний день существует ряд экспериментальных результатов, показывающих более масштабное дальнодействие ГКР эффекта [3], что важно учитывать для получения спектров с максимальной амплитудой.

В наших экспериментах по определению локализации эффекта усиления поверхностью мы использовали молекулярный азот окружающего атмосферного воздуха. В отличие от работ [3] и [4] мы не используем никаких веществ, способных модифицировать поверхность нашей ГКР-подложки.

Использование азота как аналита исключает его влияние на поверхность подложки, поскольку молекула химически стабильна и позволяет не учитывать физико-химический контакт с поверхностью. Таким образом, работа с газообразным аналитом позволяет исключить иные,

кроме ЭМ, механизмы ГКР. То обстоятельство, что источником КР сигнала является не только приповерхностная область ГКР-активной подложки, усложняет интерпретацию и требует дополнительных экспериментов с аналогичными условиями с использованием ГКР неактивных подложек.

Были получены массивы ГКР спектров с использованием спектрометра WITec Alpha 300R+ с длинами волн возбуждения 532 и 785 нм и объективами 50X/0.8 и 100X/0.9 при последовательном удалении на расстояние до 80 мкм с шагом от 50 нм до 5 мкм от подложек (режим *Z-Scan*) трех типов: ГКР активной (самоорганизованная пленка серебра), ГКР неактивной с низким отражением (кварц) и ГКР неактивной с отражением >90% (фотонный кристалл на основе чередующихся слоев ZrO_2-SiO_2).

На основе полученных ГКР спектров были построены зависимости спектральной мощности полосы колебаний азота от расстояния до подложки. В эксперименте с длиной волны 785 нм наблюдали уменьшение сигнала вне области локализации ГКР, что упрощает интерпретацию зависимостей, однако заметно усложняет их получение. Результаты были проинтерпретированы с помощью модели *Z-Scan*, по которой масштаб дальнего действия ГКР эффекта для азота составил $\sim 140\div 150$ нм, что превосходит средний радиус серебряных наноструктур, формирующих подложку.

Полученный результат ни качественно, ни количественно не объясняется теоретическими представлениями об убывании коэффициента усиления ГКР с расстоянием для монослоя невзаимодействующих наносфер. Возможно, для рассмотрения усиления ГКР над наноструктурированными самоорганизованными плёнками серебра следует определить дополнительные механизмы взаимодействия света с поверхностью металла на границе его с диэлектриком (воздухом).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *R. Pilot et al.*, Biosensors, vol. 9, 2019, P. 57.
- [2] *I. Boginskaya et al.*, Appl. Sci. vol. 9, 2019, P. 3988.
- [3] *В.И.Кукушкин и др.*, Письма в ЖЭТФ, том 98, 2013, С. 72.
- [4] *Ai L. Feng et al.*, Sci. Rep. vol. 5, 2015, P. 7779.

НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ САМООРГАНИЗОВАННЫЕ ПОДЛОЖКИ НА ОСНОВЕ ЗОЛОТА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ГКР СПЕКТРОВ БЕЛКОВ

Ю.Ю. Звягина, И.А. Богинская, К.Н. Афанасьев,

М.В. Седова, И.А. Рыжиков

ИТПЭ РАН

Спектроскопия поверхностно-усиленного гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) используется как основа ряда методик для количественного и качественного определения аналитов различной природы. Базовыми материалами для создания ГКР-активных подложек, обеспечивающими достаточный уровень электромагнитного усиления, являются благородные металлы, такие как золото (Au) и серебро (Ag). На их основе изготавливают подложки с различными параметрами морфологии с использованием таких процессов, как вакуумное напыление, литография, трафаретная печать и др.

Целью настоящего исследования является определение эффективности подложек на основе наноструктурированных самоорганизованных тонких пленок золота в качестве ГКР-активных структур для детектирования ультрамалых концентраций белков на примере сывороточного альбумина человека (ЧСА).

ГКР подложки были получены методом электронно-лучевого испарения золота в вакуумной камере УРМ 3-279.072. В качестве источника распыления использовали высокочистое (N 99,99%) гранулированное золото. Напыление проводили на предварительно очищенные изопропиловым спиртом предметные стекла с их последующей очисткой в плазме на остаточной атмосфере в вакуумной камере. Таким образом были получены наноструктурированные самоорганизованные золотые покрытия толщиной до 200 нм. Их параметры шероховатости далее были измерены с помощью атомно-силовой микроскопии.

Для проведения ГКР исследований растворы высокочистого альбумина с концентрацией 1 мг/мл были приготовлены в деионизированной воде сопротивлением 18,2 МОм. Меньшие концентрации были получены путем последовательного разведения в той же воде. Аликвоты растворов по 2 мкл наносили на золотые ГКР подложки. Капли были высушены на воздухе. ГКР спектры белков измеряли в области осадка после высушивания.

Установлено, что время высыхания капель одинакового объема раствора ЧСА с разной концентрацией на золотой ГКР подложке составляет от 15 до 30 минут с момента нанесения до формирования твердого осадка. В то же время, высыхание тех же аналитов при прочих равных условиях на используемой ранее [1] ГКР активной серебряной подложке занимает от 30 до 120 минут.

Обычно для ГКР спектров белка [1] при уменьшении концентрации от 100 мкг/мл до 1 мкг/мл происходит уменьшение амплитуды спектра, тогда как в случае ГКР подложек на основе золота ситуация обратная: усиление ГКР спектров происходит для раствора с концентрацией 1 мкг/мл, в то время как для больших концентраций наблюдается значительное уменьшение интенсивности спектров.

Предполагается, что описанные выше явления связаны с разными физико-химическими характеристиками поверхностей серебряных и золотых ГКР-активных подложек.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Boginskaya et al. App. Sci. vol.19, 2019, P. 3988.*

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ТЕОРИЯ
ГИГАНТСКОГО КОМБИНАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МОЛЕКУЛ
В СФЕРИЧЕСКОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКЕ**

А.В. Иванов, А.К. Сарычев

ИТПЭ РАН

Разработана электродинамическая модель излучения молекул, помещенных в металлическую оболочку. Модель качественно описывает усиление сигнала гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) от глобул белков, покрытых тонкой серебряной пленкой. Модель позволяет рассчитать изменение сигнала ГКР в зависимости от толщины нанослоя металла поверх глобулы белка. Излучающий молекулярный диполь взаимодействует с металлической оболочкой и возбуждает поверхностные плазмоны. Плазмонные колебания достигают максимума, когда частота диполя близка к плазмонному резонансу металлической оболочки, а сам диполь находится вблизи плазмонной оболочки. Эффективный диполь коллективного электронного колебания может быть намного больше молекулярного диполя, который усиливается сам по себе из-за классического эффекта ГКР. Поэтому усиление излучения за счет металлической оболочки умножается на коэффициент усиления ГКР, который обусловлен прямым взаимодействием молекулярного диполя с поверхностью металла. Таким образом излучение значительно усиливается.

В расчетах излучающий диполь находится на поверхности диэлектрической полусферы с показателем преломления 1.4, расположенной на гладком оптически непрозрачном слое серебра и покрытой тонким слоем серебра. Расстояние от диполя до серебряной оболочки выбрано минимальным 1 нм. Рассчитаны зависимости коэффициента усиления излучения диполя в серебряной оболочке от толщины оболочки на длине волны 852 нм, что соответствуют наиболее характерным спектральным линиям аминокислот со Стоксовым сдвигом 1000 см^{-1} (рис. 1) (предполагается, что длина волны накачки 785 нм).

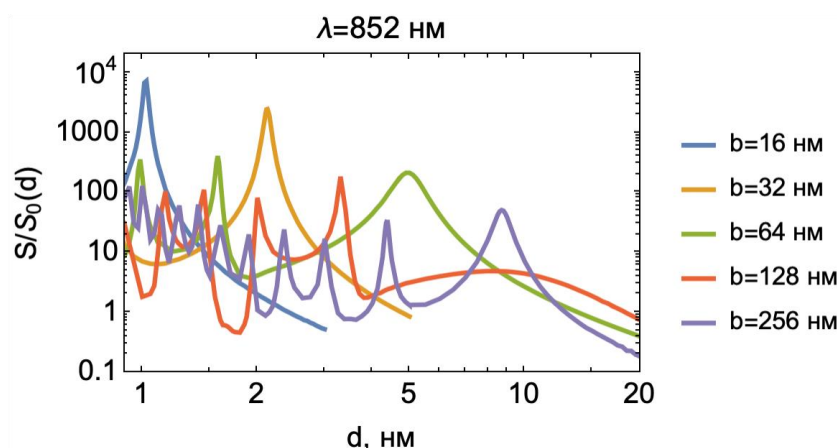


Рис. 1. Усиление излучения S/S_0 диполя, расположенного вблизи серебряной оболочки на расстоянии 1 нм в зависимости от толщины серебряной оболочки d для различных радиусов полусферы b .

Показано, что для различных радиусов полусфер существуют толщины серебряной оболочки, позволяющие возбудить дипольные, квадрупольные, октупольные и др. резонансы. При резонансной толщине моды электрического поля распространяются, как по внутренней, так и по внешней границе серебряной оболочки, что может быть использовано для усиления ГКР. Показано, что для глобул субмикронных размеров, резонансное усиление излучения приходится на толщины серебряного покрытия в десятки нанометров, что соответствует толщине непрерывных пленок. Разработанная простая модель качественно описывает усиление ГКР от спайкового белка RBD, покрытого тонкой серебряной пленкой [1].

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Andrey K. Sarychev, Alyona Sukhanova, Andrey V. Ivanov, Igor V. Bykov, Nikita V. Bakholdin, Daria V. Vasina, Vladimir A. Gushchin, Artem P. Tkachuk, Galina Nifontova, Pavel S. Samokhvalov, Alexander Karaulov. and Igor Nabiev*, “Label-Free Detection of the Receptor-Binding Domain of the SARS-CoV-2 Spike Glycoprotein at Physiologically Relevant Concentrations Using Surface-Enhanced Raman Spectroscopy”, *Biosensors*, vol.12, 2022, P. 300.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ РЕАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ОБЪЕКТИВОВ КОНФОКАЛЬНЫХ МИКРОСКОПОВ

И.В. Быков, Е.А. Слипченко, И.А. Богинская, К.Н. Афанасьев,

М.В. Седова, И.А. Рыжиков

ИТПЭ РАН

Конфокальные микроскопы часто являются основой спектрометров комбинационного рассеяния (КР), успешно используемых в задачах по количественному и качественному детектированию различных аналитов, а также для послойного сканирования и дальнейшего построения 3D моделей исследуемых образцов. Для адекватного применения метода крайне важно знать его действительное пространственное разрешение, особенно это актуально для сканирующих методов.

Данная работа направлена на разработку методики определения реальных значений разрешающей способности объективов сканирующих микроскопов с помощью специально созданного эталона, представляющего из собой наноразмерную ступеньку пленки германия толщиной 185 нм на фториде кальция, сформированную электронно-лучевым испарением германия в вакуумной камере УРМ 3-279.072.

Методика определения действительных значений разрешающей способности объективов, физически представляющей собой объем, вписанный в эллипсоид с осями Z, X и Y, заключается в измерении и дальнейшем анализе массива КР спектров, измеренных при поступательном прохождении ступеньки с помощью спектрометра комбинационного рассеяния WITec Alpha 300R+ на длине волны возбуждения 785 нм, мощности лазера 25 мВт, времени накопления одного спектра 0,5 сек. и количестве усреднений каждого спектра, равного 100. Измерения проводили в направлениях осей Z, X и Y.

Полученные спектры были обрезаны в спектральном диапазоне 265 – 320 см⁻¹, соответствующем полосе колебания германия. Затем после вычитания базовой линии были рассчитаны площади под кривой полосы колебания германия, соответствующие спектральной мощности излучения, и построены их зависимости от координаты. Реальные размеры области измерений вдоль оси Z - это ширина на полувысоте огибающей значений спектральной мощности в зависимости от координаты Z, а размеры области в плоскости XY - это размер проекции наклона графика зависимости спектральной мощности от координат X и Y.

Полученные значения размеров разрешающего объема для объектива 50X/0,8 в плоскости XY не превышают 2,3 мкм для осей X и Y и составляют менее 2,5 мкм для оси Z.

СПИН-ОРБИТАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ЭФФЕКТ ЯНА-ТЕЛЛЕРА

С.В. Стрельцов¹, Ф.В. Темников¹, К.И. Кугель², Д.И. Хомский³

¹ИФМ УрО РАН

²ИТПЭ РАН

³Кёльнский университет, г. Кёльн, Германия

В последние годы громадный интерес вызывают эффекты, связанные со спин-орбитальным взаимодействием в различных материалах. Это топологические изоляторы и полуметаллы, "китаевские материалы", и спин-орбитальные моттовские изоляторы, и различные соединения, которые потенциально могут быть использованы в антиферромагнитной спинтронике и т.д. Несмотря на пристальное внимание к спин-орбитальному взаимодействию, его влияние на такое фундаментальное явление, как эффект Яна-Теллера, глубоко не исследовалось. Развитие численных методов позволило решить данную проблему. Была выполнена точная диагонализация многоэлектронного гамильтониана, содержащего кулоновское, вибронное и спин-орбитальное взаимодействия в случае t_{2g} электронных орбиталей (для e_g электронов орбитальный момент равен нулю) и E и T фононов для всех возможных целочисленных электронных заполнений. Была обнаружена нетривиальная связь между спин-орбитальным взаимодействием, хундовским внутриатомным обменом и эффектом Яна-Теллера. Например, для d^1 конфигурации спин-орбитальное взаимодействие подавляет ян-теллеровские искажения, приводя к топологии энергетической поверхности адиабатического потенциала типа мексиканская шляпа, что подразумевает существование голдстоуновской моды и может потенциально использоваться для квантовых вычислений. Для конфигурации d^8 , наоборот, спин-орбитальное взаимодействие вызывает появление ян-теллеровских искажений. Результаты данного исследования важны для понимания структурных особенностей соединений на основе тяжёлых $4d$ и $5d$ переходных металлов и нашли своё отражение при изучении физических свойств конкретных соединений.

ЛИТЕРАТУРА

[1] S.V. Streltsov, F.V. Temnikov, K.I. Kugel, D.I. Khomskii, Phys. Rev. B, vol.105, 2022, P. 205142.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НЕЙРОСЕТЕЙ ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ ДАННЫХ ЦИФРОВОЙ КВАНТОВОЙ СИМУЛЯЦИИ

В.В. Погосов^{1,2}, А.А. Жуков¹

¹ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова

²ИТПЭ РАН

Современные квантовые компьютеры способны решать множество задач, которые, однако, пока не имеют практического значения из-за высокого уровня ошибок квантового оборудования. В частности, такие процессоры могут быть полезны для решения задач квантовой симуляции. Однако, в рамках так называемой цифровой симуляции, для моделирования динамики на больших временах требуется большое количество шагов разложения Троттера для оператора эволюции. Это приводит к тому, что требуется большое количество квантовых операций, и результаты работы квантового компьютера становятся слишком зашумленными [1].

Для улучшения качества данных представляется перспективным использовать классические нейросети. Основная трудность, связанная с нейронными сетями по отношению к шумным квантовым компьютерам, заключается в том, что для обучения необходим доступ к «идеальным» данным. В нашей работе [2] мы предлагаем метод получения квазиидеальных данных для обучения с использованием только квантового компьютера. В качестве источника квазиидеальных данных мы рассматриваем результаты реального квантового компьютера, которые соответствуют небольшому числу шагов Троттера. На этапе обучения глубина схемы алгоритма искусственно увеличивается за счет включения определенного количества «пустых» шагов Троттера, которые содержат нулевые углы поворота и, таким образом, сводятся к тождественным гейтам при идеальном выполнении квантовых операций. Нейронная сеть, показанная на рис. 1, обучена преобразовывать такие данные с повышенным уровнем шума в их квазиидеальные аналоги. При этом входные данные представлены какими-либо усредненными характеристиками, что не предполагает проведение квантовой томографии. Рассматриваются данные для различных начальных состояний системы, представленных собственными состояниями вычислительного базиса.

После обучения нейросеть применяется для улучшения новых зашумленных данных, которые получаются путем увеличения числа шагов Троттера, причем уже ни один из блоков Троттера не является фиктивным. Мы демонстрируем этот общий метод, изучая эволюцию по времени намагниченности спиновой цепочки Изинга в поперечном поле и XY-спиновой цепочки с помощью сверхпроводниковых квантовых процессоров IBM Athens

и Bogota, соответственно. Оба процессора состоят из пяти кубитов и имеют топологию линейной связи, соответствующей топологии спиновой цепочки.

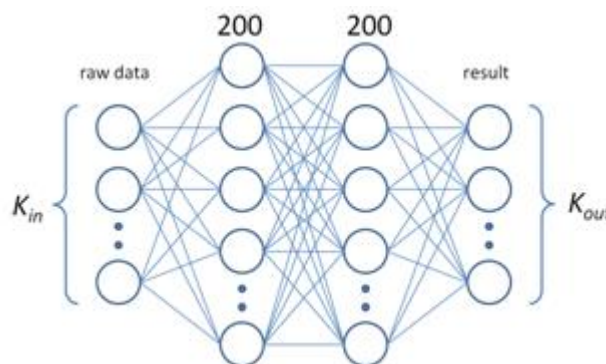


Рис. 1. Структура нейросети

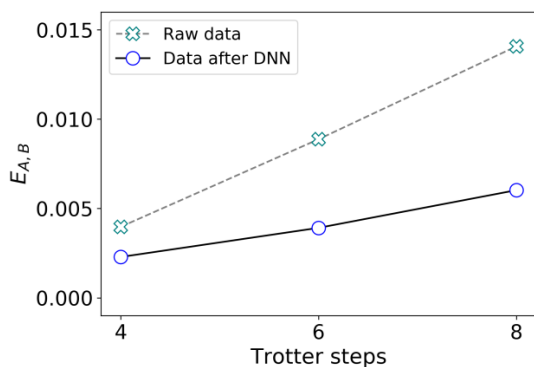


Рис. 2. Среднеквадратичное отклонение намагниченности от точного результата для изинговской цепочки в поперечном поле

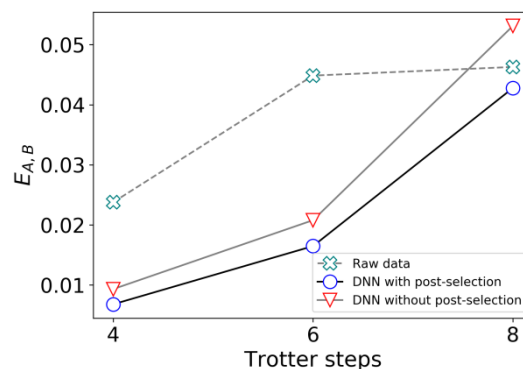


Рис. 3. Среднеквадратичное отклонение намагниченности от точного результата для XY-цепочки

На рис. 2 представлены результаты улучшения данных для модели Изинга, а на рис. 3 – XY-модели – а именно, показаны среднеквадратичные отклонения средней намагниченности до применения нейросети и после него. Во втором случае применялось дополнительное улучшение качества данных за счет постселекции по числу возбуждений. Из рис. 2 и 3 видно существенное улучшение качества данных для различной глубины алгоритма (числа шагов Троттера). Предложенный метод может применяться в сочетании с другими приемами смягчения ошибок в цифровой квантовой симуляции.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] A. A. Zhukov et al., Quant. Inf. Proc., vol.17, 2018, P. 223.
- [2] A. A. Zhukov, W. V. Pogosov, Quant. Inf. Proc., vol.21, 2022, P. 93.

**ДРОБНО МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ
В ДВУХСЛОЙНОМ ГРАФЕНЕ**
А.Л. Рахманов, А.В. Рожков, А.О. Сбойчаков
ИТПЭ РАН

В наших работах [1-3] теоретически предсказана возможность существования состояния «дробного» металла в легированном двухслойном графене, как со структурой AA («простая» упаковка), так и со структурой AB (фаза Бернала). Нами было показано, что благодаря особенностям зонной структуры этих систем, даже существующее в них относительно слабое электрон-электронное взаимодействие приводит к образованию целого ряда однородных и неоднородных фаз, таких как волны спиновой и зарядовой плотности, а также состояний дробного металла (fractional metal). Состояния дробного металла являются обобщением хорошо известного (и важного для спинтроники) состояния полуметалла (half-metal).

Характерной особенностью обычного и двухслойного графена является наличие двух конусов Дирака (или долин) в зоне Бриллюэна. Электроны вблизи этих конусов имеют киральность противоположного знака. При обычных уровнях легирования рассеяние электронов из одной долины в другую пренебрежимо мало. Поэтому индекс долины (киральность) является хорошо определенным квантовым числом. В дробно металлической фазе двухслойный графен имеет поверхность Ферми поляризованную не только по проекции спина, но и по индексу электронной долины. Согласно существующим представлениям основное состояние нелегированного двухслойного графена является антиферромагнитным изолятором. При легировании изолятор разрушается и заменяется дробно металлической фазой. По мере увеличения легирования происходит каскад переходов между различными типами дробного металла (четверть металл, полуметалл, три четверти металл и обычный парамагнитный металл).

Рассмотрим для примера наиболее распространенный тип двухслойного графена (фаза Бернала или AB упаковка). Легирование (число добавленных носителей на элементарную кристаллическую ячейку) характеризуется некой величиной $x_0 \ll 1$, зависящей от параметров системы [3]. При малом легировании все добавленные электроны попадают в зону проводимости в состояние (сектор), характеризующее одной проекцией спина σ и киральностью ζ (пусть для определенности $\sigma = \uparrow$ и $\zeta = +1$). Это состояние четверть металла (см. рис. 1). При $x = x_0/4$ происходит фазовый переход второго рода, и в секторе состояний ($\sigma = \uparrow$ и $\zeta = +1$) пропадает щель между зоной проводимости и валентной зоной. При $x_0/2 < x < \sqrt{3}x_0/2$ добавленные носители заряда поступают в два сектора, электроны на поверхности Ферми

поляризованы по спину, но вырождены по знаку киральности. Это фаза полуметалла. При $\sqrt{3}x_0/2 < x < \sqrt{3}x_0/\sqrt{2}$ система находится в фазе $3/4$ металла, когда добавленные электроны не поступают в один из секторов (σ , ξ). При этом электронная жидкость на поверхности Ферми частично поляризована по спину и киральности. При еще большем легировании система переходит в обычное парамагнитное металлическое состояние. Переходы между состояниями четверть металла, полуметалла, $3/4$ металла и обычного металла – это фазовые переходы первого рода.

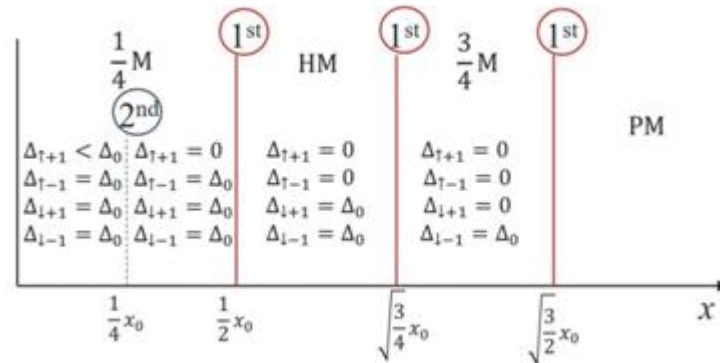


Рис. 1. Каскад фазовых переходов, вызванных легированием, между различными состояниями дробного металла с различной долиной и/или спиновой поляризацией. Показана только область электронного легирования. При дырочном легировании картина идентична с точностью до замена $x \rightarrow -x$. Вертикальные сплошные (штриховые) линии обозначают переходы первого (второго) рода.

Наши теоретические предсказания согласуются с недавними экспериментами на легированном двухслойном графене в фазе Бернала [4]. В эксперименте действительно наблюдался каскад фазовых переходов между различными спиновыми и изоспиновыми состояниями, которые можно отождествить с описанными выше. Естественно, наша модель использовала ряд упрощений, которые позволили получить аналитические результаты. Детальное сопоставление с экспериментом может потребовать заметного усложнения теоретического подхода.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] A.V. Rozhkov *et al.*, Phys. Rev. Lett., vol.119, 2017, ID 107601.
- [2] A.O. Sboychakov *et al.*, Phys. Rev. B, vol.103, 2021, ID L081106.
- [3] A.L. Rakhmanov *et al.*, Phys. Rev. B, 2023 (accepted).
- [4] de la Barrera *et al.*, Nature Physics vol,18, 2022, P. 771.

ВЛИЯНИЕ ШЕРОХОВАТОСТИ КРАЯ НА РАССЕЯНИЕ НАЗАД ГЕЛИКОИДАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ В ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРАХ

А.Ш. Дотдаев¹, Я.И. Родионов², П.С. Григорьев³

¹НИТУ МИСИС

²ИТПЭ РАН

³ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН

Двумерные топологические изоляторы в последнее время находятся в центре внимания из-за существования двух геликоидальных краевых состояний внутри щели [1]. Из-за спин-импульсной связи, вызванной сильным спин-орбитальным взаимодействием электрический ток переносит спиральность по краю. Этот «спиновый» ток является отличительной чертой квантового спинового эффекта Холла, и был обнаружен экспериментально в квантовой яме HgTe/CdTe [1]. Если разрешено только упругое рассеяние, то в отсутствие нарушения симметрии по отношению к обращению времени, спиральное состояние является реализацией идеального транспортного канала с кондактансом $G = e^2/h$. Это предсказание было поставлено под сомнение несколькими экспериментами, в частности, для HgTe/CdTe [1] и для InAs/GaSb [2], где длина рассеяния оказалась конечной и равной 1 мкм. Поэтому изучение механизмов, которые могут привести к нарушению симметрии по отношению к обращению времени имеют ключевое значение для понимания физики.

Мы предлагаем новый механизм рассеяния, вызванный геометрической деформацией края, который приводит к перевороту спина у геликоидального состояния и, таким образом, может объяснить указанные выше экспериментальные данные.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *M. Koenig, S. Wiedmann, C. Bruene, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang*, Science, vol.318, 2007, P. 766.
- [2] *E. M. Spanton, K. C. Nowack, L. Du, G. Sullivan, R.-R. Du, K. A. Moler*, Phys. Rev. Lett., vol.113, 2014, P. 026804.

КОНКУРЕНЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНЫХ СОСТОЯНИЙ В МОДЕЛИ ХАББАРДА

А.В. Рожков

ИТПЭ РАН

Хорошо известно, что многие фермионные системы демонстрируют пространственно неоднородное состояние фермионной жидкости. В некоторых ситуациях неоднородность лишь следствие внешнего беспорядка, воздействующего на систему, но зачастую однородные состояния теряют устойчивость спонтанно, под действием исключительно внутренних факторов. К первому случаю можно отнести электроны в неупорядоченном полупроводнике. Второй случай (спонтанное возникновение неоднородностей) представлен широким спектром ситуаций, от фермионных атомов в ловушках до квази-одномерных сверхпроводников. Именно такая ситуация и будет обсуждаться в докладе. Теоретическое описание неоднородной фазы, замещающей нестабильную однородную фазу, принципиально проблематично. Главным образом это связано с тем, что, как правило, существует несколько типов неоднородных состояний, конкурирующих друг с другом за возможность стать стабильным основным состоянием. В качестве примеров неоднородных фаз, часто обсуждаемых в литературе, можно упомянуть так называемые "страйпы" (заряженные доменные стенки в антиферромагнитной матрице), состояния типа "шахматная доска" ("chekerboard" в англоязычной литературе), макроскопическое фазовое расслоение, слоистые и колумнарные структуры. Какая неоднородная фаза будет иметь минимальную свободную энергию в конкретной ситуации – это вопрос, ответ на который невозможно дать чисто теоретическим путем. Чтобы проиллюстрировать возникающие трудности, мы будем опираться на аналитический расчет фазовой диаграммы модели Хаббарда в пределе слабого взаимодействия. Будет продемонстрировано, что в такой системе конкурирующие неоднородные фазы имеют чрезвычайно близкие (свободные) энергии. В частности, для трехмерной слабо легированной модели Хаббарда разница между соответствующими энергиями составляет несколько процентов. Похожие (численные) результаты имеются в литературе и для моделей с сильным взаимодействием. В ситуации, когда конкурирующие состояния имеют столь близкие энергии, исход этой конкуренции будет зависеть от множества факторов (беспорядок, дальнедействующее кулоновское взаимодействие, жесткость кристаллической решетки), которые простейшие модели не в состоянии описать. Для понимания свойств системы в таких режимах роль экспериментальных данных выходит на первый план.

**РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДА И ВОЛНА СПИНОВОЙ ПЛОТНОСТИ
В ПОДКРУЧЕННОМ ДВУХСЛОЙНОМ ГРАФЕНЕ
ПРИ МАГИЧЕСКОМ УГЛЕ ПОДКРУТКИ**

А.О. Сбойчаков, А.В. Рожков, А.Л. Рахманов

ИТПЭ РАН

Исследованы [1] сосуществующие волны спиновой и зарядовой плотности как возможное основное состояние подкрученного двухслойного графена при магическом угле подкрутки. Если взаимодействие электронов не учитывается, то низкоэнергетический спектр материала состоит из четырех (или 8, если учитывать спин) почти плоских, почти вырожденных зон. Взаимодействие снимает вырождение, образуя параметр порядка, который обычно считают волной спиновой плотности с некой заранее выбранной спиновой конфигурацией. В данной работе мы самосогласованно рассчитываем спиновую конфигурацию параметра порядка, а также учитываем неоднородное распределение плотности заряда внутри сверхъячейки. Оказывается, что волна спиновой плотности устойчива в диапазоне допирования от -4 до +4 дополнительных электронов на сверхъячейку. Спиновая текстура меняется от коллинеарной при нулевом допировании до почти копланарной при конечном допировании. При допировании параметр порядка приобретает нематическую симметрию. Показано, что в энергетических единицах локальная спиновая намагниченность намного больше, чем вариация плотности заряда, если допирование не превышает трех дополнительных электронов или дырок на сверхъячейку.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *А.О. Сбойчаков, А.В. Рожков, А.Л. Рахманов*, Письма в ЖЭТФ, т.116, 2022, Р. 708.

МОДЕЛЬ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ЭРБИЕВОГО ЛАЗЕРА
И.В. Вовченко^{2,4}, Е.С. Андрианов^{1,2,3}, И.А. Нечепуренко⁵,
А.А. Дорофеев^{1,2,3,4}, А.М. Смирнов^{2,4}, О.В. Бутов^{2,4}

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ

³ФГУП «ВНИИА» им. Н.Л. Духова

⁴ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

⁵Институт Фердинанда Брауна, Германия

Эрбиевые лазеры являются перспективным направлением развития лазерной техники и находят много практических применений в медицине [1], связи [2] и научных отраслях [3]. Отличительной особенностью лазеров из стекла, допированного эрбием, является наличие пикового режима работы из-за взаимодействия атомов эрбия. С теоретической точки зрения интересно построение модели данного лазера из первых принципов, которая бы описывала генерацию лазерного излучения и пиковый режим работы лазера, т.к. на сегодняшний день существуют лишь феноменологические модели [4].

В качестве модельной задачи была рассмотрена лазерная мода, взаимодействующая с набором двухуровневых систем, некоторые из которых парно взаимодействуют. Для данной системы было построено управляющее уравнение на матрицу плотности и были получены уравнения на числа заполнения моды и атомов. Для случая невзаимодействующих атомов показано наличие генерации лазерного излучения и сглаживание порога генерации. Учёт взаимодействия между атомами ведёт к появлению – при определённой концентрации взаимодействующих атомов – пикового режима работы лазера. Исследовано влияние спонтанного излучения на пиковый режим работы.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *P. Koranda et. al.*, Advanced Solid-State Photonics, vol.98, 2005, P. 359.
- [2] *P.K. Singh et. al.*, Indian Journal of Pure and Applied Physics, vol.43, No.7, 2005, P. 517.
- [3] *D.M. Lesko et. al.*, Nature Photonics, vol.15, No.4, 2021, P. 281–286.
- [4] *F. Sanchez et. al.*, Phys. Rev. A., vol.48, No.3, 1993, P. 2220.

СПЕКТР И КОГЕРЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ ДВУХМОДОВОГО НАНОЛАЗЕРА

Э.К. Ахметгалиев^{1,2}, Е. С. Андрианов^{1,2,3}, А. А. Зябловский^{1,2,3},

А. А. Пухов^{1,2}

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (НИУ)

³ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова

Когерентные свойства источников света важны для их применения в спектроскопии, прецизионных измерениях, квантовой оптике и оптомеханике. В многомодовых лазерах когерентность определяется взаимодействием мод через активную среду. Квантово-механическое рассмотрение большого числа взаимодействующих мод и атомов является трудно решаемой задачей из-за необходимости учета большого числа квантовых состояний. В работе развит подход к описанию когерентных свойств (функций когерентности второго и высших порядков) двухмодового нанолазера, позволяющий кардинально снизить размерность задачи и упростить вычисления.

Получены уравнения на симметричные и антисимметричные колебания в двухмодовом нанолазере:

$$\hat{x} = i \frac{\Delta}{2} \hat{y} - \left(\frac{\gamma_a}{2} - \alpha \gamma_{pump} - \gamma_D \right) \hat{x} - 32\alpha^2 \gamma_{pump} - \gamma_D \hat{x}^\dagger \hat{x} \hat{x} \quad (1)$$

$$\hat{y} = i \frac{\Delta}{2} \hat{x} - \frac{\gamma_a}{2} \hat{y} \quad (2)$$

Здесь \hat{x} и \hat{y} – операторы симметричных и антисимметричных колебаний мод. γ_a , γ_D – скорости релаксации, γ_{pump} – скорость накачки, Δ – частотная расстройка между модами. Такая система уравнений может быть получена из управляющего уравнения на матрицу плотности

$$\hat{\rho} = i \left[\hat{H}_{eff}, \hat{\rho} \right] + \hat{L}_y \hat{\rho} + \hat{L}_x \hat{\rho} + \hat{L}_{x^\dagger} \hat{\rho} + \hat{L}_{xx} \hat{\rho} + \hat{L}_{x^\dagger x^\dagger} \hat{\rho} + \hat{L}_{x^\dagger x} \hat{\rho} \quad (3)$$

Здесь $\hat{H}_{eff} = \hbar\omega \hat{x}^\dagger \hat{x} + \hat{y}^\dagger \hat{y} - \hbar\Delta \hat{x}^\dagger \hat{y} + \hat{y}^\dagger \hat{x} / 2$ – эффективный гамильтониан, шесть последних слагаемых в правой части (3) описывают процессы релаксации, $\hat{L}_S \hat{\rho} = \gamma_S 2\hat{S}\hat{\rho}\hat{S}^\dagger - \hat{S}^\dagger\hat{S}\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{S}^\dagger\hat{S} / 2$ – супероператоры Линдблада [1]. Нижним индексом обозначен оператор, стоящий в супероператоре Линдблада.

Рассматривая линеаризованные уравнения (1), (2), мы получаем выражения для собственных значений.

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2} \left(-\gamma_a + \alpha \gamma_{pump} - \gamma_D \pm \sqrt{\alpha^2 \gamma_{pump} - \gamma_D^2 - \Delta^2} \right) \quad (4)$$

и собственных состояний системы

$$e_{\pm} = \left\{ i \left(-\alpha \gamma_{pump} - \gamma_D \pm \sqrt{\alpha^2 \gamma_{pump} - \gamma_D^2 - \Delta^2} \right), \Delta \right\} \quad (5)$$

Лазерная генерация в системе начинается, когда действительная часть одного из собственных значений становится больше нуля. Также в системе может происходить частотная синхронизация двух лазерных мод. Можно показать, что условие такой синхронизации определяется обращением в ноль выражения под корнем в (4): $\alpha^2 \gamma_{pump} - \gamma_D^2 = \Delta^2$.

Если $\alpha^2 \gamma_{pump} - \gamma_D^2 < \Delta^2$, то абсолютные значения первой и второй компоненты каждого из собственных состояний (5) равны друг другу. В этом случае вклады симметричного и антисимметричного колебаний в каждое собственное состояние равны друг другу и синхронизация колебаний в системе отсутствует.

Когда $\alpha^2 \gamma_{pump} - \gamma_D^2 > \Delta^2$ абсолютные значения первой и второй компоненты каждого из собственных состояний (5) становятся отличными друг от друга. В лазирующей моде (моде с наибольшей действительной частью собственного значения) первая компонента по модулю оказывается больше второй компоненты. То есть генерация происходит в состоянии, основной вклад в которое дают синхронизованные колебания мод.

При этом условие синхронизации совпадает с условием для особой точки, в которой собственные состояния и собственные значения оказываются равными друг другу [2, 3]. Прохождение через особую точку обычно связывают с неэрмитовым фазовым переходом в системе [2]. Таким образом, в рассматриваемом нанолазере точка неэрмитового фазового перехода совпадает с условием синхронизации колебаний.

Используя численное моделирование, мы исследовали изменение когерентных свойств лазерного излучения вблизи неэрмитового фазового перехода и в точке начала лазерной генерации. Выяснилось, что ниже точки неэрмитового фазового перехода и точки генерации функции когерентности второго порядка обеих мод близки к 2. Существенно выше точки генерации функция когерентности синхронизированной моды стремится к 1, а функция когерентности несинхронизированной моды остаётся равной 2.

Полученные результаты могут быть использованы при создании источников коррелированных фотонов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *H. Carmichael*, An open systems approach to quantum optics, 1991, P. 174.
- [2] *M.A. Miri, A. Alu*, Science, vol. 363, 2019, P. eaar7709.
- [3] *A. A. Zyablovsky et al.*, Sci. Rep., vol. 6, 2016, P. 29709.

**КОЛЛАПСЫ И РЕВАЙВАЛЫ В ДИНАМИКЕ
ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА КВАНТОВОЙ ТОЧКИ**
Е.А. Терещенков^{1,2,3}, Е.С. Андрианов^{1,2,3}, В.Ю. Шишков^{1,2,3}

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ

³ФГУП «ВНИИА» им. Н.Л. Духова

Рассматривается динамика когерентно накачиваемой квантовой точки (КТ). Среди всех уровней КТ выделим два: основное и возбужденное состояния, таким образом перейдем к двухуровневой системе (ДУС). Гамильтониан такой КТ имеет следующий вид:

$$\hat{H}_{\text{mol}} = \hbar\omega_{\sigma}\hat{\sigma}^{\dagger}\hat{\sigma} + \hbar\omega_{\nu}\hat{b}^{\dagger}\hat{b} + \hbar g\hat{\sigma}^{\dagger}\hat{\sigma}(\hat{b}^{\dagger} + \hat{b}), \quad (1)$$

где $\hat{\sigma} = |g\rangle\langle e|$, $\hat{\sigma}^{\dagger} = |e\rangle\langle g|$ – операторы переходов из возбужденного состояния КТ $|e\rangle$ в основное состояние $|g\rangle$ и наоборот, \hat{b}^{\dagger} и \hat{b} – операторы рождения и уничтожения фонона (колебательных степеней свободы КТ), g – константа взаимодействия электронной и колебательной подсистем КТ, ω_{σ} – частота перехода КТ (экситона), ω_{ν} – частота фонона.

Гамильтониан взаимодействия КТ и внешнего поля в приближении вращающейся волны будет иметь следующий вид:

$$\hat{H}_{\text{mol-field}} = \frac{\hbar\Omega}{2}(\hat{\sigma}e^{i\omega t} + \hat{\sigma}^{\dagger}e^{-i\omega t}), \quad (2)$$

где $\Omega_{R,j}$ – частота Раби (константа взаимодействия между ДУС и внешнего поля).

Чтобы найти собственные значения гамильтониана молекулы, переписали его:

$$\hat{H}_{\text{mol}} = \hbar\omega_{\sigma}(1 - \alpha^2)\hat{\sigma}^{\dagger}\hat{\sigma} + \hbar\omega_{\nu}\hat{b}^{\dagger}\hat{b}, \quad (3)$$

где

$$\hat{b} = \hat{b} + \alpha\hat{\sigma}^{\dagger}\hat{\sigma}, \quad \alpha = \frac{g}{\omega_{\nu}} \quad (4)$$

– смещенный оператор уничтожения фононов.

Нашли собственные состояния гамильтониана молекулы:

$$|g, n\rangle, \quad \omega_{gn} = \omega_{\nu}(n + 1/2), \quad n = 0, 1, \dots \quad (5)$$

$$|e, \tilde{n}_{\alpha}\rangle, \quad \omega_{e\tilde{n}} = \omega_{\sigma}(1 - \alpha^2) + \omega_{\nu}(\tilde{n} + 1/2), \quad \tilde{n} = 0, 1, \dots \quad (6)$$

где

$$\hat{D}(\alpha) = \exp(\alpha\hat{b}^{\dagger} - \alpha^*\hat{b}), \quad |\tilde{n}_{\alpha}\rangle = \hat{D}(\alpha)|n\rangle \quad (7)$$

– оператор смещения и смещенные фоковские состояния.

Для описания процессов релаксации будем использовать управляющее уравнение для матрицы плотности в форме Линдблада.

Оно имеет вид [1-3]

$$\dot{\hat{\rho}} = \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + L_{\text{diss}}[\hat{\rho}] + L_{\text{pump}}[\hat{\rho}] + L_{\text{deph}}[\hat{\rho}] + L_v[\hat{\rho}], \quad (8)$$

где $L_{\text{diss}}[\hat{\rho}]$ – супероператор Линдблада, описывающий безызлучательную релаксацию экситона, $L_{\text{pump}}[\hat{\rho}]$ – супероператор Линдблада, описывающий некогерентную накачку экситона, $L_{\text{deph}}[\hat{\rho}]$ – супероператор Линдблада, описывающий дефазировку экситона, $L_v[\hat{\rho}]$ – супероператор Линдблада, описывающий релаксацию фонона.

Управляющее уравнение на матрицу плотности (8) было решено численно. В динамике дипольного момента наблюдаются коллапсы и возрождения. Причина коллапсов связана со структурой собственных состояний системы (5)-(6), которые можно разделить на два подмножества. Первое (5) является прямым произведением основного электронного состояния и фоковских состояний колебаний ядер. Второе подмножество (6) является прямым произведением возбужденного электронного состояния и сдвинутых фоковских состояний колебаний ядер. Внешнее монохроматическое поле приводит к осцилляциям Раби между основным и возбужденным электронными состояниями, во время которых система меняет электронное состояние, но не меняет колебательное состояние. В результате через половину цикла Раби система оказывается в возбужденном электронном состоянии и несмещенном фоковском колебательном состоянии, которое не является собственным. Вследствие перехода системы в собственные состояния возникает коллапс переходных колебаний. Так как разности частот между фоковскими колебательными состояниями и сдвинутыми фоковскими состояниями равны друг другу, в дальнейшем возникает возрождение переходных колебаний. Коллапсы и возрождения проявляются в спектре поляризационных колебаний в виде расщепления спектральной линии в окрестности частоты электронного перехода.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *H.-P. Breuer, and F. Petruccione*, The theory of open quantum systems. 2002: Oxford University Press on Demand.
- [2] *H.J. Carmichael*, Statistical methods in quantum optics 1: master equations and Fokker-Planck equations. vol.1. 1999: Springer Science & Business Media.
- [3] *M.O.Scully, and M.S. Zubairy*, Quantum optics. 1999, American Association of Physics Teachers.

ОСОБЫЕ ТОЧКИ В ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРАХ С ДВУХДЕФЕКТНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

Д.К. Высоких², А.В. Дорофеев^{1,2,3}, О.В. Бутов^{2,3}

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ

³ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

В последнее время большой интерес вызывают особые точки в различных физических системах [1]: в системах взаимодействующих магнанных волноводов [2], в лазерах [3] и т.д. В данной работе предложена система на основе Er/Yb волоконного лазера с двухдефектным резонатором, в которой предсказывается наличие двух особых точек при изменении мощности накачки (рис. 1). Расчёты проведены с учётом реальных параметров волоконной брэгговской решётки и активного волокна на основе Er/Yb.

Моды волоконного резонатора рассчитаны с использованием метода Т-матриц. Определены комплексные частоты резонаторных мод. Показано, что изменение мощности накачки приводит к качественному изменению спектра, характерному для особой точки.

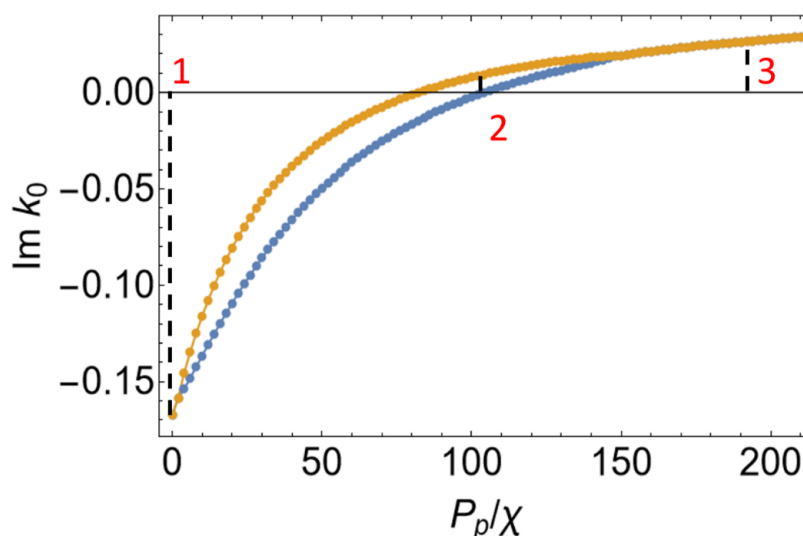


Рис. 1. Зависимость мнимой части собственных мод резонатора от мощности накачки

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *Miri M.-A., Alù A. et al., Science, vol.363, 2019, P. eaar7709.*
- [2] *Sadovnikov A. V., Zyablovsky A. A., Dorofeev A. V., Nikitov S. A. et al., Phys. Rev. Applied., vol.18, 2022, P. 024073.*
- [3] *Liertzer M., Ge L., Cerjan A. et al., Phys. Rev. Lett., vol.108, 2012, P. 173901.*

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ СКИНИРОВАНИЯ НА СВЧ МАГНИТНУЮ ПРОНИЦАЕМОСТЬ

А.В. Осипов, С.А. Маклаков, С.С. Маклаков, К.Н. Розанов, А.О. Ширяев
ИТПЭ РАН

Представлены теоретические и экспериментальные результаты учета влияния скинирования на частотную зависимость магнитной проницаемости. Показано, что в случае, если СВЧ магнитная проницаемость обусловлена ферромагнитным резонансом (ФМР), определяемым формулой Лоренца: $\mu(f) = 1 + (\mu_{\text{стат}} - 1) / (1 - i\beta(f/f_{\text{рез}}) - (f/f_{\text{рез}})^2)$, где $\mu_{\text{стат}}$ – статическая магнитная проницаемость, $f_{\text{рез}}$ – частота резонанса, β – показатель затухания, то предсказанное в [1] разложение в бесконечный ряд резонансов при слабом скинировании ($\theta_p = h/2\delta_p \leq 1$, где $\delta_p = c/2\pi\sqrt{\sigma\mu_{\text{стат}}f_{\text{рез}}}$ – резонансная толщина скин-слоя) может быть описано дополнительным слагаемым в показателе затухания: $\beta = \beta_0 + (2/\pi)\theta_p^2$. При сильном скинировании ($\theta_p > 1$) в разложении можно ограничиться двумя членами ряда (рис. 1).

Приведены экспериментальные данные, полученные для однослойных пленок и композитов, наполненных сферическими частицами пермаллоя, которые демонстрируют применение полученных формул на практике (рис. 2).

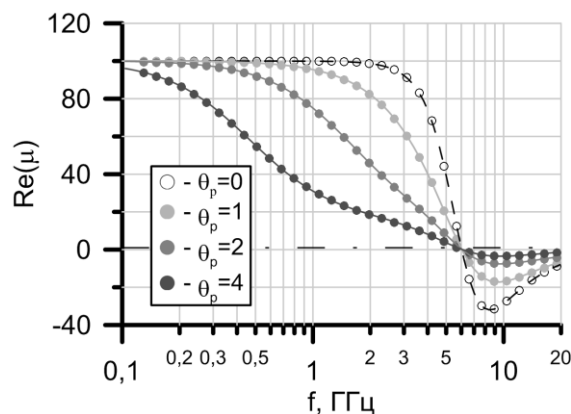


Рис. 1. Расчетные частотные зависимости действительной части магнитной проницаемости: точки – точная формула учета влияния скинирования, линии - приближение.

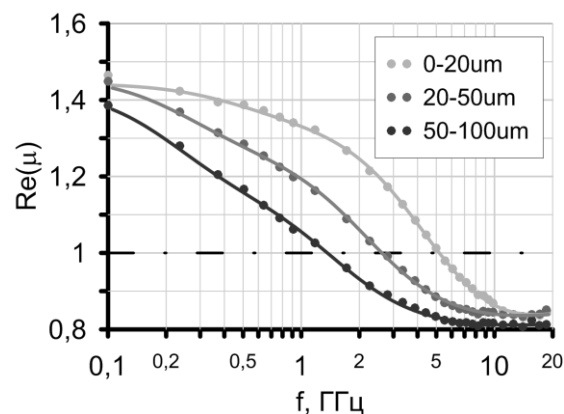


Рис. 2. Измеренные частотные зависимости действительной части магнитной проницаемости композитов, наполненных сферами из сплава 81НЗМ разного диаметра.

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ №21-19-00138.

ЛИТЕРАТУРА

[1] *Rozanov K. N. et al., J. Appl. Phys., vol.119, No.7, 2016, P. 10.*

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАКСИМАЛЬНОЙ ШИРОКОПОЛОСНОСТИ ОДНОСЛОЙНЫХ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ

А.О. Ширяев, К.Н. Розанов

ИТПЭ РАН

В настоящее время создание широкополосных радиопоглощающих покрытий (РПП) является актуальной задачей. Известно, что радиопоглотители могут иметь большую широкополосность, если они включают в себя материалы с высокими магнитными свойствами [1], поэтому в качестве РПП часто используют композитные материалы, наполненные ферромагнитными включениями [2, 3]. При этом вопрос, какой максимальной широкополосности можно достичь при использовании таких покрытий и как параметры покрытия влияют на широкополосность, до сих пор не рассмотрен.

В работе проведено численное исследование широкополосности однослойных РПП на основе композитных материалов с ферромагнитными включениями. Рассмотрена задача о нормальном падении плоской монохроматической электромагнитной волны на бесконечную проводящую плоскость с нанесенным РПП. Исследование посвящено поиску максимального значения относительной ширины рабочего диапазона $W=2(f_{\text{макс}}-f_{\text{мин}})/(f_{\text{макс}}+f_{\text{мин}})$, при которой коэффициент отражения в пределах рабочего диапазона не будет превышать заданное значение R_0 .

Действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости материала приняты независимыми от частоты. Магнитная проницаемость обладает резонансной частотной дисперсией и описывается законом Лоренца. Для получения коэффициента отражения меньше R_0 в рабочем диапазоне частот варьировали шесть параметров материала: толщина покрытия, действительная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости, статическая магнитная проницаемость $\mu_{\text{ст}}$, частоты релаксации $f_{\text{рел}}$ и резонанса $f_{\text{рез}}$. Дополнительно введены ограничения на отношение статической диэлектрической проницаемости к магнитной $\theta = \epsilon_{\text{ст}}/\mu_{\text{ст}}$, и на константу Аше $K_a = (\mu_{\text{ст}} - 1) f_{\text{рез}}^2$: $\theta > \theta_{\text{мин}}$ и $K_a < K_{a \text{ макс}}$.

Найдено два решения, при которых достижима наибольшая относительная ширина рабочего диапазона $W_{\text{макс}}$. Получена зависимость величины $W_{\text{макс}}$ от коэффициента отражения R_0 , максимально допустимой константы Аше $K_{a \text{ макс}}$ и минимально допустимого отношения статических магнитной и диэлектрической проницаемостей $\theta_{\text{мин}}$. Рассчитанные зависимости показаны на рис. 1. Дополнительно оценена максимальная ширина рабочего диапазона при большем числе слоёв в покрытии.

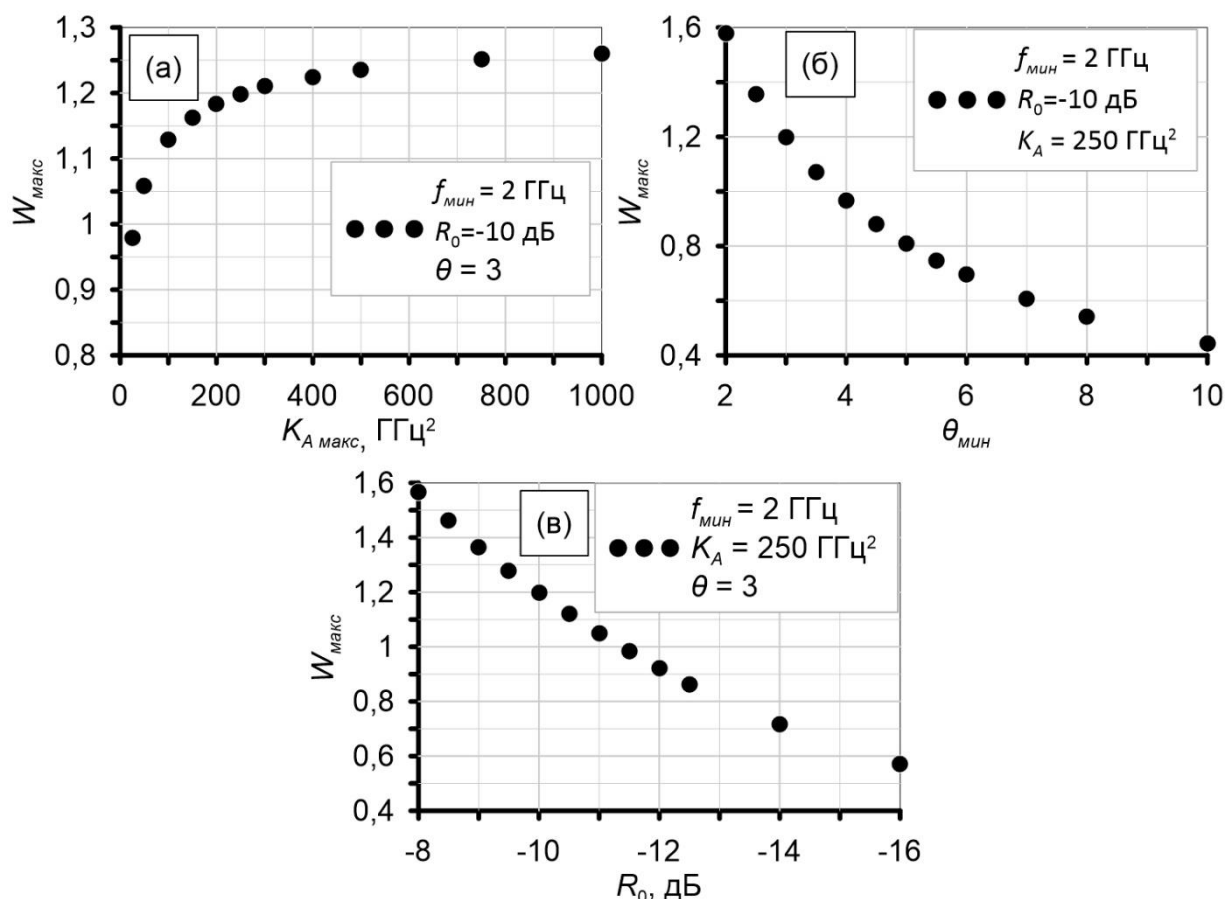


Рис. 1. Рассчитанные зависимости максимальной ширины рабочего диапазона от максимальной константы Аше $K_{a \text{ макс}}$ (а), минимального отношения проницаемостей $\theta_{\text{мин}}$ (б), и коэффициента отражения R_0 (в). В легенде к рисунку указаны параметры, при которых проведён расчёт.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №21-19-00138, <https://rscf.ru/project/21-19-00138/>.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] K.N. Rozanov, IEEE Trans. Antennas Propagat, vol.48, 2000, P. 1230.
- [2] X. Shi et. al., Nanoscale, vol.11, 2019, P. 17270.
- [3] Y. Liu et. al., J. Alloy. Comp., vol.809, 2019, P. 151837.

**ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ СИНТЕЗА НА ДИНАМИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ
СВОЙСТВА МЕЛКОДИСПЕРСНОГО ПОРОШКОВОГО ЖЕЛЕЗА,
ПОЛУЧЕННОГО УЛЬТРАЗВУКОВЫМ СПРЕЙ-ПИРОЛИЗОМ**
**А.В. Артёмова, С.С. Маклаков, А.О. Ширяев, И.В. Комаров,
А.В. Осипов, Д.А. Петров, К.Н. Розанов, А.Н. Лагарьков**
ИТПЭ РАН

Контроль химического состава, размеров и морфологии частиц имеет важное значение при конструировании функциональных композиционных материалов. Методика спрей-пиролиза в сочетании с восстановлением в атмосфере водорода позволяет получать ферромагнитные монодисперсные порошки сферической формы с заданными магнитными свойствами.

Метод ультразвукового спрей-пиролиза (УзСП) разработан преимущественно для получения оксидных порошков и покрытий из водных растворов нитратов, хлоридов или ацетатов металлов. Дополнительное использование восстанавливающих агентов в состав этих растворов или водорода, позволяет получать металлы [1,2] и их сплавы (Fe-Ni, Fe-Co). Метод УзСП состоит в получении аэрозольных капель под воздействием ультразвуковых волн, создаваемых распылителем, и последующем высыхании аэрозоля в газовой фазе при высокой температуре. Длительность нахождения в горячей зоне реактора определяется скоростью воздушного потока в течение синтеза. Длительность в свою очередь определяет время испарения растворителя из капель аэрозоля, диффузию к поверхности и кристаллизацию растворенных веществ, от чего напрямую зависит форма получаемых частиц.

Наноструктурированные порошки железа разного размера и стехиометрического состава получены методом УзСП при 1000 °С из растворов $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$ (с промежуточным образованием оксида железа III) и последующим восстановлением в водороде. Исследована зависимость конечных продуктов от изменения условий синтеза: температуры восстановления, концентрации исходного раствора (10, 15, 20, 25 масс. %), рабочей частоты ультразвукового распылителя (2,64 и 1,8 МГц) и скорости потока аэрозоля через систему (5 и 15 л/мин).

Исследована зависимость от изменения температуры восстановления при 350, 400, 450 и 500 °С для двух серий порошков оксида железа Fe_2O_3 размерами 0,5 и 0,7 мкм, полученными из 10- и 20-ти %-ных растворов при частоте 2,64 МГц, ведет к образованию железных порошков с химической чистотой железа ($\alpha\text{-Fe}$) до 95 %, что установлено с помощью методов рентгеновской дифракции и синхронного термического анализа. Результаты

опубликованы в [3]. При температуре менее 450 °С поверхность частиц гладкая, частицы одинакового размера. Выше этой температуры из-за изменения объема вещества при химической реакции восстановления и кристаллизации наблюдается существенное образование пор, что в случае 0,5-микронного образца, вызывает разрушение крупных частиц на более мелкие. Обнаруженные вариации структуры, зависящие от температуры восстановления и химической чистотой, значительно влияют на динамические магнитные свойства. Показана зависимость магнитной проницаемости от содержания железной фазы, на что указывает увеличение амплитуды комплексной магнитной проницаемости и монотонное увеличение параметра Аше от 0,170 до 0,215. Восстановление при температуре 400 °С является оптимальным одновременно по причине достижения высокой химической чистоты (90 %) и отсутствия разрушения частиц.

Известно, что размер капли аэрозоля напрямую зависит от таких параметров, как поверхностное натяжение раствора и скорости перемещения капель по реакционной системе, и обратно пропорционален частоте распыления и плотности раствора, согласно [4]. Определено, что при увеличении концентрации исходного раствора с 10 до 25 масс. % (при рабочей частоте 1,8 МГц) средний размер частиц железа увеличивается с 0,6 до более, чем 2 мкм. Контроль скорости потока переноса частиц и длительности пребывания капли в горячей зоне, позволяет направленно изменять форму от сплошных до полых частиц, что представляет интерес при разработке функциональных материалов для решения проблем электромагнитной совместимости.

Таким образом, комбинация УзСП и восстановления в Н₂ позволяет получать железо различной химической чистоты и формы. Исследование взаимосвязей магнитных свойств и физико-химических параметров открывает новые возможности для разработки и производства материалов с требуемыми динамическими магнитными свойствами.

Исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда № 21-19-00138, <https://rscf.ru/project/21-19-00138/>.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] A.V. Kosevich (Artemova) et al., Coatings, vol.10, 2020. P. 995.
- [2] A.V. Artemova et al., Sensors, vol. 22, 2022. P. 3086.
- [3] A.V. Artemova et al., Magnetism, 2023. (на рецензии с 21.03.2023).
- [4] W.N. Wang et. al., I&ECR, vol.47, 2008, P. 1650-1659.

ОПТИМИЗАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ КОМПОЗИТОВ С НЕСФЕРИЧЕСКИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ ПРИ ПОМОЩИ ИЗМЕНЕНИЯ ФОРМЫ ЧАСТИЦ

**А.В. Долматов^{1,2}, С.С. Маклаков¹, С.А. Маклаков¹, Д.А. Петров¹,
А.Ю. Зарубина¹, А.О. Ширяев¹, А.В. Осипов¹, К.Н. Розанов¹**

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ

Электродинамические характеристики композитов с магнитными включениями микронного размера во многом определяются размером и формой частиц включений. Исследование распределения частиц наполнителей по размерам и форме, а также изучение распределения частиц наполнителя в объеме связующего является актуальной задачей.

Исследованы порошковые материалы с пластинчатой формой частиц. Для варьирования латеральной формы и размера частиц применяли размол в воздушной среде и фракционирование при помощи системы сит. Для сравнительного анализа размол осуществляли тремя методиками: механическим просеиванием через сита (ручной размол), размолом в шаровой мельнице, а также размолом при помощи автоматизированного вибросита.

Анализ формы частиц проводили при помощи обработки изображений оптической и электронной микроскопии. Оценивали взаимно-перпендикулярные максимальный и минимальный размеры частиц в плоскости. Показано, что для репрезентативного анализа достаточно выборки размером 200 частиц.

Обнаружено, что ручной размол позволяет получать распределение частиц по форме и размеру с меньшей дисперсией, но уступает шаровой мельнице и виброситу в производительности размола.

Исследуемые порошки смешивали с парафином для получения композиционного материала. Измеряли частотные дисперсии комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей полученных композитов в коаксиальной линии, в диапазоне частот 0,1-20 ГГц, при помощи векторного анализатора цепей. Значения диэлектрической и магнитной проницаемостей композита определяли по измеренным значениям комплексных S-параметров [1].

Исходя из теории, учитывающей распределение эффективных коэффициентов деполяризации частиц пластинчатых включений в структуре композиционного материала, следует, что значение диэлектрической проницаемости возрастает с ростом размера в латеральной плоскости частицы, а также с ростом степени вытянутости частиц. Получено

экспериментальное подтверждение указанных закономерностей для всех исследованных образцов. Это позволяет направленно изменять диэлектрическую проницаемость композиционных материалов при малой концентрации включений.

Как было показано ранее [1, 2], для снижения диэлектрической проницаемости композитов при высоких концентрациях включений, возможно применение защитной оболочки SiO₂ на поверхности частиц наполнителя. При этом, привес диэлектрической фазы снижает также и магнитную проницаемость композита. Осуществлена модификация методики нанесения SiO₂ на частицы микронного размера, которая позволяет наносить однородное покрытие малой толщины. В результате продемонстрировано, что возможно достигнуть снижения диэлектрической проницаемости до 50% при снижении магнитной проницаемости не более 3%. При этом, способность покрытия SiO₂ к увеличению термостойкости железных порошков сохраняется и при малой толщине защитного слоя.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-19-00138, <https://rscf.ru/project/21-19-00138/>

ЛИТЕРАТУРА

- [1] A.V. Dolmatov, S.S. Maklakov, P.A. Zezyulina, A.V. Osipov, D.A. Petrov, A.S. Naboko, V.I. Polozov, S.A. Maklakov, S.N. Starostenko, A.N. Lagarkov, Deposition of a SiO₂ Shell of Variable Thickness and Chemical Composition to Carbonyl Iron: Synthesis and Microwave Measurements, *Sensors*, 2021, vol.21, No.14.
- [2] A.V. Dolmatov, S.S. Maklakov, A.V. Artemova, D.A. Petrov, A.O. Shiryayev, A.N. Lagarkov, Deposition of Thick SiO₂ Coatings to Carbonyl Iron Microparticles for Thermal Stability and Microwave Performance, *Sensors*, vol.23, No.3, 2023, P. 1727.

ВЛИЯНИЕ БЛИЗОСТИ КОРОТКОЗАМЫКАТЕЛЯ ПОЛОСКОВОЙ ЛИНИИ К ИССЛЕДУЕМОМУ ОБРАЗЦУ НА ИЗМЕРЕНИЕ МАТЕРИАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ В КВАЗИ-ТЕМ ПРИБЛИЖЕНИИ

П.А. Иванов, Д.А. Петров, К.Н. Розанов

ИТПЭ РАН

Стандартным подходом к измерению материальных параметров образцов в полосковых линиях передачи является использование квази-ТЕМ приближения. Для измерения магнитной проницаемости образца наиболее часто в качестве измерительной ячейки выбирают однопортовую короткозамкнутую полосковую линию, где образец вплотную прижимается к короткозамкнутаю (КЗ). Получение второго материального параметра (диэлектрической проницаемости), осуществляется применением ряда подходов [1,2], которые можно разделить на две категории. Первая категория состоит из априорных подходов, в которых диэлектрическая проницаемость определяется приближенно на основе известных данных о диэлектрических свойствах всех компонентов измерительной системы, не учитываемых калибровочными процедурами. Такие подходы имеют низкую точность и предполагают слабую зависимость результата измерения магнитной проницаемости от диэлектрической проницаемости образца. Вторая категория состоит из подходов, в основе которых лежит использование двух независимых измерений коэффициента отражения, получаемых путем внесения изменений в измерительную конфигурацию, таких как: расположение исследуемого образца в двух положениях, измерения образцов разной длины, внесение дополнительного образца с известными свойствами, приложение внешнего магнитного поля для насыщения образца.

В работе изучено влияние близости расположения образца к короткозамкнутаю на измерение материальных параметров численными и экспериментальными методами. На рис. 1 представлен вид используемой экспериментальной измерительной микрополосковой ячейки.

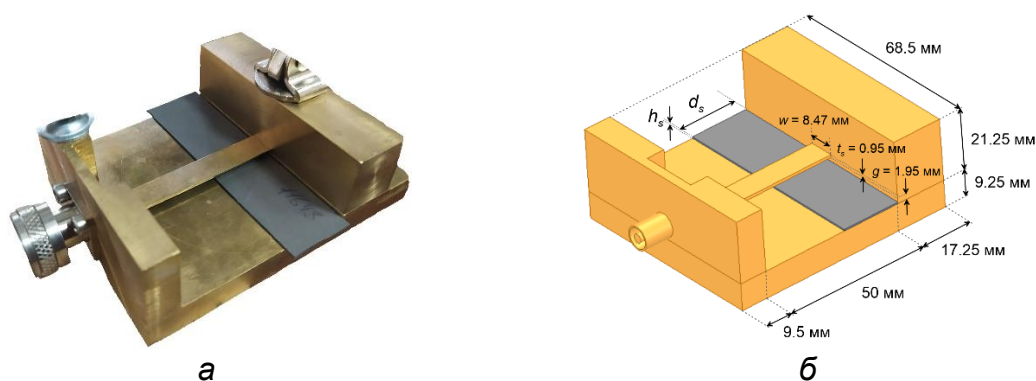


Рис. 1. Вид экспериментальной измерительной ячейки (а), модель ячейки с обозначением размеров (б)

На рис. 2 приведены результаты измерения магнитной проницаемости композитного материала с толщиной $h_s = 0.42$ мм и диэлектрической проницаемостью $\epsilon \approx 32 - i3$ в микрополосковой ячейке в сравнении с результатом измерения в коаксиальной линии. Измерения в микрополосковой ячейке приведены для образцов разной длины d_s .

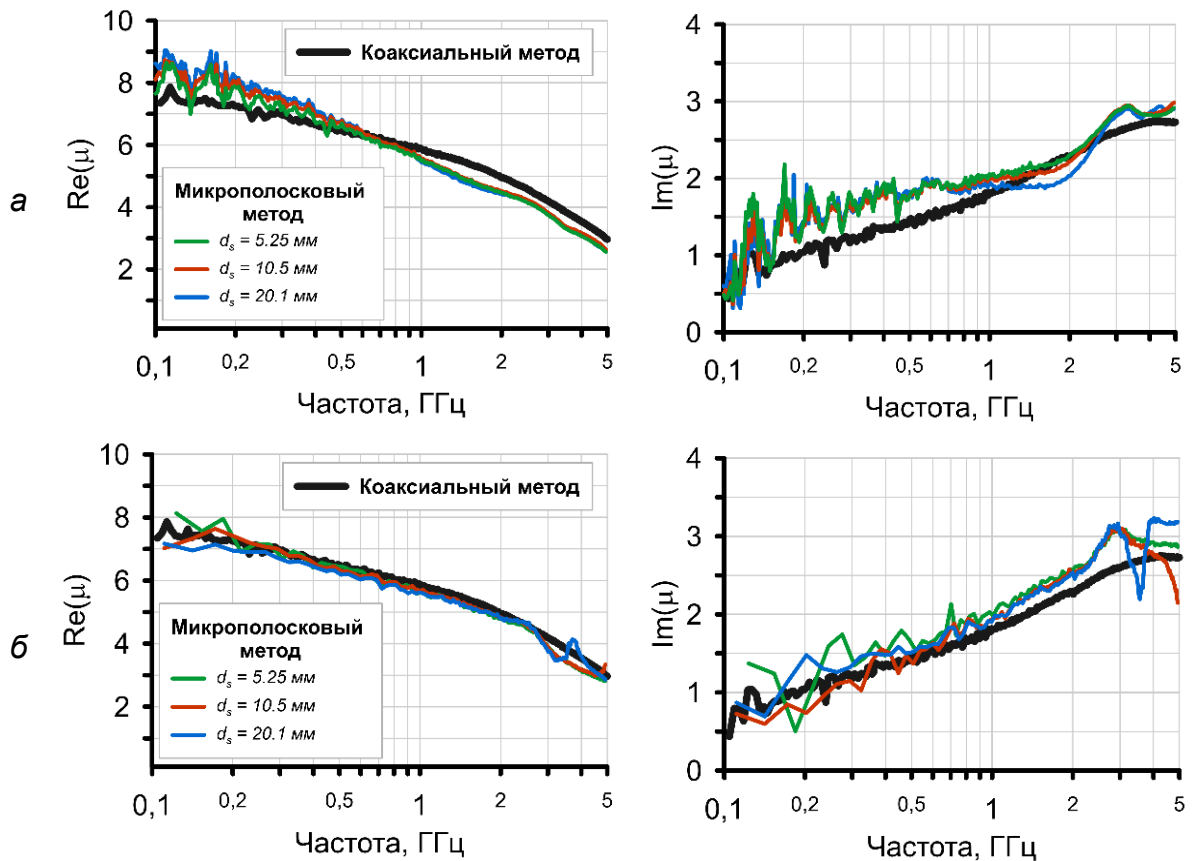


Рис. 2. Частотная зависимость магнитной проницаемости исследуемого композитного материала. В процессе измерения исследуемые образцы располагались в двух положениях: вплотную к КЗ и на расстоянии 5 мм от КЗ (а), на расстоянии 5 мм и 10 мм от КЗ (б).

Показано, что при неоднородном заполнении измерительной ячейки близость исследуемого образца к короткозамкателью увеличивает искажение структуры ТЕМ-волны по электрической компоненте, что приводит к уменьшению области применимости квази-ТЕМ приближения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №21-19-00138, <https://rscf.ru/project/21-19-00138/>.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] T. Sebastian et al., Journal of Applied Physics, vol.113, No.3, 2013, P. 033906.
- [2] J. Baker-Jarvis et al., Nasa Sti/recon Technical Report N., vol.93, 1992, P. 12084.

**ПОПРАВКА К ПРИБЛИЖЁННЫМ ФОРМУЛАМ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ
КОМПЛЕКСНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ СЛОЯ
НЕМАГНИТНОГО МАТЕРИАЛА, РАСПОЛОЖЕННОГО
НА ПРОВОДЯЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ**

Д.А. Петров, К.Н. Розанов

ИТПЭ РАН

Экспериментальное определение комплексной диэлектрической проницаемости материалов в микроволновом диапазоне длин волн является актуальной задачей. Например, при разработке высокочастотной электронной аппаратуры важно точно знать величину диэлектрической проницаемости текстолита, используемого при изготовлении печатных плат.

Существующие методы определения комплексной диэлектрической и магнитной проницаемости часто являются развитием широко известного метода Николсона-Росса-Уира и подразумевают использование комплексного коэффициента отражения и прохождения от слоя исследуемого материала, расположенного в свободном пространстве.

Однако существует частный случай, когда измеряется только коэффициент отражения от слоя диэлектрика, расположенного на металле. В таком случае расчёт диэлектрической проницаемости можно провести численным методом, исходя из величины входного импеданса слоя. При этом использование приближенных, но простых формул не теряет актуальности как для определения начальных значений при вычислениях численными методами, так и для проведения быстрой оценки. Для определения действительной части диэлектрической проницаемости имеется хорошо известное условие четвертьволнового резонанса:

$$4 \cdot d \cdot \operatorname{Re}(\sqrt{\varepsilon' + i\varepsilon''}) = \lambda \quad (1)$$

где d – толщина слоя материала, λ – длина волны в свободном пространстве, соответствующей интерференционному минимуму. Пренебрежь мнимой частью при определении действительной части можно при условии, что тангенс диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta_\varepsilon \ll 1$. При этом, как показано в работе [1], вычисление собственно мнимой части на частоте резонанса возможно с удовлетворительной точностью для значений $\operatorname{tg}\delta_\varepsilon \sim 1$:

$$\varepsilon''_{12} = \frac{\lambda}{d \cdot \pi} \cdot \frac{1 \pm R_{\text{мин}}}{1 \mp R_{\text{мин}}} \quad (2)$$

где $R_{\text{мин}}$ - глубина интерференционного минимума коэффициента отражения по напряжённости поля. Для значений тангенсов диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta_\varepsilon \sim 2$ формула (2) даёт отклонение в 10%, в то время как формула (1)

при пренебрежении мнимой частью даёт отклонение в 50%, что приводит к заметному отклонению искомым значений (рис. 1).

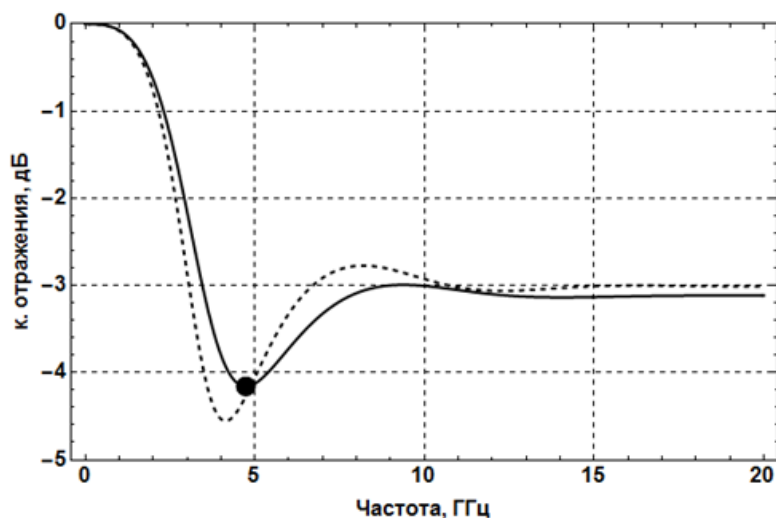


Рис. 1. Коэффициенты отражения, рассчитанные по формуле Френеля для слоя диэлектрика толщиной 4 мм с исходным значением $\varepsilon = 10 + i20$ (сплошная) и с найденным по формулам (1) и (2) значением $\varepsilon = 15,7 + i21,5$ (пунктир)

Отклонение найденных значений от истинных в данном случае составляет более 50% для значения действительной части диэлектрической проницаемости, около 7% - для значения мнимой части. Очевидно, что найденное значение действительной части диэлектрической проницаемости нуждается в уточнении. Для нахождения поправки используем следующий метод. Рассчитаем набор частотных зависимостей коэффициентов отражения, соответствующих различным значениям комплексной диэлектрической проницаемости. Далее для каждой зависимости определим положение минимума и рассчитаем значения ε' и ε'' по формулам (1) и (2). Исходя из сравнения исходных и рассчитанных значений, можно определить поправку, описывающую это отклонение, и в дальнейшем корректировать вычисленные значения. В приведённом выше случае скорректированное значение $\varepsilon' = 11,5$, что является существенным уточнением.

Данная работа посвящена анализу применимости приближенных формул (1) и (2) и исследованию перспектив развития метода корректировки.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №21-19-00138, <https://rscf.ru/project/21-19-00138/>

ЛИТЕРАТУРА

[1] K.N. Rozanov, M.Y. Koledintseva, Matching conditions for a homogeneous absorbing layer, *Procedia Engineering*, vol. 216, 2017, P. 79-84.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ОРГАНИЧЕСКИХ РАСТВОРИТЕЛЕЙ В СВЕРХШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

А.Ю. Зарубина, В.Н. Семенов, С.Г. Кибец,

К.М. Басков, А.В. Репин, В.А. Чистяев

ИТПЭ РАН

Органические растворители повсеместно используются в различных отраслях науки и техники. Ранее в работе [1] показано, что химическая природа органических растворителей и, соответственно, разная способность образовывать водородные связи существенно влияет на их электрофизические характеристики. Исследование спектров комплексной диэлектрической проницаемости широко используемых органических растворителей разных классов в работе [1] проводили в частотном диапазоне от 0,2 до 20 ГГц. Однако, представляло интерес исследовать частотные зависимости комплексной диэлектрической проницаемости растворителей в более широком диапазоне частот – от 0,2 до 110 ГГц. В качестве объектов исследования выбраны:

1. Растворители со слабыми водородными связями – углеводороды (толуол, орто-ксилол, сольвент Нефрас, гептан), хлорсодержащий растворитель (четырёххлористый углерод);
2. Растворители с умеренно сильными водородными связями – эфиры уксусной кислоты (этилацетат, пропилацетат, бутилацетат), кетоны (ацетон, метилэтилкетон) и смесь растворителей Р-5А (ацетон, орто-ксилол, бутилацетат в соотношении компонентов 3:3:4);
3. Растворители с сильными водородными связями – спирты (этиловый спирт, изопропиловый спирт).

Измерения комплексной диэлектрической проницаемости указанных растворителей проводили в свободном пространстве в диапазоне частот от 3 до 110 ГГц и методом коаксиального пробника (зонда) в диапазоне частот от 0,2 до 20 ГГц.

Определено, что измерения комплексной диэлектрической проницаемости органических растворителей в свободном пространстве и методом коаксиального пробника в исследуемом частотном диапазоне сопоставимы и для измерений могут быть использованы оба метода.

В результате исследования установлено, что органические растворители со слабыми водородными связями (хлорсодержащие растворители и углеводороды) обладают самыми низкими значениями диэлектрической проницаемости (ϵ' – не выше 2,6; $\epsilon'' < 0,01$) и с увеличением частоты до 110 ГГц действительная и мнимая часть диэлектрической проницаемости практически не изменяется, либо незначительно снижается, например, для орто-ксилола – ϵ' с 2,6 при 0,2 ГГц снижается до 2,3

при 110 ГГц, ϵ'' с 0,07 при 0,2 ГГц снижается до 0,03 при 110 ГГц.

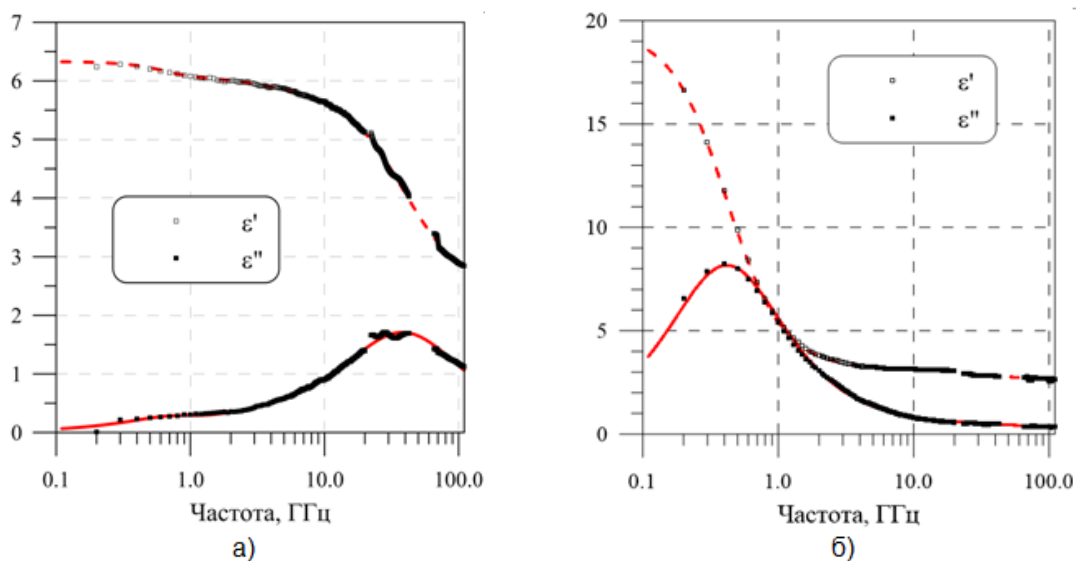


Рис. 1. Частотные зависимости диэлектрической проницаемости этилацетата (а) и этилового спирта (б)

Точками на рис. 1 обозначены экспериментальные значения диэлектрической проницаемости растворителей, кривыми (пунктирными и сплошными) – аппроксимация функциями частотной дисперсии в виде суммы функций модифицированных дебаевских релаксаций.

Сложные эфиры уксусной кислоты и кетоны - растворители с умеренно сильными водородными связями обладают более высокими значениями диэлектрической проницаемости (ϵ' – до 7,2, ϵ'' – до 2 для эфиров уксусной кислоты и ϵ' – до 21, ϵ'' – до 6 для кетонов) по сравнению с растворителями со слабыми водородными связями. На частотах от 0,2 до 15 ГГц для них характерно постепенное снижение действительной части диэлектрической проницаемости и постепенное увеличение мнимой части диэлектрической проницаемости (рис. 1, а). При рассмотрении в сверхширокой полосе частот от 0,2 до 110 ГГц видно (рис. 1, а), что растворители с умеренно сильными водородными связями характеризуется ярко выраженной частотной дисперсией, имеющей вид дебаевской релаксации, как и растворители с сильными водородными связями – спирты (рис. 1, б), только на более высоких частотах по сравнению со спиртами.

ЛИТЕРАТУРА

[1] A.Yu. Zarubina et al., Proc. of the II Int. Conf. «MIP: Engineering-2020: Modernization, Innovations, Progress: Advanced Technologies in Material Science, Mechanical and Automation Engineering», Krasnoyarsk, Russia, April 16-18, 2020.

**ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ
ПРОНИЦАЕМОСТИ СПИРТОВ В СВЧ ДИАПАЗОНЕ**
В.Н. Семенов, А.В. Репин, А.Ю. Зарубина, В.А. Чистяев
ИТПЭ РАН

Применение в технологических операциях по изготовлению радиопоглощающих материалов и покрытий таких простых растворителей, как спирты, делает актуальным исследование диэлектрической проницаемости спиртов в СВЧ диапазоне, а также ее температурной зависимости [1]. Для этого были проведены измерения комплексной диэлектрической проницаемости этилового и изопропилового спирта. Измерения проводились методом коаксиального пробника с использованием векторного анализатора цепей R[®]S ZNA43 и пробника DAK 3.5 швейцарской компании "SPEAG". Температура спиртов изменялась в диапазоне от минус 50 до плюс 70 °С. Перед началом измерений проводилась калибровка измерительной установки по известным теоретическим значениям диэлектрической проницаемости дистиллированной воды [2].

На рис. 1 представлены частотные зависимости действительной (ϵ') и мнимой (ϵ'') части комплексной диэлектрической проницаемости этилового и изопропилового спирта при температуре плюс 20 °С.

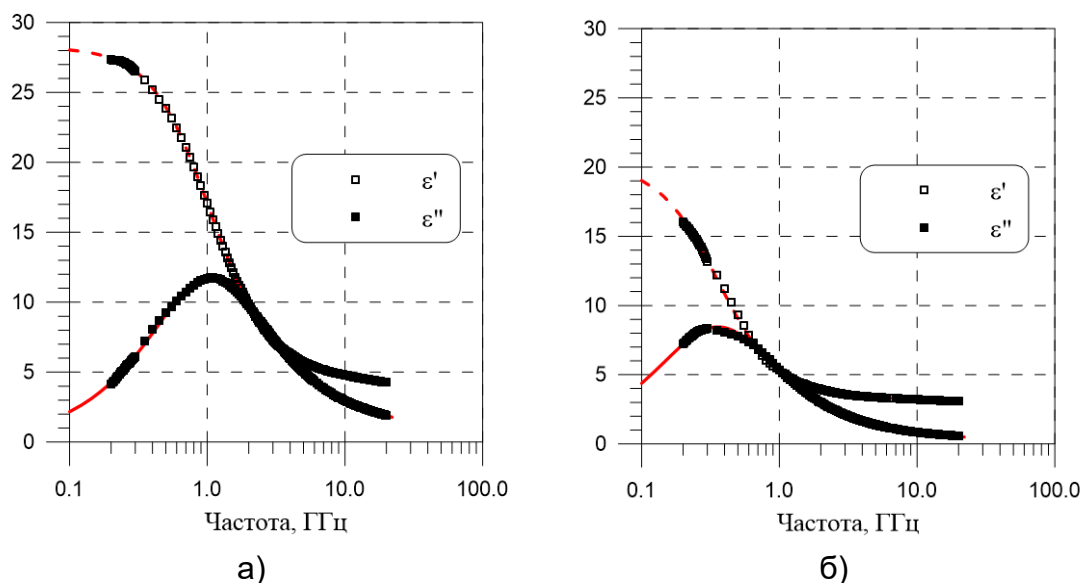


Рис. 1. Частотные зависимости диэлектрической проницаемости этилового (а) и изопропилового (б) спирта при температуре плюс 20 °С

Точками на рисунке показаны результаты измерений диэлектрической проницаемости спиртов, кривыми (пунктирными и сплошными) линиями – аппроксимация функциями частотной дисперсии в виде суммы функций модифицированных дебаевских релаксаций

$$\varepsilon(f) = \varepsilon_0 + \sum_i A_i / (1 + i(f / f_{0i})^{\alpha_i}) \quad (1)$$

где ε_0 – предельная диэлектрическая проницаемость спирта (на бесконечно большой частоте), A_i – амплитуда диэлектрической релаксации, f_{0i} – частота диэлектрической релаксации, α_i – постоянный коэффициент (как правило, $\alpha_i \leq 1$), f – частота электромагнитной волны, $i=1,2$. На рис. 2 представлены температурные зависимости амплитуды A_1 и частоты f_{01} первого (основного) резонанса диэлектрической релаксации этилового спирта.

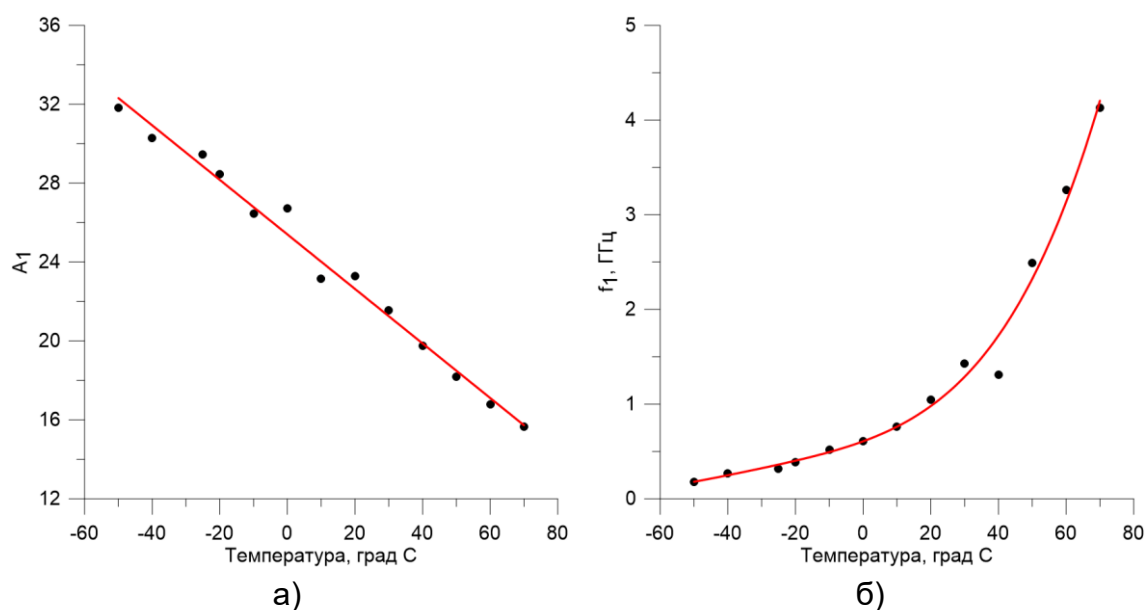


Рис. 2. Температурные зависимости амплитуды A_1 (а) и частоты f_{01} (б) первого (основного) резонанса диэлектрической релаксации этилового спирта

Результаты измерений частотных зависимостей диэлектрической проницаемости этилового и изопропилового спиртов показывают, что второй (*слабый*) резонанс дебаевской релаксации связан с наличием в обоих спиртах незначительного количества влаги (воды), т.к. даже чистый этиловый спирт – ректификат (96%), как правило, содержит в своем составе не менее 4% воды.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] A.Yu. Zarubina et al., Proc. of the II Int. Conf. «MIP: Engineering-2020: Modernization, Innovations, Progress: Advanced Technologies in Material Science, Mechanical and Automation Engineering», Krasnoyarsk, Russia, April 16-18, 2020.
- [2] А.А. Хамзин, Наносистемы, т.13, №2, 2021, с. 119-128.

ДИФФУЗНОЕ РАССЕЙЯНИЕ СИСТЕМАМИ КВАЗИСЛУЧАЙНО РАСПОЛОЖЕННЫХ ОДНОТИПНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

А.М. Лебедев, Т.А. Фурманова

ИТПЭ РАН

Диффузное рассеяние характеризуется выровненным по интенсивности рассеянием во всех направлениях. Такое рассеяние обеспечивается близким к согласованному входом падающей волны в рассеиватель и последующей достаточно существенной хаотизацией падающей волны рассеивателем.

Эффективная поверхность рассеяния идеального хаотизатора не зависит ни от частоты поля, ни от направления наблюдения в любой азимутальной плоскости наблюдения [1]. Соответственно, двухпозиционные диаграммы рассеяния такого объекта – это идеально ровные горизонтальные линии. На практике идеальной хаотизации невозможно достичь – всегда можно предложить способ увеличения степени хаотизации. Тем не менее, явления, характерные для идеального хаотизатора, наблюдаются как тенденция при достаточно высокой степени хаотизации падающей волны.

В настоящее время изучены характеристики существенно диффузного рассеяния металлическими полостями, причём как с узким по сравнению с общим размером полости входом [1], так и с широким входом [2], в последнем случае – при наличии в полости дополнительных неоднородностей. В данной работе продолжается изучение диффузного рассеяния системами одностипных, квазислучайным образом расположенных элементов в виде металлических треугольников, либо стержней. Предварительные результаты исследования характеристик рассеяния хаотизаторов в виде системы металлических треугольников были представлены в [3].

Хаотизация падающей волны системой достаточно плотно расположенных металлических стержней происходит следующим образом. Будем полагать, что волна падает по нормали к металлической поверхности, над которой находятся стержни, а сами стержни расположены с наклоном под большими углами к подстилающей поверхности, и при этом по возможности хаотично по отношению как к подстилающей поверхности, так и к соседним стержням. Падающая волна входит в область со стержнями практически без рассеяния на границе. Далее возбуждённые волной стержни излучают с максимумами рассеянного поля на зеркальных конусах вокруг стержней. Затем первично излучённые зеркальные конусы, возможно – отражаясь от подстилающей поверхности, пересекают соседние стержни, вследствие чего эти стержни вторично переизлучают зеркальные конусы,

и далее процесс переизлучений продолжается. В результате в объёме, занятом стержнями, возникает движение мощности падающей волны в бесконечном множестве направлений, и при достаточно большой пространственной плотности стержней достигается высокая степень хаотизации распространения волны.

При определённой геометрической однородности хаотизирующей системы наблюдается сохранение вида диаграмм рассеяния, как обратного, так и двухпозиционного (с точностью до осцилляций, которые уменьшаются с увеличением степени хаотизации), при вариации частоты, либо при вариации размеров системы - например, при переходе от рассеяния всей системой к рассеянию её фрагментом. Здесь геометрическая однородность хаотизатора означает сравнимые пространственные плотности элементов, углы наклона к подстилающей поверхности и характерные продольные и поперечные размеры по всему объёму хаотизатора. Конкретный вид диаграммы рассеяния определяется (и может до определённой степени варьироваться) выбором типовых параметров геометрии – теми же углами наклона и характерными размерами элементов. Для хаотизатора с плоской границей оказывается, что диаграммы рассеяния не зависят ни от частоты, ни от плоскости наблюдения, а максимум ЭПР для диаграммы прямо пропорционален площади хаотизатора.

Диффузные рассеиватели с квазислучайно ориентированными типовыми элементами, включающие в себя также и поглотитель, могут составить основу широкополосных поглощающих конструкций, которые обладают механической прочностью и поэтому могут быть применены в том числе на открытых пространствах.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *E.F. Knott, J.F. Shaeffer, M.T. Tuley, Radar cross Section // Scitech Publishing Inc., 2004.*
- [2] *А.М. Лебедев, И.А. Селин, Т.А. Фурманова, Некоторые способы хаотизации распространения электромагнитной волны в полости с большим входом // Доклады девятнадцатой ежегодной научной конференции ИТПЭ РАН, Москва, 2018. С. 46-47.*
- [3] *А.М. Лебедев, Т.А. Фурманова, Диффузное рассеяние системой металлических треугольников // Современная электродинамика, 2023, №1(3). С. 30-35.*

**СНИЖЕНИЕ ПОРОГА ПРОЯВЛЕНИЯ РАЗМЕРНОГО ЭФФЕКТА
ПО ЧАСТОТЕ ЛИБО ПО РАЗМЕРУ УКРЫВАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ**
А.М. Лебедев, В.Н. Семенов, Т.А. Фурманова, И.И. Краснолобов
ИТПЭ РАН

Размерный эффект проявляется как значительно меньшее снижение рассеяния от объекта при укрытии его радиопоглощающим материалом, чем это имело бы место для объекта много больших размеров. Поэтому размерный эффект определяет нижние границы интервалов как по частоте поля, так и по размерам маскируемого объекта, в которых сохраняется эффективность использования поглотителя. Задача ослабления проявлений размерного эффекта актуальна при проведении измерений характеристик рассеяния отдельных элементов конструкции, когда интенсивность рассеяния остальными элементами должна быть значительно снижена, при решении задач электромагнитной совместимости и для ряда других приложений.

С целью определения причин проявления размерного эффекта и мер по его подавлению был проведён ряд как численных экспериментов с помощью пакета программ электродинамического моделирования FEKO, так и натурных измерений. Исследовалось влияние размерного эффекта на моностатическую ЭПР квадратной и круглой металлических пластин в направлении нормали к поверхности при укрытии пластин поглотителем. Исследования по подавлению размерного эффекта были проведены для поглотителя как постоянной толщины, так и в форме двумерной решётки пирамид. Проявление размерного эффекта количественно характеризовалось превышением коэффициента отражения R_p от укрытой пластины над коэффициентом отражения $R_{p\infty}$ от металлической плоскости с поглотителем. При этом коэффициент отражения R_p определялся как отношение укрытой ЭПР и неукрытой пластин, последняя вычислялась в приближении физической оптики.

Было отмечено, что металлизация торцов поглотителя до определённой степени имитирует его бесконечность, что приводит к ослаблению проявлений размерного эффекта. При этом металлизация торцов выполнялась фрагментарно – путём помещения малых проводящих элементов на торцы, что позволило избежать значимого собственного рассеяния металлизированными торцами.

Проведённые численные и натурные эксперименты показали, что улучшение качества поглотителя, помимо общего уменьшения уровней R_p и $R_{p\infty}$, приводит ещё и к принципиальному изменению вида зависимости R_p от размеров укываемой пластины. С ростом размеров пластины вместо

медленного спуска коэффициента отражения R_p от пластины к уровню $R_{p\infty}$ имеет место быстрый спуск R_p до уровня $R_{p\infty}$ и далее затухающие осцилляции R_p вокруг значения $R_{p\infty}$. В результате коэффициент отражения R_p от пластины с поглотителем в отдельных, достаточно протяжённых интервалах малых размеров пластины становится даже существенно меньше, чем $R_{p\infty}$. Тогда порог заметного проявления размерного эффекта можно считать соответствующим минимальному размеру пластины, при котором R_p проходит уровень $R_{p\infty}$. Это означает, что порог проявления размерного эффекта может быть существенно смещён в сторону меньших размеров укрываемого объекта при улучшении качества поглотителя.

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО
ПОЛЯ В РАБОЧЕЙ ЗОНЕ КОНИЧЕСКОЙ РБЭК
С ДВУМЯ ИСТОЧНИКАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ**

А.Д. Сахно², Н.Л. Меньших¹, Н.Е. Шапкина^{1,2}, Н.П. Балабуха¹

¹ИТПЭ РАН

²МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет

Рупорные безэховые камеры (РБЭК) широко используются для измерений на низких частотах (от 100 МГц до 1 ГГц). Основной задачей РБЭК является формирование рабочей зоны – объема, в котором распространяется квазиплоская волна.

Как было показано в [1] и [2], размер рабочей зоны можно увеличить за счет выдвижения источника излучения из устья камеры вдоль ее оси и размещения в апертуре рупорной части РБЭК линзы.

В работе представлено исследование характеристик электромагнитного поля в рабочей зоне конической рупорной безэховой камеры с двумя источниками излучения.

Исследуемая коническая РБЭК имеет угол раскрыва ($33,4^\circ$) и длину рупорной части 16,93 м. В рассматриваемой РБЭК внешние поверхности – идеально проводящие, а внутренние стенки рупорной части покрыты радиопоглощающим материалом (РПМ), который моделируется слоем диэлектрика толщиной 300 мм с частотной зависимостью диэлектрической проницаемости, схожей со значениями для реального РПМ. В данной работе предполагается, что боковая и задняя стенки цилиндрической части покрыты РПМ с малым коэффициентом отражения. Из-за этого цилиндрическая часть заменена свободным пространством для ускорения расчетов. Рабочая зона представляет собой горизонтально расположенный цилиндр диаметром 3 м с центром на расстоянии 4 м от апертуры рупорной части РБЭК.

В качестве источников излучения используются диполи. Оба диполя расположены на оси рупорной камеры и ориентированы вертикально. Положение одного из них фиксировано: $d_0 = 1,62$ м от вершины рупора. Рассматривается влияние выдвижения второго источника в положения $d_0 + 0,5$ м и $d_0 + 1$ м на распределение поля в рабочей зоне РБЭК.

Для расчетов характеристик распределения поля в рабочей зоне конической РБЭК использовался вычислительный пакет FEKO, позволяющий проводить моделирование с помощью метода моментов. На рис. 1 представлены результаты расчета поля в центре рабочей зоны РБЭК на частоте 800 МГц.

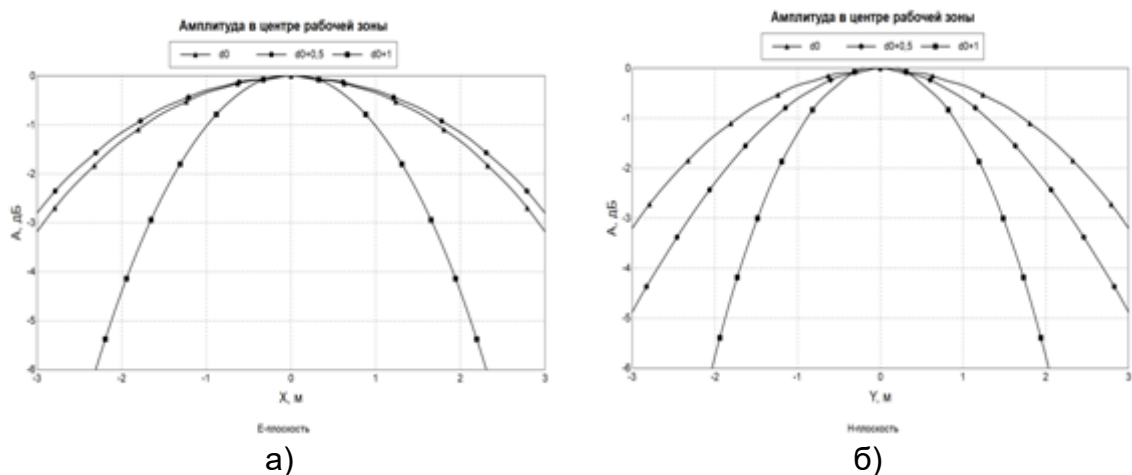


Рис. 1. Распределение электромагнитного поля в центре рабочей зоны конической РБЭК в а) Е-плоскости и б) Н-плоскости на частоте 800 МГц

На рис. 1 показано распределение амплитуды электромагнитного поля в центре рабочей зоны конической РБЭК. Представлены три различные конфигурации источников: d_0 – один источник в изначальном положении; $d_0 + 0,5$, $d_0 + 1$ – второй источник выдвинут на 0,5 метра и 1 метр, соответственно, а первый находится в исходном положении d_0 . Анализ распределения электромагнитного поля в конической РБЭК показал, что для частоты 800 МГц в Е-плоскости удастся получить некоторое увеличение рабочей зоны по сравнению с рассмотренной моделью с одним источником, однако для Н-плоскости неравномерность амплитуды становится значительно больше как для выдвижения второго источника на расстояние 0,5 м, так и на 1 м.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] N.P. Balabuha, N.L. Menshikh, A.D. Sakhno, N.E. Shapkina, Mathematical Simulating of Electromagnetic Field in the Quiet Zone of Pyramidal and Conical Tapered Anechoic Chambers: Comparison of Results // In 2021 Photonics and Electromagnetics Research Symposium (PIERS) (pp. 2552-2561). IEEE.
- [2] Н.П. Балабуха, Н.Л. Меньших, Н.Е. Шапкина // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон., №3, 2021, С. 12-21.

МОДЕЛЬ ПЛОСКОЙ ЛИНЗЫ

Д.П. Королев¹, Д.Ю. Поддубный^{2,3}, Н.Л. Меньших², В.С. Солосин²

¹МФТИ

²ИТПЭ РАН

³ПАО «ОАК» «ОКБ Сухого»

В работе [1] показано, что плоская линза может быть достаточно эффективно использована в качестве коллиматора в рупорной безэховой камере.

В плоской линзе фокусировка пучка происходит не за счёт изменения толщины диэлектрика, как в обычных линзах, а за счёт изменяющегося от центра к краю показателя преломления.

Вариант такой линзы известен как обобщённая линза Микаэляна или линза Зайцева [2]. В этой же работе приведены формулы для расчета показателя преломления для различных параметров линзы.

Для макетирования были выбраны следующие параметры: фокусное расстояние $F=80$ см, максимальное значение $n=1,73$, толщина линзы $d=1$ см.

Зависимость показателя преломления от радиуса для указанных параметров плоской линзы показана на рис. 1.

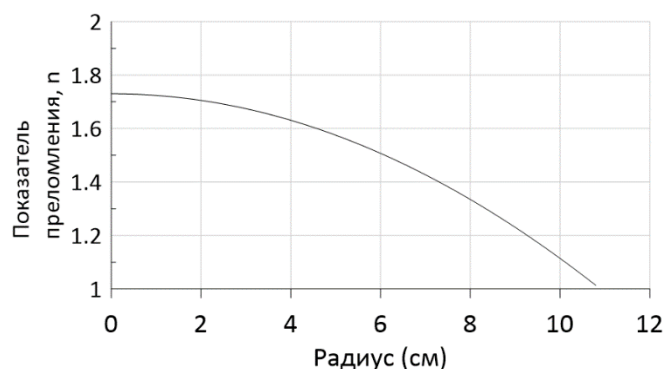


Рис. 1. Зависимость показателя преломления от радиуса плоской линзы

Для обеспечения заданной зависимости показателя преломления от радиуса для плоской линзы, предполагается напечатать на 3D принтере перфорированную диэлектрическую структуру, схематически показанную на рис. 2. Меняя расположение и размер отверстий, можно получить необходимую величину показателя преломления.

В данной работе предложена формула для расчета эффективной диэлектрической проницаемости периодической перфорированной диэлектрической пластины с квадратными воздушными вставками.

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \frac{\varepsilon(1-d)}{(1-d)\varepsilon + 1} + d \quad (1)$$

где ϵ_{eff} – эффективная диэлектрическая проницаемость перфорированной диэлектрической пластины, ϵ – диэлектрическая проницаемость материала структуры, d – отношение стороны квадратной воздушной вставки к размеру элементарной ячейки периодической структуры. Линзу можно представить как набор тонких колец из периодически перфорированных структур. Для каждого кольца радиуса r получаем значение ϵ_{eff} в соответствии с графиком на рис. 1, подбирая соответствующее значение d в формуле (1).

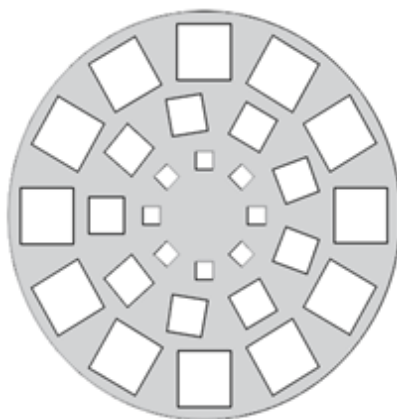


Рис. 2. Схематическая модель плоской линзы на основе перфорированной диэлектрической пластины

Для верификации предложенной формулы было проведено моделирование периодической структуры с характерным показателем преломления в программе FEKO. Сравнение коэффициентов отражения, рассчитанных с помощью формулы Френеля и полученных в результате моделирования, показало хорошее совпадение.

Предложена модель плоской линзы на основе перфорированной диэлектрической пластины. Планируется ее изготовление и проведение экспериментальных исследований распределения поля в макете рупорной безэховой камеры.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *Н.П. Балабуха, Н.Л. Меньших, В.С. Солосин*, Исследование формирования поля в рупорной безэховой камере с плоской линзой // Сборник трудов XXXIII Всероссийской школы-семинара «Волновые явления: физика и применения» имени А.П. Сухорукова («Волны-2022») (ISBN 978-5-6045125-2-4) Математическое моделирование в задачах волновой физики. с. 2-4.
- [2] *Е.А. Зелкин, Р.А. Петрова*, Линзовые антенны. – М.: Советское радио, 1974.

**НАХОЖДЕНИЕ ДВУХПОЗИЦИОННОЙ ЭПР ОБЪЕКТА
ПРИ ПОМОЩИ МОДИФИЦИРОВАННОГО МЕТОДА ДИСКРЕТНЫХ
ИСТОЧНИКОВ ПРИ СКАНИРОВАНИИ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ**

Д.А. Коняев^{1,2}, Н.П. Балабуха¹, Н.Е. Шапкина^{1,2}

¹ИТПЭ РАН

²МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, каф. математики

Одной из основных радиолокационных характеристик объектов является диаграмма ЭПР [1]. Типичные на сегодняшний день измерительные стенды (компактные полигоны) позволяют находить однопозиционные диаграммы ЭПР [1]. Однако часто требуется получать двухпозиционные ЭПР [3]. Для этого можно использовать измерения поля в ближней зоне сканером с последующим расчетом поля в дальней зоне [2], [3].

В работе рассматривается модификация метода дискретных источников [4] для расчёта электромагнитного поля в дальней зоне по найденным значениям в ближней зоне. Такой подход позволяет не использовать предположение отсутствия излучаемого поля на поверхности сканирования вне области сканирования. Конфигурация рассматриваемой задачи представлена на рис. 1.

Основная идея методов пересчёта поля из ближней зоны в дальнюю состоит в разложении рассеянного электромагнитного поля по базису, состоящему из решений уравнений Максвелла [2] – [3]. В предлагаемом методе используется набор решений, представляющих собой поля идеальных электрических диполей, расположенных на вспомогательной поверхности. Предположим, что рассеянное поле можно приблизить при помощи следующей линейной комбинации полей диполей:

$$\mathbf{E} = \sum_{l=0}^{N-1} (a_l \mathbf{E}_l^{\perp} + b_l \mathbf{E}_l^{\parallel}), \quad (1)$$

где \mathbf{E}_l^{\perp} и \mathbf{E}_l^{\parallel} – поля горизонтально и вертикального идеальных диполей, расположенных в точке с номером l на вспомогательной поверхности. Выражения для полей идеальных диполей можно найти в [5].

В соответствии с идеями метода дискретных источников воспользуемся методом коллокации для получения СЛАУ, неизвестными в которой будут постоянные a_j и b_j . Решим эту систему методом наименьших квадратов, используя метод сопряжённых градиентов.

Пусть рассеивателем является идеально проводящий цилиндр радиуса $R_{cyl} = \lambda \approx 0.75$ м и высоты $H_{cyl} = 3\lambda \approx 2.25$ м. На него падает горизонтально поляризованная (вектор напряжённости электрического поля лежит в плоскости Оху) плоская волна частотой 400МГц в отрицательном направлении оси Оу. Поверхность сканирования – цилиндрическая

поверхность: $R = 2.5\text{м}$, $L = 5\text{м}$. Поверхность расположения диполей представляет собой копию поверхности сканирования меньшего радиуса $0.25R$. Диполи располагаются на пересечении радиальных линий цилиндрической системы координат, проведённых из точек измерения, со вспомогательной цилиндрической поверхностью. Численные результаты представлены на рис. 2. Угол наблюдения отсчитывается от оси Ox .

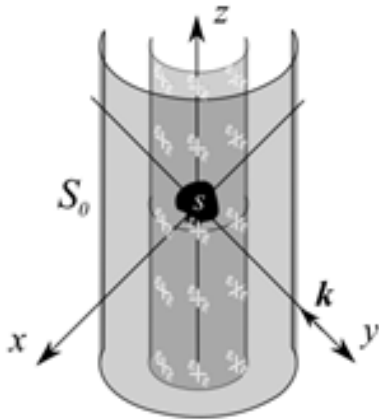


Рис. 1. Конфигурация рассматриваемой задачи: пример расположения диполей – фиктивных вспомогательных источников

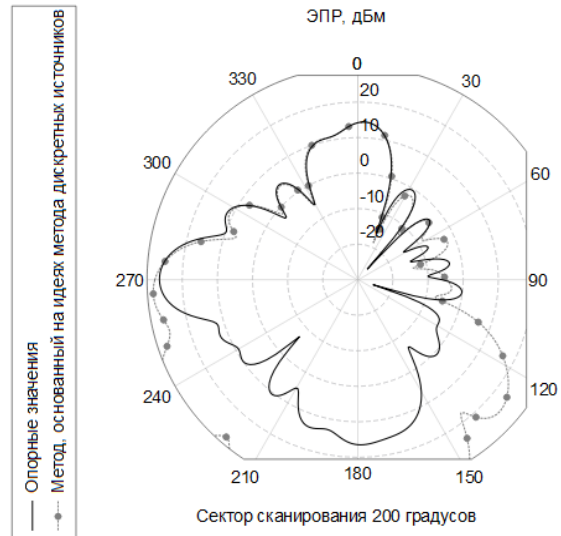


Рис. 2. Сравнение результатов расчёта двухпозиционной диаграммы ЭПР при сканировании в ближней зоне на цилиндрической поверхности в секторе 200 градусов в горизонтальной плоскости

Из рис. 2 видно, что рассмотренный метод может давать неплохие результаты.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Н.П. Балабуха, А.С. Зубов, В.С. Солосин, Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов. – М.: Наука, 2007, 266 с.
- [2] Л.Д. Бахрах, Методы измерений параметров излучающих систем в ближней зоне. – Наука, Ленинградское отделение, 1985, 272 с.
- [3] T.B. Hansen, R.A. Marr, U.H.W. Lammers, T.J. Tanigawa, R.V. McGahan, Bistatic RCS calculations from cylindrical near-field measurements – Part I: Theory // IEEE transactions on antennas and propagation, vol.54, №12, 2006, С. 3846-3856.
- [4] Ю.А. Еремин, А.Г. Свешников, Метод дискретных источников в задачах электромагнитной дифракции. – М.: МГУ, 1992.
- [5] В.В. Никольский, Т.И. Никольская, Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Наука, 1973.

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ЗАДАЧИ ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ НА ТЕЛАХ С РЕБРАМИ

М.М. Шушарин, И.Е. Могилевский

МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет

При математическом моделировании электромагнитного поля в безэховых камерах часто приходится сталкиваться с задачами дифракции на телах, границы которых содержат рёбра. Например, опорно-поворотное устройство, на котором размещается изучаемый объект, имеет форму слабо сужающегося к верху цилиндра с сечением оживальной формы (то есть, его граница образована двумя дугами окружностей). Такая форма подразумевает наличие ребра у цилиндра. Известно [1], что вблизи ребра границы электромагнитное поле может иметь особенность, что ухудшает сходимость численных методов. Однако, если найти сингулярную часть поля теоретически, то можно модифицировать численный метод для повышения точности.

В работе теоретически исследуется особенность электромагнитного поля в окрестности ребра границы области и вблизи ребра поверхности разрыва параметров среды. Рассматриваются граница оживальной формы, а также граница более общего вида, форма которой может быть задана зависимостью угловой координаты от радиальной. На границе рассматриваются три вида условий: условия идеальной проводимости, условия Шукина-Леонтовича и условия сопряжения. Задача дифракции для таких граничных условий сводится к двумерной краевой задаче для уравнения Гельмгольца.

Сингулярная часть решения выделяется с помощью метода построения асимптотического представления решения эллиптического уравнения в окрестности особой точки границы, разработанного В.А. Кондратьевым [2]. Сперва рассматривается задача в бесконечном секторе. В левой части уравнения остается только главная часть уравнения, а в правую переносятся остальные слагаемые. Таким образом, задача может быть сведена уравнению Пуассона с неизвестной правой частью. Хотя явный вид правой части не известен, её можно оценить через норму соответствующего функционального пространства из семейства пространств, введённого в работах Кондратьева.

Заменой радиальной переменной $r = e^{-\tau}$ сектор отображается в бесконечную полосу, вдоль которой проводится преобразование Фурье. Так исходная краевая задача для уравнения Гельмгольца сводится к одномерной задаче для Фурье-образа решения. Она допускает решение в виде разложения по собственным функциям соответствующей задачи

Штурма-Лиувилля. Для условий Дирихле и Неймана собственными функциями являются синусы и косинусы, соответственно. Для случая условий сопряжения собственные функции являются их линейной комбинацией. Для импедансных условий задача сводится к задаче Неймана за счёт добавления дополнительных слагаемых в правую часть уравнения Гельмгольца. Вид решения для Фурье-образа допускает наличие полюсов первого порядка на мнимой оси комплексной плоскости.

Фурье-образ решения является мероморфной функцией в полосе на комплексной плоскости, а ширина этой полосы будет зависеть от начальной оценки для решения. Значит, по основной теореме о вычетах при проведении обратного преобразования Фурье можно переходить от интегрирования по нижней границе полосы к интегрированию по верхней. Вычеты в полюсах, лежащих между этими прямыми, составят основу асимптотического представления решения в окрестности ребра границы. Таким образом, решение представляется в виде суммы сингулярной части и гладкой добавки, которая оценена через норму соответствующего функционального пространства.

В случае оживальной формы границы используется дробно-линейное преобразование для перехода в область в виде бесконечного сектора. Так как преобразование конформное, граничные условия и главная часть уравнения Гельмгольца не изменятся. В случае, если граница задана зависимостью угловой координаты от радиальной, отображение не будет конформным. Поэтому добавятся слагаемые в граничных условиях и в правой части уравнения, а коэффициенты главной части будут зависеть от координат. При некоторых ограничениях на форму границы можно применить метод Кондратьева и для этого случая.

Полученное представление решения можно [2] использовать, чтобы модифицировать метод конечных элементов для повышения сходимости вблизи рёбер границы области.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] В.А. Кондратьев, Краевые задачи для эллиптических уравнений в областях с коническими или угловыми точками // Труды Московского Математического Общества, т.16, 1967, С. 227-313.
- [2] А.Н. Боголюбов, А.И. Ерохин, И.Е. Могилевский, М.И. Светкин, Гибридный метод решения уравнения Пуассона в области с металло-диэлектрическими углами // Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия, №1, 2017, С. 17-22.

ОПТИМИЗАЦИЯ ТОЛЩИНЫ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ПЛАСТИНЫ, УСТАНОВЛЕННОЙ НА ПИЛОНЕ В БЕЗЭХОВОЙ КАМЕРЕ

Е.Е. Евстафьев¹, Н.Е. Шапкина^{1,2}, Н.Л. Меньших²

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет

²ИТПЭ РАН

Для проведения высокоточных экспериментальных исследований рассеивающих свойств объектов необходимы соответствующие измерительные стенды. Возможности измерительного стенда характеризуются его важнейшими параметрами: размером рабочей зоны, диапазоном рабочих частот и точностью измерения эффективной площади рассеяния (ЭПР) и других параметров объектов [1]. Точность измерения характеристик зависит не только от неравномерности распределения поля в рабочей зоне стенда, но и от других факторов, в частности от влияния конструкций, находящихся вблизи объекта измерения [2].

Можно выделить две основные причины, вызывающие искажения результатов измерений, связанные с присутствием пилонa в рабочей зоне безэховой камеры (БЭК) [2,3]. Первая – рассеяние падающей волны непосредственно на пилоне, и, поскольку его размеры могут быть сравнимы или же превышать размеры исследуемого объекта, влияние рассеянного на нём поля на измерения может оказаться значительным. Второй причиной является взаимодействие объекта и пилонa, а именно наличие переотражений между ними.

Для эффективного уменьшения переотражений между исследуемым объектом и опорой (пилоном) можно разместить между ними слой радиопоглощающего материала (РПМ), который сможет поглотить большую часть излучения, отражённое от объекта в сторону опоры. Такой слой будет работать эффективно, если подобрать его характеристики (материал, толщину) таким образом, чтобы минимизировать коэффициенты прохождения и отражения такого слоя.

В данной работе будут рассмотрены два типа пластин: слой РПМ на тонкой металлической подложке «РПМ-металл» и слой РПМ на пластиковой подложке «РПМ-пластик». Цель работы – для обеих конфигураций определить минимальную толщину пластины, при которой коэффициент отражения будет близок к коэффициенту отражения от полупространства (модели, в которой толщина РПМ бесконечна, и поле отражается только от верхней поверхности РПМ), а коэффициент прохождения будет на уровне – 10 дБ. Значения коэффициентов отражения будем сравнивать с коэффициентом отражения от полупространства, заполненного РПМ, на частоте 2,5 ГГц. Обозначим это предельное значение

коэффициента отражения R_{im} . Поскольку свойства используемого РПМ таковы, что в диапазоне частот от 2,5 ГГц до 15 ГГц доля поглощаемой РПМ энергии тем выше, чем выше частота падающей волны, то значение R_{im} будет минимально возможным значением коэффициента отражения для всего диапазона частот.

Чтобы найти оптимальную толщину РПМ сразу на всём диапазоне частот, определим толщину, при которой норма разности между значением коэффициента отражения и R_{im} минимальна.

Для решения задачи поиска минимальной эффективной толщины слоя РПМ в пластине «РПМ-металл» был выбран метод золотого сечения. Задача поиска минимума нормы для пластины «РПМ-пластик» является двумерной, поскольку минимизировать надо одновременно толщину РПМ и толщину пластика, для чего можно применять метод координатного спуска.

Исследования методом математического моделирования показали, что для пластины «РПМ-металл» первый минимум будет при толщине 84,4 мм, но отклонение от R_{im} в -35 дБ может быть избыточным, поскольку в качестве R_{im} был выбран уровень в -16,8 дБ, и толщина РПМ 84,4 мм слишком велика. На толщинах 30-35 мм практически достигается уровень отражения от полупространства, что уже может дать хороший результат. В случае, если требуется сделать коэффициент отражения ниже, то следует брать толщину РПМ около 80 мм вблизи оптимума, поскольку меньшие толщины не дают выигрыша в результатах.

Теперь перейдём к пластине РПМ-пластик. Даже для сравнительно тонкой пластины РПМ в 30 мм можно добиться приемлемых отклонений от R_{im} в -29,5 дБ при толщине пластика 30,2 мм. Использование более тонкого слоя РПМ достаточно важно, поскольку, в отличие от пластика, он достаточно дорог в изготовлении.

Оба типа пластин обладают своими преимуществами. Дальнейшее сравнение их эффективности требует продолжения как в экспериментальных исследованиях, так и математического моделирования.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *L. Hemming*, Electromagnetic Anechoic Chambers: A Fundamental Design and Specification Guide, Wiley-Interscience, John Wiley and Sons and IEEE Press. Piscataway, New Jersey: 2002.
- [2] *Н.П. Балабуха, А.С. Зубов, В.С.Солосин*, Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов. – М.: Наука, 2007.
- [3] *E.F. Knott*, Radar cross section measurements. – Springer Science & Business Media, 2012.

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ПЛАСТИНЫ НА ЕЁ ЭПР
Н.П. Балабуха, Н.Л. Меньших, В.С. Солосин
ИТПЭ РАН

При измерении характеристик рассеяния небольших объектов, располагающихся на подстилающей поверхности, часто используют пластины специальной формы [1]. Наиболее интересны в практическом применении шестиугольная и оживальная пластины, т.к. они обеспечивают в широком секторе углов низкий уровень обратного отражения.

В данной работе представлено сравнение рассеивающих свойств трех пластин: оживальной, шестиугольной и оживальной с двойной кривизной. Пластины имеют одинаковые характерные размеры (длина 1200 мм, ширина 400 мм) и примерно одинаковые площади (рис. 1). Острый угол шестиугольной пластины составляет 60 градусов. Оживальная пластина с двойной кривизной представляет собой оживало, «носовые» части которого дополнены дугами окружности с обратной кривизной. Таким образом, у этой пластины заостренные и удлиненные «носы».

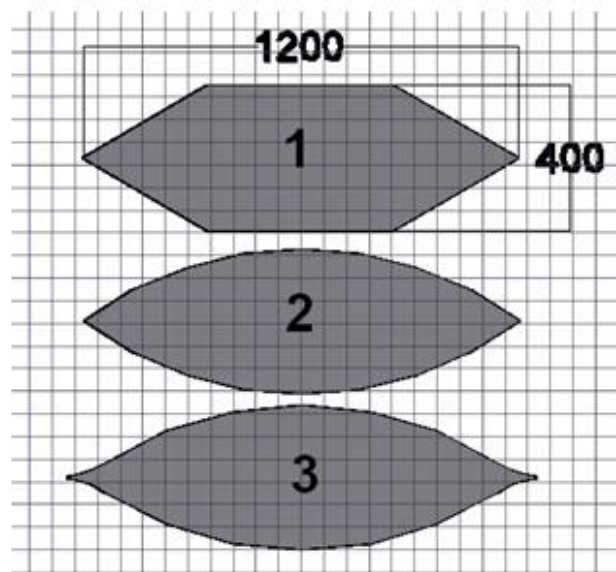


Рис. 1. Геометрия исследуемых пластин

Исследуется эффективная площадь рассеяния (ЭПР) пластин, установленных горизонтально при вертикальной и горизонтальной поляризации падающей плоской монохроматической волны. Расчеты проводились в программе FEKO строгим методом моментов при частоте 10 и 3 ГГц. Рассматривается падение волны под углами 70 – 90 градусов от нормали к пластине, в секторе углов азимута от 0 (направление на «нос») до 90 градусов (направление на широкую часть пластины). Пластины идеально проводящие.

На рис. 2 приведены ЭПР пластин при горизонтальной поляризации при углах падающей волны 90 и 70 градусов. Шестиугольная пластина, как и следовало ожидать, имеет пики, когда направления падения волны совпадает с нормалью к кромкам ребер (60 и 90 градусов угла азимута). Оживальные пластины такого пика не имеют, но средний уровень значений ЭПР в этом ракурсе у этих пластин выше, чем у шестиугольной пластины. При направлении на «носовую» часть пластин значение ЭПР зависит от угла падения. В горизонтальной плоскости при падении волны строго на «нос» пластины наименьшее значение ЭПР имеет шестиугольная пластина, при угле 70 градусов – оживальная пластина. Пластина с двойной кривизной имеет глубокий провал в секторе углов азимута от 40 до 60 градусов, но не имеет преимуществ перед оживальной пластиной ни при направлении на «нос» ни при направлении на широкую часть пластины.

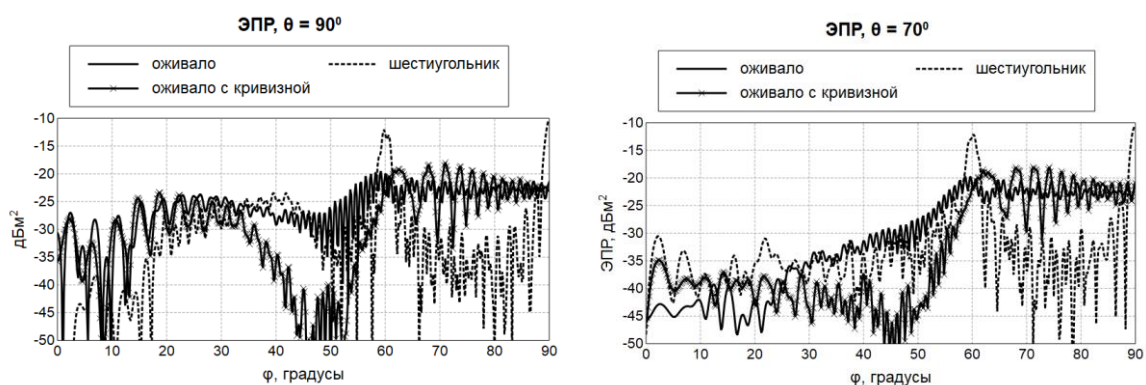


Рис. 2. Диаграммы ЭПР оживальных пластин в зависимости от угла падения волны при угле места 70° и 90° при частоте 10 ГГц

При моделировании рассеивающих свойств объекта, расположенного на подстилающей поверхности, необходимо учитывать, что ЭПР пластины – имитатора подстилающей поверхности даже в направлении «носа» сильно зависит от направления падения волны в угломестной плоскости.

ЛИТЕРАТУРА

[1] А.М. Лебедев, М.Л. Обухов, И.А. Селин, Т.А. Фурманова, Закономерности двухпозиционного рассеяния металлическим треугольником, Журнал радиоэлектроники, ISSN 1684-1719, №12, 2019.

**РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ
НА КОЛЛИМАТОРЕ СО СКРУГЛЕННЫМИ КРАЯМИ
В ТРЕХМЕРНОМ СЛУЧАЕ**

**М.И. Пропой¹, Ф.Б. Хлебников¹, Д.А. Коняев^{1,2},
Н.Е. Шапкина^{1,2}, А.Н. Боголюбов¹**

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет

²ИТПЭ РАН

Одной из важных частей любого компактного полигона является коллиматор, предназначенный для создания электромагнитного поля, близкого к полю плоской волны в некоторой области пространства, называемой рабочей зоной компактного полигона. Большая часть существующих коллиматоров для компактных полигонов являются зеркальными. Использование отгибания кромок (скругленных краев) отражателя коллиматора позволяет сделать распределение поля в рабочей зоне значительно более равномерным [1].

На основе поперечных сечений протяженных зеркал, исследованных в работе [2], был смоделирован трехмерный несимметричный зеркальный коллиматор сложной формы. Для такого зеркала были решены задачи дифракции плоской и сферической электромагнитной волны.

Трехмерный коллиматор был получен путем трансляции вертикального сечения вдоль параболического участка горизонтального сечения и последующей трансляцией горизонтального сечения вдоль вертикального. Основой зеркала является несимметричный вырез параболоида вращения [3]. Передние участки скруглений вертикального и горизонтального сечений были также использованы в качестве образующих и направляющих для построения углов коллиматора.

Для рассматриваемого зеркала ставится краевая задача дифракции во всем трехмерном пространстве, решение которой сводится к численному решению методом моментов уравнения (1) для поверхностной плотности тока \mathbf{J} [4]:

$$\frac{i}{4\pi} \left[\omega \int_S \mathbf{J}(\mathbf{r}') \frac{e^{-ikR}}{R} d\sigma' + \frac{1}{\omega} \int_S (\nabla_s', \mathbf{J}(\mathbf{r}')) \left(\nabla, \frac{e^{-ikR}}{R} \right) d\sigma', \mathbf{n} \right] = [\mathbf{E}^i, \mathbf{n}], \mathbf{r} \in S. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{n} – единичная внешняя нормаль поверхности зеркала S , (∇_s, \cdot) – поверхностная дивергенция, $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ – расстояние между точкой наблюдения и точкой на поверхности S , \mathbf{E}^i – напряженность падающего поля.

Для построенной математической модели было исследовано поле в рабочей зоне компактного полигона при падении сферической волны

с разными частотами и поляризациями. Рабочая зона во всех случаях представляет собой прямоугольный параллелепипед, абсцисса центра которого равна удвоенному фокусному расстоянию зеркала, а линейным размер примерно равен половине апертуры зеркала.

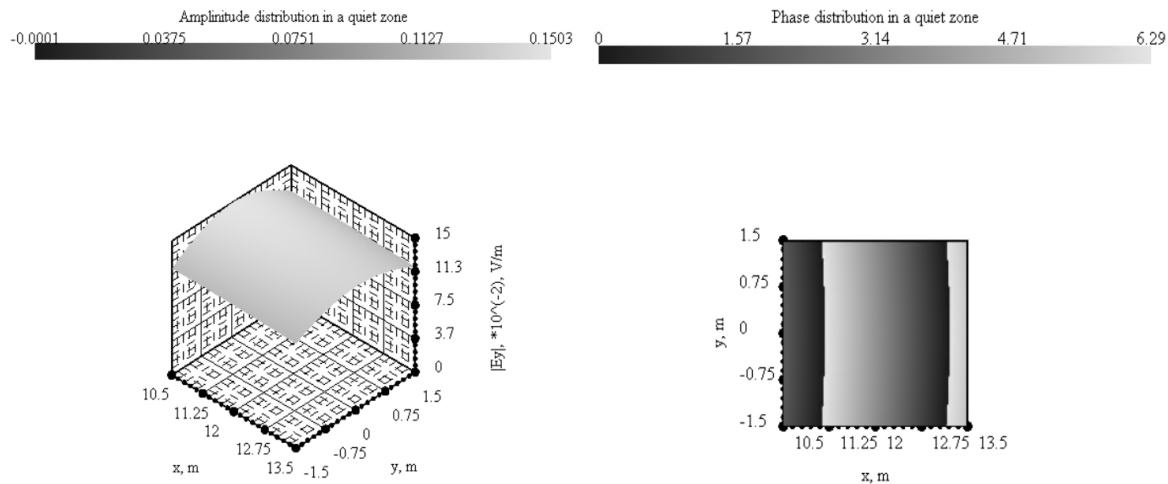


Рис. 1. Распределение амплитуды поля в сечении рабочей зоны плоскостью $z=2.8$ м для несимметричного трехмерного коллиматора при падении волны с частотой 150 МГц

Рис. 2. Распределение фазы поля в сечении рабочей зоны плоскостью $z=2.8$ м для несимметричного трехмерного коллиматора при падении волны с частотой 150 МГц

Качественно поле в рабочей зоне по амплитуде и по фазе близко к полю плоской волны. Удалось смоделировать поле для частоты 1 ГГц, являющейся нижней границей радиолокационного диапазона.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов. – М.: Наука, 2007.
- [2] Пропой М. И., Хлебников Ф. Б., Коняев Д. А. и др. Оптимизация формы протяженных зеркальных коллиматоров со скругленными краями, Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия, №6, 2022, С. 26.
- [3] Хлебников Ф. Б., Шапкина Н. Е., Коняев Д. А. Математическое моделирование рассеянного поля в рабочей зоне зеркального коллиматора, Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия, №6, 2015, С. 43-48.
- [4] Rao S., Wilton D., Glisson A. Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape, IEEE Transactions on antennas and propagation, vol.30, No.3, 1982, PP. 409-418.

ЮСТИРОВКА РЕФЛЕКТОРА КОЛЛИМАТОРА МАРК12

С.А. Федоров, В.С. Солосин, Н.Л. Меньших

ИТПЭ РАН

Расширение диапазона частот измерения характеристик рассеяния объектов до 40 ГГц в компактном полигоне [1] предполагает повышенные требования к поверхности рефлектора. Целью работы является юстировка рефлектора коллиматора для уменьшения неравномерности распределения поля в рабочей зоне в миллиметровом диапазоне длин волн. Было разработано специализированное программное обеспечение для работы с лазерным трекером и его взаимодействию с управляющим компьютером.

Рефлектор коллиматора МАРК12 представляет собой несимметричную вырезку из параболоида вращения. Фокусное расстояние рефлектора – 12 м. Рефлектор коллиматора состоит из 203 прецизионных металлических фрезерованных щитов, как показано на рис. 1, установленных на специальной опорной конструкции – раме коллиматора. В каждом ряду форма щитов является неизменной. Опорная конструкция снабжена юстировочными микрометрическими винтами, по четыре на каждый щит. С помощью винтов щиты устанавливаются таким образом, чтобы был сформирован фрагмент параболической поверхности.

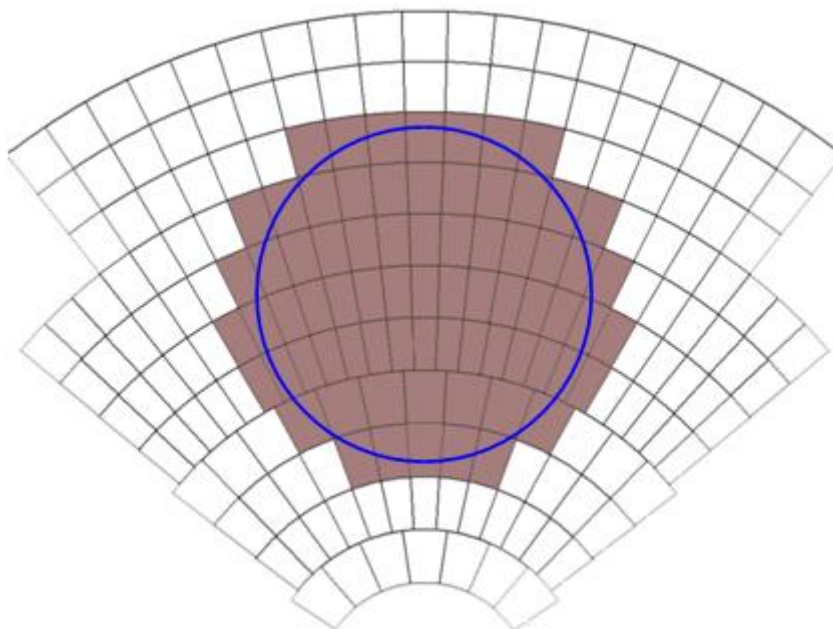


Рис. 1. Схема щитов коллиматора МАРК12.
Выделенные щиты – это щиты в центральной зоне.

Для создания квазиплоского поля в рабочей зоне поверхность рефлектора должна быть изготовлена с большой точностью. Отклонение поверхности от точного значения [2] не должно превышать $\lambda/100$ (здесь λ –

рабочая длина волны на верхней частоте). Верхняя частота для измерения характеристик рассеяния объектов должна составлять 40 ГГц, и максимальные отклонение поверхности рефлектора от заданной поверхности должны быть не более 0,075 мм. Принято состояние поверхности рефлектора оценивать по значению среднеквадратичного отклонения (СКО). При нормальном законе распределения отклонений по доверительному интервалу 95%, получаем, что максимальное значение СКО в центральной зоне должно составить 0,038 мм.

На верхней частоте плоскостность поля в рабочей зоне коллиматора определяется щитами в центральной зоне коллиматора. Предварительное измеренное СКО от заданной поверхности рефлектора коллиматора МАРК12 в центральной зоне равнялось 0,071 мм, а по доверительному интервалу составило 0,055 мм.

Так как щиты в центральной зоне плотно прижаты друг к другу, то юстировка с помощью микрометрических винтов производилась методом последовательных приближений. После юстировки всех щитов в центральной зоне выполнялось сканирование поверхности рефлектора для центральных щитов коллиматора.

После пяти проходов по юстировке центральных щитов коллиматора было достигнуто СКО по щитам в центральной зоне равное 0,039 мм, а по доверительному интервалу 95% составило 0,032 мм. При этом фокусное расстояние параболической поверхности составило 12014 мм. Количество измеренных точек на поверхности ~ 6500.

Измерения с помощью микроволнового сканера показали, что неравномерность распределения амплитуды электромагнитного поля в рабочей зоне компактного полигона для частоты 40 ГГц составляет $\pm 1,2$ дБ, при этом неравномерность распределения фазы - ± 11 град. Таким образом, после юстировки, коллиматор можно использовать до 40 ГГц.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Балабуха Н.П., Зубов А.С. Солосин В.С. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов. – М.: Наука, 2007.
- [2] Knott E.F., Shaeffer J.F., Tuley M.T. Radar cross section. Boston: SciTech Publishing, 1993, second edition.

ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК КОЛЛИМАТОРА МАРК12

Н.П. Балабуха, Е.В. Булычев, Н.Л. Меньших,

В.С. Солосин, С.А. Федоров

ИТПЭ РАН

Основными причинами неравномерности распределения амплитуды и фазы поля в рабочей зоне компактного полигона являются дифракционные эффекты на краях зеркала и точность исполнения поверхности зеркала коллиматора [1]. Выполнение края зеркала коллиматора в виде зубцов специальной формы и размеров уменьшает влияние дифракционных эффектов на поле в рабочей зоне. В предыдущей работе [2] были представлены результаты по разработке звездообразной кромки для коллиматора МАРК12. Показано, что можно добиться уменьшения неравномерности распределения поля на 0,3 дБ в низкочастотной части рабочего диапазона. В рамках проводимых в настоящее время работ по модернизации измерительного комплекса с целью расширения рабочего диапазона частот, была проведена прецизионная юстировка щитов коллиматора МАРК12. После юстировки было проведено подробное исследование состояния поверхности рефлектора. На рис. 1 показана модель поверхности рефлектора коллиматора, основная часть которой построена на основе измеренных значений.

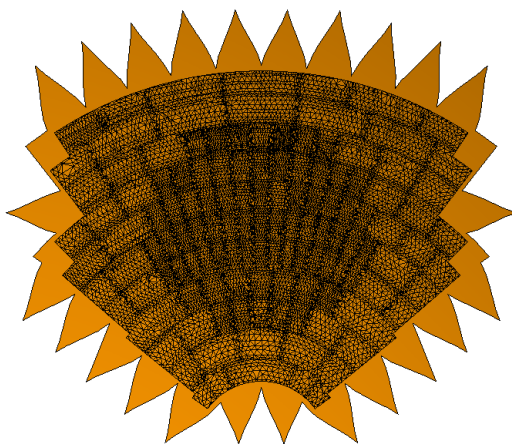


Рис. 1. Модель поверхности рефлектора коллиматора МАРК12, учитывающая реальные измеренные отклонения от теоретической параболической формы

Отклонение формы зеркала коллиматора от параболической приводит к значительным колебаниям поля в рабочей зоне [2]. Верхняя граница рабочего диапазона частот коллиматора практически определяется точностью изготовления поверхности зеркала. Проведенная юстировка поверхности рефлектора с помощью лазерного трекера FARO и специально

разработанного программного обеспечения позволила получить подробную карту отклонений поверхности рефлектора от теоретически заданной. На основе полученных данных методом физической оптики были рассчитаны распределения полей в рабочей зоне коллиматора в высокочастотной части рабочего диапазона. Выполнено сравнение с экспериментальными данными, полученными при сканировании распределения поля в рабочей зоне компактного полигона. Полученные результаты позволили оценить вклад в неравномерность распределения поля, вносимый собственно коллиматором МАРК12, и определить направления работ по дальнейшему увеличению точности проводимых на компактном полигоне измерений.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *Н.П. Балабуха, А.С. Зубов, В.С. Солосин*, Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов. – М.: Наука, 2007.
- [2] *Н.П. Балабуха, А.С. Зубов, Н.Л. Меньших, В.С. Солосин*, Модернизация звездообразной кромки коллиматора МАРК12 // Двадцать третья ежегодная научная конференция ИТПЭ РАН, 16-20 мая 2022г.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОЛЛИМАТОРА ДЛЯ ОЦЕНКИ ПОЛЯ В РАБОЧЕЙ ЗОНЕ

А.В. Никитенко, А.С. Зубов

ИТПЭ РАН

Рассматриваемый коллиматор представляет собой зеркало с зубчатыми краями – несимметричную вырезку из параболоида. Эта система формирует так называемое квазиплоское поле [1]. Задача нахождения электромагнитного поля в рабочей зоне может быть решена различными численными методами, например методом моментов, или методом физической оптики. Однако, эти методы не лишены недостатков – например, в них не выделены явным образом механизмы формирования поля. В данной работе предложена математическая модель коллиматора, которая помимо хорошей точности приближения к точному решению, в явном виде выделяет зависимость поля от параметров коллиматора.

В предлагаемой модели полагается, что поле в рабочей зоне коллиматора \vec{E}_{QZ} формируется из трех частей – поля \vec{E}_1 , отраженного от параболической части зеркала (рассчитываемого в геометрикооптическом приближении), поля \vec{E}_2 , рассеянного на ребрах зубцов (рассчитываемого методом геометрической теории дифракции) и поля \vec{E}_3 , рассеянного на устьях и кончиках зубцов:

$$\vec{E}_{QZ} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 \quad (1)$$

Известно, что зубцы располагают таким образом, чтобы рассеянное на их ребрах поле не попадало в рабочую зону. Расчет этого поля с хорошей точностью может быть выполнен с помощью метода геометрической теории дифракции, поэтому, в данной работе мы положим $\vec{E}_2 = 0$. Выражение для поля \vec{E}_1 зависит от поляризации и угла поворота β облучателя. На рис. 1 представлена геометрия задачи.

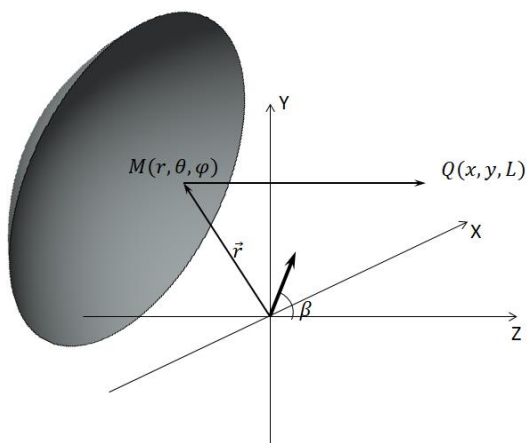


Рис. 1. Геометрия задачи

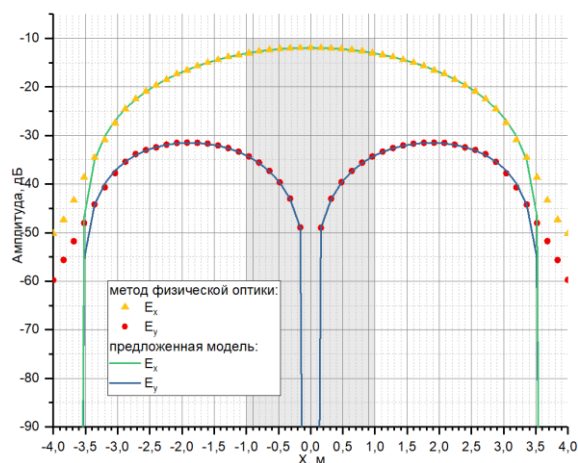


Рис. 2. Результаты расчетов \vec{E}_1

Был проведен расчет на частоте 3 ГГц. На рис. 2 представлены графики амплитуд поля в центральном сечении рабочей зоны, перпендикулярном оптической оси, на горизонтальной прямой, проходящей через центр рабочей зоны. Для сравнения также приведен тот же результат, рассчитанный методом физической оптики. Область рабочей зоны выделена серым цветом.

Выражение для поля \vec{E}_3 было получено с помощью вспомогательной задачи рассеяния плоской волны на металлическом ромбе:

$$\vec{E}_3 = \sum_i \vec{E}_{3i}, \quad (2)$$

$$E_{3i} \sim \frac{E_{1i}}{(k'_{iy})^2 \tan \alpha_i - (k'_{ix})^2 \cot \alpha_i} e^{j(\vec{k}'_i \vec{\rho}_i)} \quad (3)$$

где \vec{k}'_i - разность падающего на i -ый кончик (устье) \vec{k}_{0i} и рассеянного \vec{k}_i волнового вектора, ρ_i – расстояние от i -ого кончика (устья) до точки в рабочей зоне, 2α – угол раскрытия i -ого зубца (устья между зубцов).

Для численных расчетов рассматривался коллиматор с размерами зеркала 5x5 м, с рабочей зоной диаметром 1.8 м. Был проведен расчет суммарного поля от всех эффектов в рабочей зоне коллиматора. На рис. 3 и 4 приведены распределения поля в центральном сечении рабочей зоны, рассчитанные методом моментов (рис. 3) и с помощью предложенной модели (рис. 4). Видно хорошее совпадение как численных значений амплитуды, так и характеристического рисунка поля внутри области рабочей зоны.

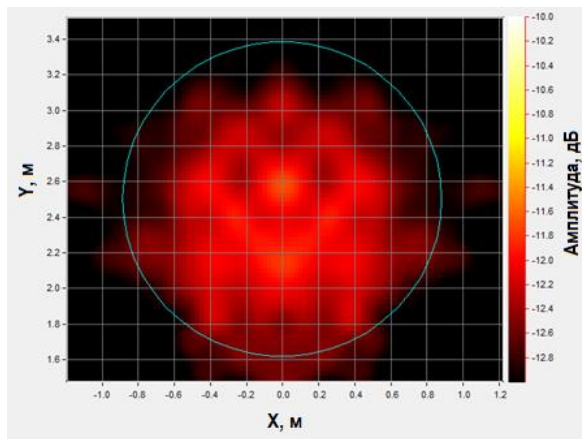


Рис. 3. Расчет поля методом моментов.

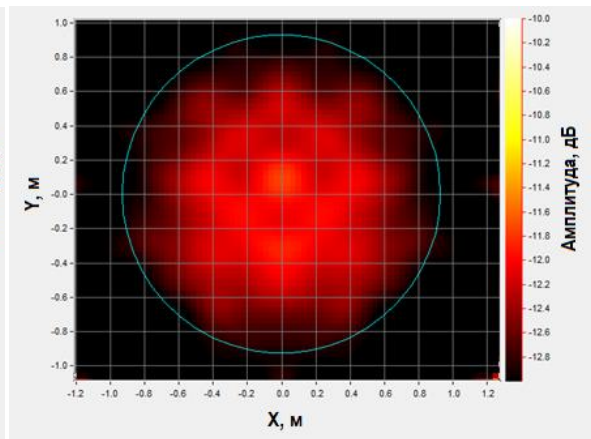


Рис. 4. Расчет поля с помощью предложенной модели.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Н.П. Балабуха, А.С. Зубов, В.С. Солосин, Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния. – М.: Наука, 2007.

РАЗРАБОТКА ЛИНЗОВОГО КОЛЛИМАТОРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ КОЭФФИЦИЕНТА ЗЕРКАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ

Р.В. Гильмутдинов, Н.Л. Меньших, С.А. Фёдоров

ИТПЭ РАН

При проведении бистатических измерений коэффициента отражения от материалов возникает множество трудностей, не позволяющих получить высокую точность результатов. В частности, существует погрешность измерения, связанная с конечными [1] размерами исследуемых образцов.

В данной работе рассмотрена модернизация имеющегося в ИТПЭ РАН измерительного стенда [2] для проведения бистатических исследований характеристик рассеяния и параметров материалов. Ранее [3] была показана возможность использования линзовых коллиматоров для формирования в рабочей зоне приемлемого распределения поля.

Целями настоящей работы являются: создание распределения поля с приемлемыми характеристиками в области размещения измеряемого объекта; повышение точности измерения модуля коэффициента отражения (МКО) материала за счет применения системы антенна – линза.

Рассматривалась гиперболическая линза с постоянной диэлектрической проницаемостью материала для диапазона частот 3 – 10 ГГц. Численные исследования характеристик рассеяния образцов материалов проводились методом моментов в программе FEKO. Результаты численного моделирования с линзой и без линзы сравнивались между собой, а также с аналитическим расчетом по формулам Френеля [4] для бесконечного слоя материала. На рис. 1 представлена характерная схема системы антенна-линза.

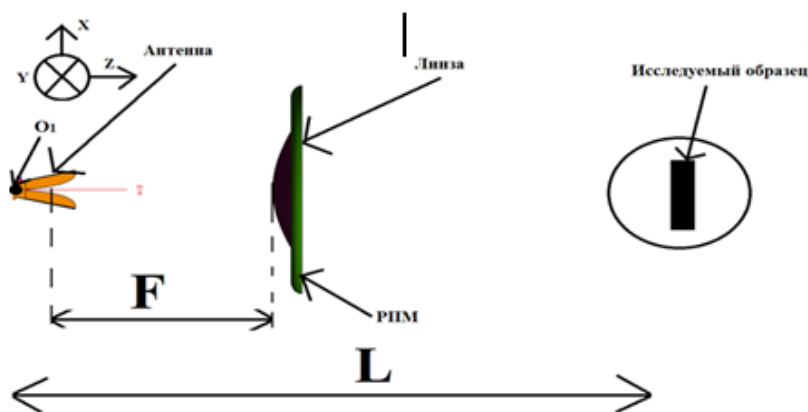


Рис. 1. Схема системы антенна – линза

На рис. 2 представлено сравнение результатов моделирования измерения МКО в поле линзового коллиматора и в плоском поле. Отраженное поле рассчитывалось в дальней зоне, нормировалось

на проводящий образец такого же размера и сравнивалось с аналитическим расчетом по формулам Френеля.

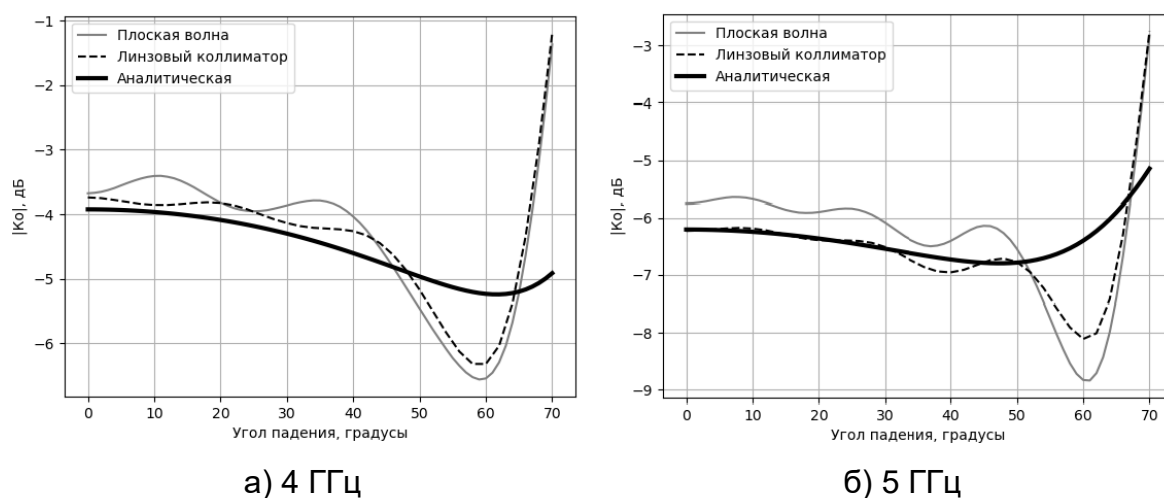


Рис. 2. Графики зависимости МКО на различных частотах, горизонтальная поляризация

В диапазоне углов 0-50° значения МКО, полученные с использованием линзы, ближе к аналитическим значениям МКО, чем результаты, полученные при облучении плоской волной.

Проведенные исследования показали, что использование линзы позволяет сформировать поле с заданным распределением амплитуды и фазы в рабочей зоне измерительного стенда в полосе частот. Это можно использовать для снижения влияния краевых эффектов при измерении МКО от материалов образцов. Показано, что применение системы антенна-линза позволяет уменьшить методическую погрешность МКО.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *N.P. Balabukha, S.A. Fedorov, R.V. Gilmutdinov, N.L. Menshikh and D.V. Sapozhnikov*, The Impact of the Sizes of a Planar Sample to Methodical Errors in Measuring the Specular Reflection Coefficient, 2021 Antennas Design and Measurement International Conference (ADMInC), 2021, PP. 54-57.
- [2] *S.A. Fedorov, N.L. Menshikh, R.V. Gilmutdinov, V.S. Solosin*, Comparison of the Measurement Accuracy of Material Sample Specular Reflection Coefficient for Two Types of Measuring Facilities // 2021 Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves (RSEMW), 2021, PP. 332-336.
- [3] *N.L. Menshikh, S.A. Fedorov and R.V. Gilmutdinov*, Application of Antenna - Lens System for Measurement of Bistatic Parameters of Materials" // 2022 International Conference on Information, Control, and Communication Technologies (ICCT), Astrakhan, Russian Federation, 2022, PP. 1-4.
- [4] *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. – М.: Наука, 1973, 503 с.

**РЕШЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАДАЧ РАССЕЙНИЯ
НА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ
В ПРИБЛИЖЕНИИ ФИЗИЧЕСКОЙ ОПТИКИ**

**А.М. Лебедев
ИТПЭ РАН**

Получение решения нестационарных задач рассеяния на металлическом объекте в приближении физической оптики (ФО) – первый шаг к решению задач рассеяния на протяжённых сложных объектах методом поверхностных интегральных уравнений (ПИУ) во временной области. На возможность определения характеристик рассеяния объектов путём решения соответствующих нестационарных дифракционных задач методом ПИУ указывалось ранее (смотри, например, главу 8 в [1]). Целесообразно продолжить развитие варианта метода ПИУ для решения нестационарных задач, используя, в частности, гибридный подход, основанный на комбинировании методов ПИУ и ФО, и опираясь на достижения в применении метода конечных разностей во временной области [2]. Преимуществом решения нестационарных задач является отсутствие необходимости решать систему линейных алгебраических уравнений.

Определить ЭПР объекта на некоторой частоте из решения нестационарной задачи дифракции можно по установившемуся значению поля рассеяния в интересующем направлении при падении на объект достаточно длительного импульса с заполнением на требуемой частоте. Однако более целесообразным является решение задачи рассеяния при падении на объект сверхкороткого (как дельта-функция), либо полубесконечного (как функция Хевисайда) импульса. Тогда по, соответственно, импульсной, либо переходной характеристике рассеяния можно установить ЭПР объекта на любой частоте из диапазона, в котором шаг по времени мал по сравнению с четвертью периода колебания, так что составляющие спектра рассеянного поля считаются заведомо точно.

В ходе работы отработывалось 1) вычисление нестационарного поля рассеяния как суммы вкладов от поверхностных токов, 2) определение ЭПР объекта на задаваемых пользователем частотах по зависимости рассеянного поля от времени.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Васильев Е.Н. Возбуждение тел вращения – М.: Радио и связь, 1987.
[2] Taflove A., Hagness S.C. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method // Artech House, 2000.

ДЛЯ ЗАМЕТОК

СОДЕРЖАНИЕ

1. РАЗРАБОТКА КОМПОЗИЦИИ ПОКРЫТИЯ ДЛЯ НАГРЕВАТЕЛЯ ВТОРИЧНОГО ЗЕРКАЛА ТЕЛЕСКОПА КОСМИЧЕСКОГО БАЗИРОВАНИЯ СПЕКТР-УФ А.В. Глущенков, А.В. Гусев, <u>А.В. Киселев</u> , А.В. Кочанов, К.А. Маилян, ИТПЭ РАН	3
2. ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ АНГИОТЕНЗИН-ПРЕВРАЩАЮЩЕГО ФЕРМЕНТА ЧЕЛОВЕКА В ПЛАЗМЕ КРОВИ НА ОСНОВЕ ЕГО ГКР СПЕКТРОВ <u>Р.Р. Сафиуллин</u> , И.А. Богинская, Н.Л. Нечаева, В.Е. Тихомирова, О.В. Крюкова, О.А. Кост, К.Н. Афанасьев, И.А. Рыжиков, Н.И. Булаева, Е.З. Голухова, ИТПЭ РАН, МФТИ, ИБХФ РАН, МГУ им. М.В. Ломоносова, Химический факультет, ФГБУ «НМИЦ ССХ им. А.Н. Бакулева» Минздрава России	4
3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО МЕХАНИЗМА ГКР НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ САМООРГАНИЗОВАННЫХ ПЛЁНОК СЕРЕБРА К.А. Верещагин, Е.А. Слипченко, <u>И.А. Богинская</u> , М.В. Седова, В.М. Миславский, И.А. Рыжиков, А.М. Мерзликин, ИТПЭ РАН, ИОФ РАН, МФТИ	6
4. НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ САМООРГАНИЗОВАННЫЕ ПОДЛОЖКИ НА ОСНОВЕ ЗОЛОТА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ГКР СПЕКТРОВ БЕЛКОВ <u>Ю.Ю. Звягина</u> , И.А. Богинская, К.Н. Афанасьев, М.В. Седова, И.А. Рыжиков, ИТПЭ РАН	8
5. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ТЕОРИЯ ГИГАНТСКОГО КОМБИНАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МОЛЕКУЛ В СФЕРИЧЕСКОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКЕ <u>А.В. Иванов</u> , А.К. Сарычев, ИТПЭ РАН	10
6. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ РЕАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ОБЪЕКТИВОВ КОНФОКАЛЬНЫХ МИКРОСКОПОВ И.В. Быков, <u>Е.А. Слипченко</u> , И.А. Богинская, К.Н. Афанасьев, М.В. Седова, И.А. Рыжиков, ИТПЭ РАН	12
7. СПИН-ОРБИТАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ЭФФЕКТ ЯНА-ТЕЛЛЕРА С.В. Стрельцов, Ф.В. Темников, <u>К.И. Кугель</u> , Д.И. Хомский ИФМ УрО РАН, ИТПЭ РАН, Кёльнский университет, г. Кёльн, Германия	13
8. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НЕЙРОСЕТЕЙ ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ ДАННЫХ ЦИФРОВОЙ КВАНТОВОЙ СИМУЛЯЦИИ <u>В.В. Погосов</u> , А.А. Жуков, ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова, ИТПЭ РАН	14
9. ДРОБНО МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ В ДВУХСЛОЙНОМ ГРАФЕНЕ <u>А.Л. Рахманов</u> , А.В. Рожков, А.О. Сбойчаков, ИТПЭ РАН	16

10. ВЛИЯНИЕ ШЕРОХОВАТОСТИ КРАЯ НА РАССЕЯНИЕ НАЗАД ГЕЛИКОИДАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ В ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРАХ А.Ш. Дотдаев, <u>Я.И. Родионов</u> , П.С. Григорьев, НИТУ МИСИС, ИТПЭ РАН, ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН	18
11. КОНКУРЕНЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНЫХ СОСТОЯНИЙ В МОДЕЛИ ХАББАРДА А.В. Рожков, ИТПЭ РАН	19
12. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДА И ВОЛНА СПИНОВОЙ ПЛОТНОСТИ В ПОДКРУЧЕННОМ ДВУХСЛОЙНОМ ГРАФЕНЕ ПРИ МАГИЧЕСКОМ УГЛЕ ПОДКРУТКИ <u>А.О. Сбойчаков</u> , А.В. Рожков, А.Л. Рахманов, ИТПЭ РАН ..	20
13. МОДЕЛЬ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ЭРБИЕВОГО ЛАЗЕРА <u>И.В. Вовченко</u> , Е.С. Андрианов, И.А. Нечепуренко, А.А. Дорофееенко, А.М. Смирнов, О.В. Бутов, ИТПЭ РАН, МФТИ, ФГУП «ВНИИА» им. Н.Л. Духова, ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Институт Фердинанда Брауна, Германия	21
14. СПЕКТР И КОГЕРЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ ДВУХМОДОВОГО НАНОЛАЗЕРА <u>Э.К. Ахметгалиев</u> , Е.С. Андрианов, А.А. Зябловский, А.А. Пухов, ИТПЭ РАН, МФТИ, ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова	22
15. КОЛЛАПСЫ И РЕВАЙВАЛЫ В ДИНАМИКЕ ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА КВАНТОВОЙ ТОЧКИ <u>Е.А. Терещенков</u> , Е.С. Андрианов, В.Ю. Шишков, ИТПЭ РАН, МФТИ, ФГУП «ВНИИА» им. Н.Л. Духова	24
16. ОСОБЫЕ ТОЧКИ В ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРАХ С ДВУХДЕФЕКТНЫМ РЕЗОНАТОРОМ <u>Д.К. Высоких</u> , А.В. Дорофееенко, О.В. Бутов, ИТПЭ РАН, МФТИ, ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН	26
17. УЧЕТ ВЛИЯНИЯ СКИНИРОВАНИЯ НА СВЧ МАГНИТНУЮ ПРОНИЦАЕМОСТЬ <u>А.В. Осипов</u> , С.А. Маклаков, С.С. Маклаков, К.Н. Розанов, А.О. Ширяев, ИТПЭ РАН	27
18. ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАКСИМАЛЬНОЙ ШИРОКО- ПОЛОСНОСТИ ОДНОСЛОЙНЫХ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ <u>А.О. Ширяев</u> , К.Н. Розанов, ИТПЭ РАН	28
19. ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ СИНТЕЗА НА ДИНАМИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МЕЛКОДИСПЕРСНОГО ПОРОШКОВОГО ЖЕЛЕЗА, ПОЛУЧЕННОГО УЛЬТРАЗВУКОВЫМ СПРЕЙ-ПИРОЛИЗОМ <u>А.В. Артёмова</u> , С.С. Маклаков, А.О. Ширяев, И.В. Комаров, А.В. Осипов, Д.А. Петров, К.Н. Розанов, А.Н. Лагарьков, ИТПЭ РАН	30
20. ОПТИМИЗАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ КОМПОЗИТОВ С НЕСФЕРИЧЕСКИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ ПРИ ПОМОЩИ ИЗМЕНЕНИЯ ФОРМЫ ЧАСТИЦ <u>А.В. Долматов</u> , С.С. Маклаков, С.А. Маклаков, Д.А. Петров, А.Ю. Зарубина, А.О. Ширяев, А.В. Осипов, К.Н. Розанов, ИТПЭ РАН, МФТИ	32

21. ВЛИЯНИЕ БЛИЗОСТИ КОРОТКОЗАМЫКАТЕЛЯ ПОЛОСКОВОЙ ЛИНИИ К ИССЛЕДУЕМОМУ ОБРАЗЦУ НА ИЗМЕРЕНИЕ МАТЕРИАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ В КВАЗИ-ТЕМ ПРИБЛИЖЕНИИ <u>П.А. Иванов</u> , Д.А. Петров, К.Н. Розанов, ИТПЭ РАН	34
22. ПОПРАВКА К ПРИБЛИЖЁННЫМ ФОРМУЛАМ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ КОМПЛЕКСНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ СЛОЯ НЕМАГНИТНОГО МАТЕРИАЛА, РАСПОЛОЖЕННОГО НА ПРОВОДЯЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ <u>Д.А. Петров</u> , К.Н. Розанов, ИТПЭ РАН	36
23. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ОРГАНИЧЕСКИХ РАСТВОРИТЕЛЕЙ В СВЕРХШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ <u>А.Ю. Зарубина</u> , В.Н. Семенов, С.Г. Кибец, К.М. Басков, А.В. Репин, В.А. Чистяев, ИТПЭ РАН	38
24. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ СПИРТОВ В СВЧ ДИАПАЗОНЕ В.Н. Семенов, <u>А.В. Репин</u> , А.Ю. Зарубина, В.А. Чистяев, ИТПЭ РАН	40
25. ДИФФУЗНОЕ РАССЕЙАНИЕ СИСТЕМАМИ КВАЗИСЛУЧАЙНО РАСПОЛОЖЕННЫХ ОДНОТИПНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ <u>А.М. Лебедев</u> , Т.А. Фурманова, ИТПЭ РАН	42
26. СНИЖЕНИЕ ПОРОГА ПРОЯВЛЕНИЯ РАЗМЕРНОГО ЭФФЕКТА ПО ЧАСТОТЕ ЛИБО ПО РАЗМЕРУ УКРЫВАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ <u>А.М. Лебедев</u> , В.Н. Семенов, Т.А. Фурманова, И.И. Краснолобов, ИТПЭ РАН	44
27. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В РАБОЧЕЙ ЗОНЕ КОНИЧЕСКОЙ РБЭК С ДВУМЯ ИСТОЧНИКАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ <u>А.Д. Сахно</u> , Н.Л. Меньших, Н.Е. Шапкина, Н.П. Балабуха, ИТПЭ РАН, МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет	46
28. МОДЕЛЬ ПЛОСКОЙ ЛИНЗЫ <u>Д.П. Королев</u> , Д.Ю. Поддубный, Н.Л. Меньших, В.С. Солосин, МФТИ, ИТПЭ РАН, ПАО «ОАК» «ОКБ Сухого»	48
29. НАХОЖДЕНИЕ ДВУХПОЗИЦИОННОЙ ЭПР ОБЪЕКТА ПРИ ПОМОЩИ МОДИФИЦИРОВАННОГО МЕТОДА ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ ПРИ СКАНИРОВАНИИ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ <u>Д.А. Коняев</u> , Н.П. Балабуха, Н.Е. Шапкина, ИТПЭ РАН, МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, каф. математики	50
30. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ЗАДАЧИ ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ НА ТЕЛАХ С РЕБРАМИ <u>М.М. Шушарин</u> , И.Е. Могилевский, МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет	52

31. ОПТИМИЗАЦИЯ ТОЛЩИНЫ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ПЛАСТИНЫ, УСТАНОВ- ЛЕННОЙ НА ПИЛОНЕ В БЕЗЭХОВОЙ КАМЕРЕ <u>Е.Е. Евстафьев</u>, Н.Е. Шапкина, Н.Л. Меньших, МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, ИТПЭ РАН	54
32. ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ПЛАСТИНЫ НА ЕЁ ЭПР <u>Н.П. Балабуха</u>, <u>Н.Л. Меньших</u>, В.С. Солосин, ИТПЭ РАН	56
33. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА КОЛЛИМАТОРЕ СО СКРУГЛЕННЫМИ КРАЯМИ В ТРЕХМЕРНОМ СЛУЧАЕ <u>М.И. Пропой</u>, Ф.Б. Хлебников, Д.А. Коняев, Н.Е. Шапкина, А.Н. Боголюбов, МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, ИТПЭ РАН	58
34. ЮСТИРОВКА РЕФЛЕКТОРА КОЛЛИМАТОРА МАРК12 <u>С.А. Федоров</u>, В.С. Солосин, Н.Л. Меньших, ИТПЭ РАН	60
35. ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК КОЛЛИМАТОРА МАРК12 <u>Н.П. Балабуха</u>, <u>Е.В. Булычев</u>, Н.Л. Меньших, В.С. Солосин, С.А. Федоров, ИТПЭ РАН	62
36. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОЛЛИМАТОРА ДЛЯ ОЦЕНКИ ПОЛЯ В РАБОЧЕЙ ЗОНЕ <u>А.В. Никитенко</u>, А.С. Зубов, ИТПЭ РАН	64
37. РАЗРАБОТКА ЛИНЗОВОГО КОЛЛИМАТОРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ КОЭФИЦИЕНТА ЗЕРКАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ <u>Р.В. Гильмутдинов</u>, Н.Л. Меньших, С.А. Фёдоров, ИТПЭ РАН	66
38. РЕШЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАДАЧ РАССЕЯНИЯ НА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ В ПРИБЛИЖЕНИИ ФИЗИЧЕСКОЙ ОПТИКИ <u>А.М. Лебедев</u>, ИТПЭ РАН	68

**ДВАДЦАТЬ ЧЕТВЕРТАЯ ЕЖЕГОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ИТПЭ РАН**

Сборник тезисов докладов

Подписано в печать 05.23		Формат 60x84/16
Печать офсетная	Уч.-изд.л. 2,25	Усл.-печ.л 2,09
Тираж 100 экз.	Заказ № 39	

ОИВТ РАН 125412, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2