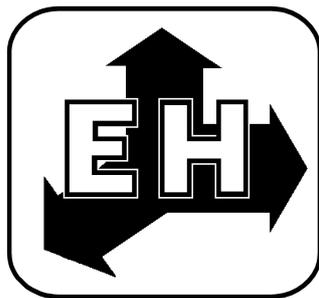


**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ПРИКЛАДНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
(ИТПЭ РАН)**



**ДВАДЦАТЬ ВТОРАЯ ЕЖЕГОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ИТПЭ РАН**

(Москва – 17 - 21 мая 2021 г.)

Сборник тезисов докладов

ДВАДЦАТЬ ВТОРАЯ ЕЖЕГОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ИТПЭ РАН

Сборник тезисов докладов.

Под редакцией д.ф.-м.н. В.Н. Киселя – М.: ИТПЭ РАН. 2021. 81 с.

Сборник содержит тезисы докладов, представленных на Двадцать второй 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 2020 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. Лагерьков
д.ф.-м.н. А.М. Мерзликин
д.ф.-м.н. А.Л. Рахманов
к.ф.-м.н. А.Т. Кунавин
М.Е. Жукова

МЕТОДИКИ КАРС И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

В.В. Миславский

ИТПЭ РАН

В данной работе будет сделан обзор различных методик, основанных на одном из нелинейных четырехфотонных процессов, именуемом когерентным антистоксовым рассеянием света (КАРС) [1]. Будут рассмотрены физические принципы и особенности применения. Основной упор в обзоре будет сделан на измерении параметров газовых потоков, таких как статическая температура, колебательная температура, скорость потока и прочее.

Возможность применения КАРС и родственных нелинейнооптических методов для количественного, качественного газоанализа и для газовой термометрии лежит в основе явления комбинационного рассеяния света. Суть метода КАРС состоит в возбуждении и фазировании в большом объеме вещества, в микроскопическом понимании, избранного комбинационно-активного молекулярного колебания с частотой Ω при помощи двух лазерных волн с частотами ω_1 , ω_2 таких, что $\omega_1 - \omega_2 = \Omega$ (фазирование происходит в области перекрытия лучей ω_1 , ω_2). На возбужденных и сфазированных таким образом молекулярных колебаниях может эффективно происходить рассеяние пробного луча с частотой ω в стоксову или антистоксову область, т. е. происходит процесс трехволнового смешения ω_s , $s = \omega \pm (\omega_1 - \omega_2)$ (в качестве пробной волны часто удобно использовать одну из волн накачки). Извлечение спектроскопической информации происходит путем анализа зависимости амплитуды (фазы, поляризации) принимаемого сигнала как функции разности сигналов накачки при частотной перестройке одного из них или обоих (ω_1 , ω_2).

ЛИТЕРАТУРА

[1] С.А. Ахманов, Н.И. Коротеев, УФН, том 123, вып. 3, 1977, С.405.

УСИЛЕНИЕ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКИМИ МЕТАПОВЕРХНОСТЯМИ

А.К. Сарычев¹, А.В. Иванов¹, А.Н. Лагарьков¹, И.А. Рыжиков¹,
И.В. Быков¹, К.Н. Афанасьев¹, Н.В. Бахолдин², М.С. Михайлов²,
А.Ф. Смык³, А.В. Шурыгин³, А.Н. Шалыгин⁴

¹ИТПЭ РАН

²НИУ «МЭИ»

³ООО "Джеймс Ривер Бранч"

⁴МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет

Проведена работа по изучению оптических свойств новых метаповерхностей, изготовленных из металлической нанопленки, нанесенной на периодически модулированную диэлектрическую подложку. Модулированные метаповерхности были сформированы на кремниевой подложке методом голографической литографии. Верхняя металлическая пленка состоит из слоя серебра толщиной 60 нм, который был нанесен испарением электронного пучка. Модулированные серебряные метаповерхности имеют период от 740 нм до 780 нм и глубину модуляции от 10 нм до 80 нм. Проведены измерения угловой зависимости коэффициента отражения от длины волны, которые демонстрируют возбуждение плазмонного резонанса. Экспериментально изучено усиление сигнала комбинационного рассеяния (КР). Метаповерхность была покрыта молекулами 4-меркаптофенилбороновой кислоты (4-МФБК), которые образуют прочные ковалентные связи с нанослоем серебра. Распределение максимумов сигнала гигантского комбинационного рассеяния (ГКР), генерируемых модулированной метаповерхностью, повторяет морфологию поверхности (Рис.1). Метаповерхность позволяет достичь коэффициента усиления ГКР на несколько порядков и получить стабильный сигнал с равномерным локальным распределением электрического поля по всей поверхности (Рис.2). Мы демонстрируем стабильный сигнал ГКР от 4-МФБК, иммобилизованного на метаповерхности.

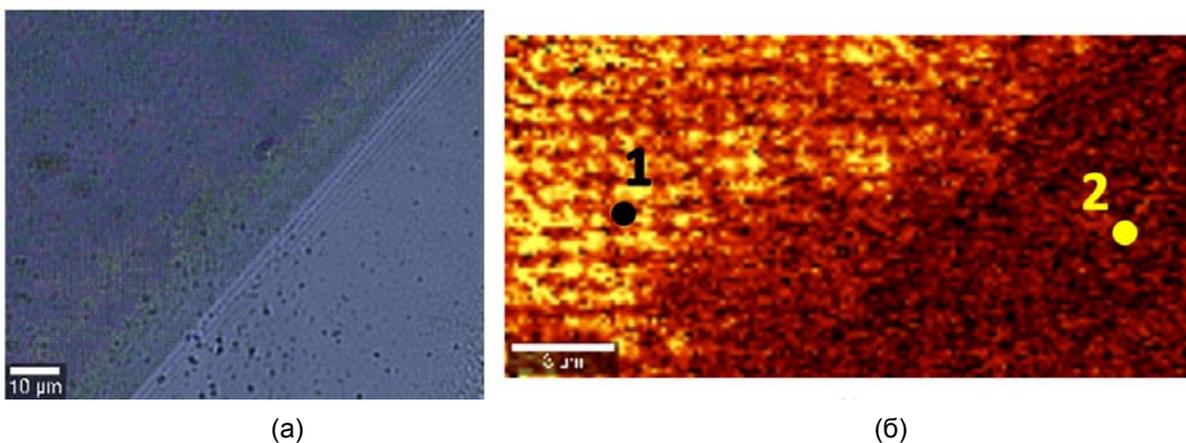


Рис.1. а) Оптическое изображение границы, разделяющей структуру и гладкую область. б) Картирование интенсивности сигнала КР в диапазоне стоксовых частот $1060-1110\text{ см}^{-1}$. Области 1 и 2 соответствуют структуре и гладкой области соответственно.

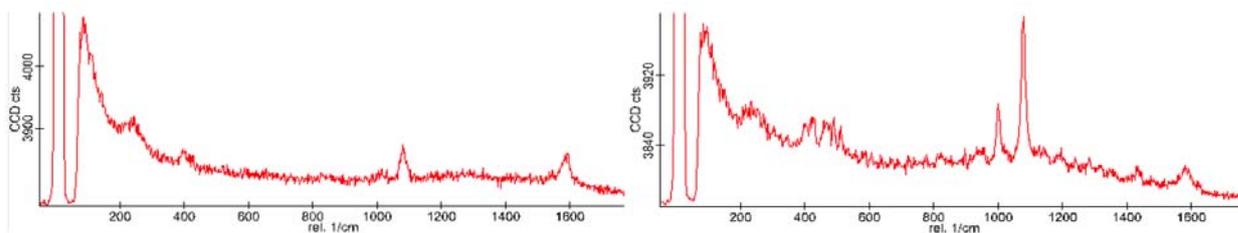


Рис.2. Спектры КР от 4-МФБК, нанесенной на метаповерхность в области 1 (а) и 2 (б).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-21-00080.

ТЕОРИЯ ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА В МОДУЛИРОВАННЫХ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

А.К. Сарычев, А.В. Иванов

ИТПЭ РАН

Проведено теоретическое исследование плазмонной генерации гигантского электромагнитного поля в модулированной металлической пленке, нанесенной на диэлектрическую пластину. Разработан метод конформных преобразований для нахождения усиленного электрического поля в плазмонных структурах, поддерживающих плазмонные резонансы.

Оригинальное (x,y) пространство преобразовывалось $(x,y) \rightarrow (u,v)$ так, что в (u,v) пространстве плазмонная структура, состоящая из металлических и диэлектрических областей, преобразуется в простейший вид. Локальное электрическое поле раскладывается по собственным функциям оператора Лапласа $f_k = A_k \exp(\pm ku) \exp(\pm kv)$, который остается инвариантным при конформных преобразованиях. Электрические поля сшиваются на границах отдельных областей, и мы получаем линейные уравнения для коэффициентов A_k . Таким образом удалось найти электрическое поле между металлическим или диэлектрическим цилиндром и металлической или диэлектрической пластиной. Полученные в таком квазиклассическом приближении результаты качественно и даже количественно согласуются с результатами полноформатного компьютерного моделирования. Это не удивительно, поскольку нас интересуют плазмонные системы, в которых электромагнитное поле концентрируется в наноразмерных областях, которые много меньше длины волны. Компьютерное моделирование во всех случаях проводилось методом конечных элементов. Показано, что локальное электрическое поле значительно усиливается и превышает падающее поле на два-три порядка по величине. Усиленное поле распространяется по решетке, достигая своих максимумов в углублениях поверхности.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-21-00080.

УВЕЛИЧИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПЛАЗМОННЫХ ВОЛОКОННЫХ СЕНСОРОВ С ПОМОЩЬЮ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ

Е.Д. Чубчев¹, К.А. Томышев², И.А. Нечепуренко¹,

А.В. Дорофеенко³, О.В. Бутов²

¹ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова

²ИРЭ РАН

³ИТПЭ РАН

В последнее время оптоволоконные сенсоры [1, 2] находят все больше применений. Сложный спектральный отклик таких сенсоров приводит к необходимости специальной обработки данных. В данной работе продемонстрировано применение методов машинного обучения [3] для обработки спектральных данных плазмонного волоконного сенсора на основе наклонной брэгговской решетки. Измерен отклик сенсора на изменение показателя преломления внешней среды, обеспеченное изменением концентрации изопропанола в воде, и продемонстрировано восстановление значений показателя преломления с точностью 1.9×10^{-5} RIU. Обученная по этим данным модель использована для анализа данных, полученных от аналогичного, но не идентичного сенсора, погруженного в чистую воду, показатель преломления которой изменялся путём изменения температуры воды. Продемонстрирована чувствительность на уровне 3×10^{-6} RIU к изменению показателя преломления воды.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *Tomyshev, K.A., et al.*, Journal of Applied Physics, Vol.124, 2018, P.113106.
- [2] *Shao, L.-Y., Y. Shevchenko, and J. Albert*, Optics Express, Vol.18, 2010, P.11464.
- [3] *C.M. Bishop*, Pattern recognition and machine learning. Springer, 2006.

МЕТОД КОЛИЧЕСТВЕННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГЛИКИРОВАННОГО АЛЬБУМИНА МЕТОДОМ ГКР

**И.А. Богинская¹, Н.Л. Нечаева², А.В. Иванов¹, И.Н. Курочкин²,
А.В. Еременко², И.А. Рыжиков¹, А.К. Сарычев¹, М.В. Седова¹,
А.Н. Лагарьков¹**

¹ИТПЭ РАН

²ИБХФ РАН

Гликированный сывороточный альбумин (ГСА) является известным биомаркером сахарного диабета [1]. Определение таких гликемических маркеров затруднено, особенно в условиях стационара, из-за строгих требований к чувствительности и воспроизводимости метода. Этот важный маркер может быть измерен различными способами. На сегодняшний день существует всего несколько работ о прямом определении гликированного альбумина [2]. Также всё большую популярность набирает объединение различных методов, например, импедансной спектроскопии в сочетании с иммуносенсорами [3] или комбинация ИК-Фурье-спектроскопии с методом нарушенного полного внутреннего отражения [4]. Такое сочетание методов обеспечивает лучшую селективность и чувствительность, но может сделать анализ более сложным и дорогим.

Нами предложен способ прямого быстрого количественного определения гликированного альбумина комбинацией метода ГКР и анализа полученных спектров методами параметрической статистики на самоорганизованных дископодобных подложках на основе серебра.

ГКР подложки были модифицированы 4-меркаптофенилбороной кислотой (4-МФБК) с концентрацией 1 г/л в воде в течение часа. Известно, что бороновые кислоты в щелочном буфере при $pH > 7$ переходят в заряженное состояние и способны присоединять гликановые группы. При этом спектр самой кислоты изменяется для полос колебаний при 416, 471, 999, 1021, 1072, 1589 cm^{-1} . Одновременно 4-МФБК образует ковалентную связь с серебром и ее ГКР спектры характеризуются высокой амплитудой. Этот факт позволил предположить, что мы сможем детектировать ГКР спектр модифицированной кислоты после воздействия на нее гликированного альбумина. Полученные спектры можно будет сравнить со спектрами контроля (ГКР спектрами 4-МФБК после воздействия на нее негликированного сывороточного альбумина, СА) с помощью метода главных компонент (МГК). А для определения количественного содержания ГСА может быть использован метод частичных наименьших квадратов (ЧНК), позволяющий построить аналог калибровочной зависимости, так называемый прогноз концентрации от типа спектра.

Был проведен эксперимент по описанной схеме. Водные растворы ГСА с заданной физиологически обусловленной концентрацией до 25% масс. и раствор СА в щелочном буфере с pH=8 были высажены в виде капель на ГКР подложки, предварительно обработанные 4-МФБК в условиях влажной камеры, и выдержаны в течение 1 часа. Затем подложки были промыты раствором буфера. В следах обработки были измерены спектры ГКР в количестве не менее 20 шт. со временем накопления 10 сек и мощности лазера 20% от максимальной на спектрометре комбинационного рассеяния ВWтес. Полученные спектры были обработаны (обрезаны в спектральном диапазоне 350 – 1750 см⁻¹, вычтена базовая линия с помощью полиномиального алгоритма и подвергнуты векторной нормировке по полосе колебаний при 1072 см⁻¹) и проанализированы методом ГК и ЧНК. Была построена концентрационная калибровочная зависимость, с помощью которой было оценено содержание ГСА у контрольной группы. Полученный результат сравнивался с результатом, полученным в лаборатории INVITRO. Было показано хорошее совпадение результатов с контрольным независимым определением содержания ГСА в плазме крови.

Таким образом, была разработана методика быстрого и недорогого определения ГСА в плазме крови на основе метода ГКР с использованием методов параметрической статистики.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *M. Koga et al.*, Endocr. J., Vol.57, №9, 2010, P.751.
- [2] *N.C. Dingari et al.*, PLoS One., Vol.7, №2, 2012, P.e32406.
- [3] *N. Bohli et al.*, Talanta., Vol.184, 2018, P. 507.
- [4] *Y. Li. et al.*, Spectrochim. Acta - Part A Mol. Biomol. Spectrosc., Vol.187, 2018, P.20124.

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ УРОВНЯ ГЛИКИРОВАНИЯ АЛЬБУМИНА С ПОМОЩЬЮ
ЧИСЛЕННЫХ МЕТОДОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭФФЕКТА ГКР**
**Р.Р. Сафиуллин¹, И.А. Богинская², Е.А. Слипченко², Б.Д. Тонанайский¹,
И.А. Рыжиков², М.В. Седова¹, И.Н. Курочкин³**

¹МФТИ (НИУ)

²ИТПЭ РАН

³ИБХФ РАН

Гликированный сывороточный альбумин (ГСА) используется в качестве маркера гликемического статуса людей с диабетом. Быстрое определение его концентрации по спектру комбинационного рассеяния (ГКР) является подводящей задачей к практическому применению этого биологического маркера.

Процесс конформации этого белка зависит от внешних факторов [1], которые, исходя из многократного повторения эксперимента, влияют на его воспроизводимость. На данном этапе не удалось уменьшить это воздействие, и потому в дальнейшем будем предполагать, что выбранный нами диапазон концентраций (0 – 25% масс.) основан на данных одного эксперимента, и разделение проходит в этих пределах.

На сегодняшний день методы анализа данных успешно применяются в различных областях науки и индустрии. Поэтому нами был выбран путь построения математической модели для анализа спектров смесей белков для дальнейшей автоматизации определения концентраций белков.

ГКР спектры разных соотношений альбумина и гликированного альбумина, измеренные на ГКР-активной серебряной подложке в высушенных каплях растворов, в чистом виде содержат шумы и выбросы. Последние, в связи с небольшим объемом данных, удалялись вручную. Для снижения их вклада в эффективность метода были использованы различные техники. В них входят: вычитание базовой линии из спектра [2] и алгоритм Савицкого-Голая для сглаживания шумов и определения первой производной [3]. Такое сочетание вкпе с нормировкой данных показало наилучший результат при разделении смесей.

Полученный массив размеченных данных разбили на обучающую и тестовую часть для дальнейшего использования в задачах классификации и построения калибровочной кривой. Для классификации был выбран линейный дискриминантный анализ (ЛДА), который хорошо себя показывает в задачах, связанных со спектрами [4,5]. В результате скользящего контроля получили модель с показателем точности многоклассового классификатора 80 ± 12 %. Для калибровки был выбран метод частных наименьших квадратов (ЧНК), также широко используемый в спектроскопии [6]. Несмотря на

интервалы между измеренными концентрациями в обучающем наборе, модели удалось установить зависимость, и ее результаты попадали в 95% доверительный интервал построенной калибровки.

Таким образом, была начата разработка модели для быстрого определения ГСА в плазме крови на основе метода ГКР с использованием методов анализа данных.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Acta Crystallogr F Struct. Biol. Commun., 2014 Jan 1; 70(Pt 1), P.2-20.
- [2] Applied Optics, V.57, Issue 20, P.5794-5799 (2018).
- [3] Appl Spectrosc, 2006, 60(12), P.1358-67.
- [4] Food Research International, V.51, Issue 2, May 2013, P.924-928.
- [5] Smart Cities, 2020, 3(3), P.767-792.
- [6] EPJ Techniques and Instrumentation, V.2, 2015, Article number: 8.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ОСАЖДЕНИЕ ИЗ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ АЛЬБУМИНА НА ГКР-АКТИВНЫЕ ПОДЛОЖКИ

Е.А. Слипченко, И.А. Богинская, М.В. Седова,

К.Н. Афанасьев, И.А. Рыжиков

ИТПЭ РАН

Для обнаружения белков в низких концентрациях часто используют метод гигантского поверхностно усиленного комбинационного рассеяния (ГКР). Одним из актуальных направлений развития метода является разработка новых подложек, которые будут реализовывать более эффективное и селективное увеличение амплитуды спектров ГКР белков. Однако для обнаружения спектров комбинационного рассеяния белка с низкой концентрацией (менее 1 мкг/мл) необходимо проводить пробоподготовку, которая обеспечивает формирование белка в такой конформации с поверхностью, при которой спектр ГКР имеет максимальную амплитуду и селективность, не разрушается структура белка и достигается необходимая концентрация аналита в зоне анализа. Это может быть реализовано с помощью использования различных физических методов пробоподготовки, например лазерного или ультразвукового воздействия, электрического поля. Данная работа направлена на изучение влияния электрического поля на осаждение белка альбумина в малых концентрациях из водного раствора на ГКР-активные подложки на основе планарных пленок серебра.

Экспериментальный стенд включал в себя блок питания постоянного тока с электродами, в качестве которых выступали ГКР-активные подложки на основе пленок серебра с наноразмерным рельефом на стеклянной основе, к которым припаивались контакты из стальной проволоки. Раствор белка в деионизованной воде объемом 10 мкл с концентрацией белка 0,1-10 мкг/мл был помещен между электродами с помощью дозатора переменного объема Eppendorf. Потом подавалось напряжение в течение заданного времени. Для выявления оптимальных параметров процесса был проведен ряд экспериментов с различными параметрами напряжения и времени. После воздействия тока подложки промывались деионизованной водой. Толщина рабочего слоя серебра на подложках составляла 100 нм. Подложки были получены электронно-лучевым испарением серебра в вакууме на предметное стекло. Использовалось два типа подложек, в одном из них серебро наносили на подслой из хрома толщиной 30 нм.

Анализ спектров полученных проб белка на подложках с использованием хрома и без использования хрома проводили с помощью спектрометра на основе конфокального микроскопа WITec на длине волны

возбуждения 785 нм, мощности лазера 1,25 мВт и времени накопления 5 секунд. На каждом образце было измерено не менее 20 спектров. В качестве контроля эксперимент проводили с чистой деионизованной водой при аналогичных условиях.

Полученные спектры были обработаны (обрезаны в спектральном диапазоне 300 – 1700 см⁻¹, вычтена базовая линия с помощью полиномиального алгоритма, проведена векторная нормировка по полосе при 697 см⁻¹ для подложек без хрома и по полосе при 362 см⁻¹ для подложек с хромом) и проанализированы с помощью метода главных компонент. Анализ показал, что спектры, полученные в экспериментах с использованием белка, значительно отличаются от контроля.

Визуальные наблюдения показывают сильное изменение морфологии подложек в местах проведения эксперимента. Исследование с помощью интерференционного микроскопа ZygoNewView 7300 показало формирование агрегатов из серебра, аналита и, возможно, ряда оксидов на поверхности подложек. Такой характер управляемого электрическими параметрами и временем процесса формирования морфологии дает возможность использования метода для количественного определения белка в пробе, в отличие от метода прямого высушивания на воздухе. Построение калибровочных зависимостей показало, что они имеют линейный характер для ряда экспериментов.

Таким образом, были впервые проведены эксперименты по определению содержания белка альбумина в водном растворе с использованием метода ГКР с пробоподготовкой в электрическом поле. Перспективность использования такого метода выражается в сокращении времени пробоподготовки и возможности проведения количественных измерений.

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ РЕШЕТКИ ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН С ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ 90%

А.И. Игнатов¹, А.М. Мерзликин²

¹ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова

²ИТПЭ РАН

На примере объемных голограмм в виде пространственной модуляции диэлектрической проницаемости диэлектрического слоя на поверхности металла, используемых для возбуждения поверхностной плазмон-поляритонной моды, продемонстрирован голографический метод, позволяющий создавать решетки для возбуждения поверхностных волн с эффективностью до 90% по мощности. Данные решетки требуют оптимизации только по двум параметрам. Показано, что предложенный голографический метод позволяет естественным образом создавать брэгговский отражатель с одной стороны от возбуждающей решетки для перенаправления плазмон-поляритонной волны, возбужденной в противоположном требуемому направлении, в случае падающей по нормали на решетку возбуждающей волны. Расположение созданного с помощью голографического метода брэгговского отражателя автоматически согласовано по фазе относительно возбуждающей решетки, учитывая относительные фазы плазмон-поляритонных волн, возбуждающихся на решетке в направлениях влево и вправо.

Для сравнения с голографическими решетками были рассмотрены обычно используемые периодические решетки вертикальных прорезей в диэлектрическом слое с диэлектрической проницаемостью, модулированной вдоль решетки и не изменяющейся в направлении перпендикулярно плоскости подложки. Было показано, что максимальная эффективность подобных решеток, оптимизированных по трем параметрам (контраст диэлектрической проницаемости, длина решетки и период решетки) составила 34.0%.

Таким образом, голография представляет собой естественный способ для создания решеток для возбуждения различных оптических поверхностных волн при небольшом количестве оптимизируемых параметров, и притом имеющих высокую эффективность.

На рис. 1 приведен пример голографической решетки и решетки вертикальных прорезей для возбуждения плазмон-поляритонной поверхностной волны.

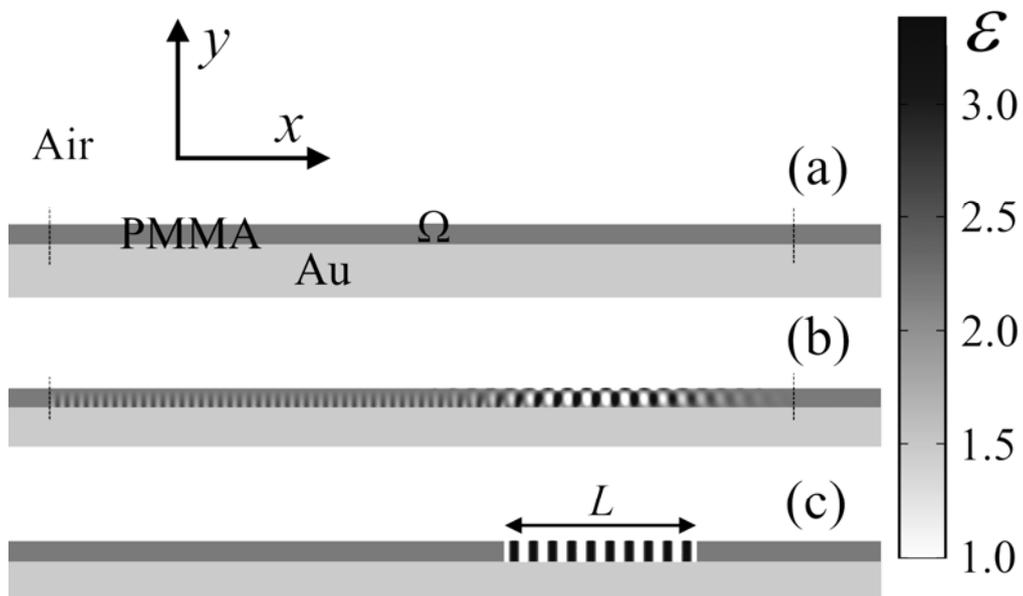


Рис. 1. (а) Исходная структура без решетки: слой полимера PMMA на поверхности золота. (б) В слое PMMA в области Ω (ограниченной вертикальными пунктирными линиями) записана оптимизированная голографическая решетка. В левой части решетки видно брэгговское зеркало. (с) В слое PMMA записана оптимизированная периодическая решетка вертикальных прорезей. Цветовая шкала в слое PMMA показывает диэлектрическую проницаемость. Возбуждающий Гауссов пучок падает сверху вдоль оси y . Голограмма и решетка позволяют возбудить плазмон-поляритонную волну, распространяющуюся вправо от решетки.

НЕМАТИЧЕСКАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В ДОПИРОВАННЫХ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРАХ

А.Л. Рахманов¹, Р.Ш. Акзянов^{1,2}, А.Ю. Кунцевич³, Д.А. Хохлов^{2,4},

А.В. Капранов⁴

¹ИТПЭ РАН

²ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова

³ФИАН им. П.Н. Лебедева

⁴МФТИ (НИУ)

Имеются многочисленные экспериментальные доказательства существования нематической сверхпроводимости с векторным триплетным по спину параметром порядка в легированных топологических изоляторах. В частности, недавние эксперименты прямо свидетельствуют об этом [1]: в высококачественных монокристаллах легированного топологического изолятора $\text{Sr}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ было обнаружено, что верхнее критическое магнитное поле H_{c2} обладает осевой симметрией второго порядка в базальной плоскости и зависит от знака деформации кристалла. В растянутых образцах максимум H_{c2} достигается, когда магнитное поле лежит в базальной плоскости перпендикулярно оси деформации. В сжатых образцах этот максимум наблюдается, когда поле в плоскости направлено вдоль оси деформации. Следует отметить, что уже малая деформация порядка 0.001-0.01% приводит к анизотропии критического поля 2-5. Данный результат естественным образом объяснен нами в рамках теории нематической сверхпроводимости [1].

Сильное влияние даже малой деформации на свойства топологического сверхпроводника связан с определяющей ролью ряда симметрий для возникновения такого типа сверхпроводимости. В рамках теории Гинзбурга-Ландау нами показано, что при переходе из нормального состояния в сверхпроводящее в образце должна возникать спонтанная деформация. Она снижает пространственную симметрию исходно не деформированного сверхпроводника от D_6 до нематической D_2 [2]. Видимо, этот эффект также наблюдался в эксперименте [1]. Триплетное по спину спаривание электронов обуславливает ряд необычных магнитных свойств топологических сверхпроводников. Так, при определенных условиях при переходе в сверхпроводящее состояние одновременно может возникнуть ферромагнетизм, что совершенно невозможно в сверхпроводниках с обычным синглетным спариванием. Данный эффект также наблюдался экспериментально.

Однако, с точки зрения микроскопической теории сверхпроводимости происхождение фазы с триплетным нематическим параметром порядка в

легированных топологических изоляторах является загадкой. В своей основополагающей работе [3] по симметрии параметра порядка в топологических изоляторах Фу и Берг показали, что однокомпонентный параметр порядка всегда более выгоден, чем векторный нематический. Мы проанализировали сверхпроводящие свойства объемных состояний легированного топологического изолятора [4]. В низкоэнергетическом разложении гамильтониана системы по импульсам мы учли слагаемые третьего порядка по импульсу или так называемые гексагональные искажения поверхности Ферми. Они возникают при учете реальной гексагональной симметрии кристаллической решетки топологических изоляторов. В работе [3] авторы пренебрегли этим эффектом, рассматривая только линейные по импульсу слагаемые в гамильтониане. Нами было показано, что эффект гексагональных искажений поверхности Ферми (то есть, учет симметрии кристаллов) стабилизирует наблюдаемую экспериментально нематическую спин-триплетную сверхпроводящую фазу со спариванием типа E_u . Нематический параметр порядка открывает полную щель в электронном спектре. Температурная зависимость этой щели демонстрирует поведение, отличающееся от предсказаний стандартной теории БКШ. Величина щели и тип симметрии сверхпроводящего параметра порядка сильно зависят от уровня допирования. Полученные результаты сравниваются с имеющимся в литературе экспериментом.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] A.Yu. Kuntsevich, M.A. Bryzgalov, R.S. Akzyanov, V.P. Martovitskii, A.L. Rakhmanov, Yu.G. Selivanov, Phys. Rev. B, Vol.100, 2019, id 224509.
- [2] R.S. Akzyanov, A.V. Kapranov, A.L. Rakhmanov, Phys. Rev. B, Vol.102, 2020, id 1009505(R).
- [3] L. Fu and E. Berg, Phys. Rev. Lett. , Vol.105, 2010, id 097001.
- [4] R.S. Akzyanov, D.A. Khokhlov, A.L. Rakhmanov, Phys. Rev. B, Vol.102, 2020, id 094511.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДОПИРОВАННЫХ КУПРАТОВ

Н.А. Бабушкина¹, А.А. Владимиров², К.И. Кугель³, Н.М. Плакида²

¹НИЦ «Курчатовский институт»

²ОИЯИ

³ИТПЭ РАН

Проанализированы экспериментальные данные по температурной зависимости электросопротивления электронно-допированных купратов $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-\delta}$ в широком интервале значений концентрации церия $0.12 \leq x \leq 0.20$. Показано, что в широкой области температур выше сверхпроводящего перехода в основном наблюдается квадратичная зависимость электросопротивления от температуры, величина которой резко уменьшается при концентрациях $x \geq 0.17$.

Теоретический анализ на основе микроскопической теории в рамках t - J модели для сильно коррелированных электронов показывает, что квадратичная зависимость электросопротивления от температуры определяется рассеянием электронов на спиновых возбуждениях. Для их описания предложена модель антиферромагнитных (АФМ) спиновых флуктуаций в парамагнитной фазе, интенсивность которых зависит от АФМ корреляционной длины. Полученная квадратичная зависимость электросопротивления от температуры хорошо согласуется с экспериментальными данными [1].

ЛИТЕРАТУРА

[1] Н.А. Бабушкина, А.А. Владимиров, К.И. Кугель, Н.М. Плакида, ЖЭТФ, Т.158, 2020, С. 714.

**ФАЗОВОЕ РАССЛОЕНИЕ В СОСТОЯНИИ С ВОЛНОЙ
СПИНОВОЙ ПЛОТНОСТИ В ПОДКРУЧЕННОМ ДВУХСЛОЙНОМ ГРАФЕНЕ
ПРИ МАГИЧЕСКОМ УГЛЕ ПОДКРУТКИ**

А.О. Сбойчаков¹, А.В. Рожков¹, А.Л. Рахманов¹, Ф. Нори²

¹ИТПЭ РАН

²Center for Emergent Matter Science, RIKEN, Wako-shi, Saitama, Japan

В работе теоретически исследуется подкрученный двухслойный графен при т.н. магическом угле подкрутки $\theta \approx 1.1^\circ$. Без учета взаимодействия рассматриваемая система характеризуется наличием четырех почти вырожденных плоских зон вблизи уровня Ферми. Электрон-электронное взаимодействие снимает данное вырождение и стабилизирует некий параметр порядка в системе. Мы предполагаем, что возникающий параметр порядка является волной спиновой плотности [1]. В работе исследуется эволюция состояния с волной спиновой плотности при допировании. Мы показываем, что в области концентраций, в которой существует рассматриваемый параметр порядка, однородное состояние системы может быть неустойчиво по отношению к фазовому расслоению [2]. А именно, зависимость химпотенциала от допирования немонотонна, что согласуется с недавними экспериментами [3]. Фазы в неоднородном состоянии характеризуются четным числом ($\nu=0, \pm 2, \pm 4$) электронов приходящихся на одну сверхячейку. Это позволяет объяснить некоторые особенности поведения проводимости системы с допированием [4,5].

ЛИТЕРАТУРА

- [1] A.O. Sboychakov, *et. al*, Phys. Rev. B., Vol.102, 2020, P.155142.
- [2] А.О. Сбойчаков, *и др.*, Письма в ЖЭТФ, Т.112, 2020, С.693-699.
- [3] A Kerelsky, *et. al.*, Nature, Vol.572, 2019, P.95.
- [4] Y. Cao, *et. al.*, Nature, Vol.556, 2018, P.43.
- [5] X. Lu, *et al.*, Nature, Vol.574, 2019, P.653.

МОЖЕТ ЛИ ДВУСЛОЙНЫЙ АА ГРАФЕН СТАТЬ ЧЕТВЕРТЬ-МЕТАЛЛОМ?

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

ИТПЭ РАН

Совершенствование методов создания и исследований твердотельных систем позволяет задуматься о реализации и диагностике многоэлектронных состояний с экзотическими квантовыми числами, например, топологическими или спиновыми. В последнее время в рамках теоретических и экспериментальных исследований графена поднимается вопрос о стабилизации состояний с нетривиальными «долинными» свойствами.

«Долина» – это термин из физики полупроводников. Электронной долиной называют минимум кинетической энергии электрона внутри зоны Бриллюэна. Долина не обязательно единственна. Кроме электронных, могут быть и дырочные долины, соответствующие максимумам кинетической энергии. Так как при понижении температуры система стремится к состоянию с минимальной энергией, электронные состояния вблизи долин напрямую влияют на физические свойства кристаллического вещества при достаточно низких температурах. Поскольку зависимость кинетической энергии от квазиимпульса определяется взаимодействием электрона с ионной решеткой, количество долин внутри зоны Бриллюэна, их взаимосвязь и симметричные свойства во многом связаны с особенностями и симметрией ионной решетки.

В графене и близких двумерных кристаллах с гексагональной решеткой имеются две долины, переходящие друг в друга при некоторых операциях симметрии (долины в графене переходят друг в друга под действием обращения времени или под действием отражений относительно определенных кристаллических осей и др. преобразований). В равновесии при достаточно больших температурах обе долины заполнены электронами одинаковым образом, что гарантирует высокую симметричность равновесного многоэлектронного ансамбля. В частности, у любого электрона в таком ансамбле есть три симметричных «партнера»: еще три электрона с той же энергией, но с противоположными значениями спиновой проекции и/или «долинного» квантового числа («долинное» квантовое число – это бинарный индекс, характеризующий волновую функцию электрона в графене; значение этого индекса указывает на то, в окрестности какой долины находится импульс электрона).

Хорошо известно, что при понижении температуры межэлектронное взаимодействие может привести к спонтанному возникновению термодинамического состояния с пониженной симметрией (это случается, например, в момент фазового перехода в сверхпроводящую,

антиферромагнитную или какую-нибудь другую упорядоченную фазу электронной материи). Опираясь на эту логику, в данном докладе мы обсуждаем возможность спонтанного нарушения «долинной» и спиновой симметрий в двуслойном AA графене при низких температурах. Мы применим формализм, развитый нами ранее в работах [1,2], к электронной жидкости в AA графене. При низкой температуре нелегированный AA графен испытывает переход в антиферромагнитное состояние, предсказанное в работах [3,4]. В докладе будет продемонстрировано, что при легировании данная антиферромагнитная фаза может приобрести новые свойства. А именно, проведенные расчеты указывают, что при некоторых естественных ограничениях, наложенных на межэлектронное взаимодействие, все внесенные в образец при легировании электроны сконцентрируются в одной долине, оставляя вторую свободной от «лишних» носителей. Иными словами, фаза со спонтанно нарушенной междолинной симметрией более выгодна термодинамически, чем высокосимметричное состояние с равномерным распределением электронов по долинам.

В отличие от родительской антиферромагнитной фазы, которая является диэлектриком, легированный AA графен становится проводником. Однако, из-за несимметричного распределения внесенных электронов между долинами поверхность Ферми оказывается «поляризованной» по долинному индексу. Детальный анализ демонстрирует наличие дополнительной поляризации поверхности Ферми по еще одному квантовому числу, связанному со спином носителей. Из-за такой двойной поляризации лишь четвертая часть всей исходной поверхности Ферми оказывается доступной для переноса электрического тока. Поэтому данную фазу естественно называть четверть-металлом, по аналогии с полу-металлом, в котором доступна половина состояний высокотемпературной поверхности Ферми.

В докладе будут кратко обсуждаться условия стабильности четверть-металлического состояния, а также свойства новой фазы в контексте современных исследований в области спинтроники.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] A.V. Rozhkov *et al.*, Phys. Rev. Lett., Vol.119, 2017, P.107601.
- [2] A.L. Rakhmanov *et al.*, Phys. Rev. B, Vol.98, 2018, P.155141.
- [3] A.L. Rakhmanov *et al.*, Phys. Rev. Lett., Vol.109, 2012, P.206801.
- [4] A.O. Sboychakov *et al.*, Phys. Rev. B, Vol.87, 2013, P.121401.

ВЛИЯНИЕ БЕСПОРЯДКА НА ПОПЕРЕЧНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В ВЕЙЛЕВСКИХ ПОЛУМЕТАЛЛАХ

Я.И. Родионов¹, К.И. Кугель¹, Б.А. Аронзон², Ф. Нори³

¹ИТПЭ РАН

²ФИАН им. П.Н. Лебедева

³Center for Emergent Matter Science, RIKEN, Wako-shi, Saitama, Japan

Теоретически исследована зависимость поперечной магнитопроводимости вейлевского полуметалла от типа потенциала беспорядка.

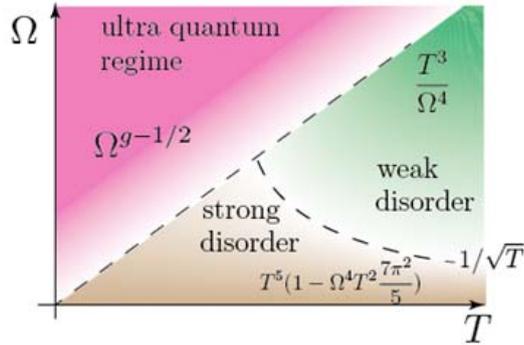


Рис. 1 Фазовая диаграмма, описывающая поведение магнитопроводимости в вейлевском полуметалле. Магнитное поле: $\Omega \sim \sqrt{H}$

Верхняя левая область: нетривиальный скейлинг магнитопроводимости от магнитного поля в ультраквантовом пределе, g – степень спада

потенциала беспорядка на малых расстояниях: $U(r) = \alpha r^{-1-2g}$

Показано, что тип беспорядка сильно влияет на зависимость магнитопроводимости от магнитного поля и температуры. Детально исследованы два предельных случая: (1) ультраквантовый режим, когда магнитное поле настолько сильное, что только нулевой и первый уровень Ландау дают вклад в магнитотранспорт, (2) квазиклассический предел (слабое магнитное поле), когда основной вклад в магнитотранспорт приходит с уровней Ландау с высоким порядковым номером уровня. Строгий диаграммный подход позволил получить выражения для компонент тензора электрической проводимости в обоих предельных случаях. В отличие от упрощенного случая дельта-коррелированного беспорядка, длинноволновый потенциал беспорядка (включая случай кулоновских примесей) вводит дополнительный масштаб, меняя таким образом геометрию и физику задачи. Показано, что магнитосопротивление может отличаться от линейного как функция магнитного поля для некоторого класса примесных потенциалов.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Ya.I. Rodionov, K.I. Kugel, B.A. Aronzon, Franco Nori, Phys. Rev. B, vol. 102, 2020. Id. 205105.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАМЕН УГЛЕВОДОРОДОВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ

В.В. Миславский^{1,2,3}, Н.Л. Александров³, А.Ю. Стариковский⁴,

В.В. Губернов²

¹ИТПЭ РАН

¹ФИАН им. П.Н. Лебедева

³МФТИ (НИУ)

⁴Princeton University, New Jersey, USA

В данной работе проводилось исследование структуры метановоздушного пламени при разных режимах горения. Для этого была создана плоская пористая горелка цилиндрической формы, диаметром 15 мм. Горелка содержит часть с пористым наполнением и набор капилляров, внутренний диаметр которых составляет 0,2 мм.

Было измерено распределение температуры в пламени методом тонковолоконной пирометрии для стационарных режимов горения. Полученные данные представляют калибровочные измерения для дальнейшего сопоставления с КАРС измерениями температуры.

Проведено измерение зависимости молярной концентрации радикала ОН от расстояния до поверхности горелки и от режима горения. Измерения проводились с помощью ЛИФ методики. Длина волны возбуждения 281 нм (переход А-Х (0,1)), ЛИФ сигнал регистрировался на длине волны 313 нм (переход А-Х (0,0) и (1,1)).

Экспериментальные результаты сравнивались с данными, полученными прямым численным счетом на основе модели с детальным механизмом реакции GRI.

Также методами эмиссионной спектроскопии были выполнены измерения времени жизни возбужденных состояний молекул и ионов азота, соответствующих второй положительной и первой отрицательной системам его излучения. Измерения проводились в смесях молекулярного азота с углеводородами в послесвечении повторяющегося высоковольтного наносекундного разряда. В результате обработки данных, полученных при вариации состава газовых смесей и их давления, были определены константы скорости тушения возбужденных состояний азота при столкновениях с молекулами углеводородов. Верификация проводилась по общеизвестным опубликованным данным [1].

ЛИТЕРАТУРА

[1] F. Valk et al., J. Phys. D: Appl. Phys., vol.43, 2010, P.385202.

ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ИНВЕРСИИ НАСЕЛЕННОСТИ

И.В. Доронин^{1,2,3}, А.А. Зябловский^{1,2,3}, Е.С. Андрианов^{1,2,3},
А.А. Пухов^{1,2,3}, А.П. Виноградов^{1,2,3}

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (НИУ)

³ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова

Исследовано поведение активных частиц и электромагнитного (ЭМ) поля в микрорезонаторе в режиме сильной связи [1]. Показано, что в такой системе при отрицательной инверсии населенности активной среды наблюдается параметрическая неустойчивость к периодической модуляции некогерентной накачки. Скорость параметрической раскачки резонансным образом зависит от частоты модуляции накачки.

При достаточной амплитуде модуляции скорости накачки параметрическая раскачка превосходит потери в системе и приводит к экспоненциальному росту выходной мощности со временем, ограниченному лишь нелинейными процессами в активной среде. Динамика выходной мощности и инверсии населенности активных частиц в рассматриваемой системе изображены на рис. 1 и 2, соответственно. Видно, что раскачка колебаний электромагнитного поля происходит при отрицательных значениях инверсной населенности активной среды [1]. Численное моделирование на основе уравнений Максвелла-Блоха с шумом показывает [2], что ширина линии генерируемого излучения оказывается на два порядка меньше ширины линии излучения обычного одномодового лазера при той же интенсивности излучения. Продемонстрировано, что дополнительное уменьшение ширины линии излучения обусловлено неортогональностью собственных состояний системы «ЭМ поле – активная среда» вблизи особой точки [2].

Таким образом, показано, что в режиме сильной связи между электромагнитным полем и активной средой можно реализовать генерацию когерентного излучения при отрицательных значениях инверсной населенности.

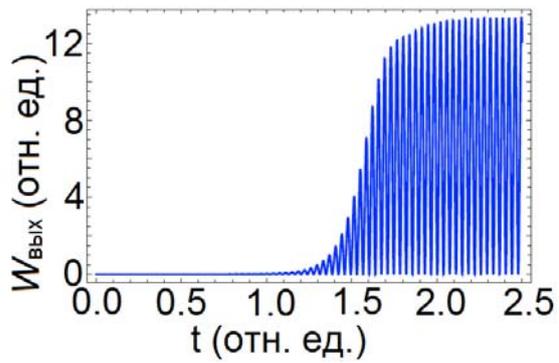


Рис. 1. Зависимость мощности выходного излучения от времени в параметрически раскачиваемом лазере.

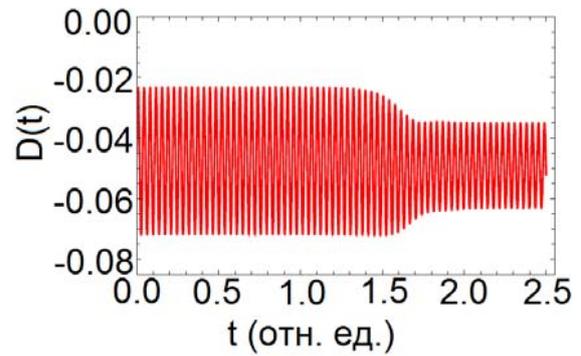


Рис. 2. Зависимость инверсии населенности от времени в параметрически раскачиваемом лазере.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *I.V. Doronin, et al. Phys. Rev. A vol. 100, iss. 2, 2019. P.021801.*
- [2] *I.V. Doronin, et al. Opt. Express vol. 29, iss. 4, 2021. P.5624-5634.*

**МОДЕЛЬ ДЛЯ ОПИСАНИЯ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ
КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК**

**Е.А. Терещенков^{1,2,3}, Е.С. Андрианов^{1,2,3}, А.А. Зябловский^{1,2,3},
А.П. Виноградов^{1,2,3}**

¹ИТПЭ РАН,

²МФТИ (НИУ)

³ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова

Коллоидные квантовые точки являются одним из основных видов активной среды, используемой для микро- и нанолазеров. Главным их недостатком является низкий коэффициент усиления, $\sim 100\text{см}^{-1}$. Однако в недавней работе [1] было показано, что несколько слоёв коллоидных квантовых точек CdSe демонстрируют высокий коэффициент усиления, 6000см^{-1} . Также в ходе эксперимента выяснилось, что коэффициент усиления максимален для небольшого числа слоев, а с ростом интенсивности накачки происходит смещение той частоты, на которой наблюдается максимум интенсивности излучения.

Для объяснения этих экспериментальных данных была использована модель, развитая в работе [2]. Именно, предполагалось, что электронная степень свободы квантовой точки представляет собой двухуровневую систему (ДУС). Индуцируемый накачкой электрический дипольный момент параметрическим образом возбуждает колебания ядер (виброны) квантовой точки. Динамика системы может быть описана следующей системой уравнений:

$$\frac{d\sigma}{dt} = -(i\omega_\sigma + \gamma_\sigma)\sigma - ig\sigma(b + b^*) + i\Omega D e^{-i\omega t} \quad (1)$$

$$\frac{db}{dt} = -(i\omega_v + \gamma_v)b - ig \frac{D+1}{2} \quad (2)$$

$$\frac{dD}{dt} = -(\gamma_p + \gamma_D)(D - D_0) + 2i\Omega(\sigma e^{i\omega t} - \sigma^* e^{-i\omega t}) \quad (3)$$

Здесь $\hat{\sigma}^\dagger$ и $\hat{\sigma}$ - операторы повышения и понижения ДУСа, \hat{b}^\dagger и \hat{b} - операторы рождения и уничтожения вибронов, ω_σ - частота ДУСа, ω_v - частота вибронных колебаний, $\gamma_\sigma, \gamma_D, \gamma_v, \gamma_p$ - поперечная и продольная скорости релаксации ДУСа, скорость затухания вибронов и скорость накачки, соответственно, g - константа взаимодействия ДУСа и вибронов, D - оператор инверсии населенности ДУСа, D_0 - инверсия, создаваемая накачкой, Ω - константа взаимодействия внешнего поля и ДУСа, ω - частота внешнего поля.

Данная модель предсказывает смещение частоты, на которой наблюдается максимум спектра излучения, относительно частоты ДУСа:

$$\Delta\omega = -\frac{\omega_v g^2 (D_o + 1)}{\omega_v^2 + \gamma_v^2} \quad (4)$$

Из этого выражения следует, что смещение зависит от величины накачки ДУСа и константы взаимодействия ДУСа и вибронов (константы Флериша), что подтверждается экспериментом. Спектры излучения ДУСа при различных константах взаимодействия электронной и ядерной степенями свободы изображены на рис. 1.

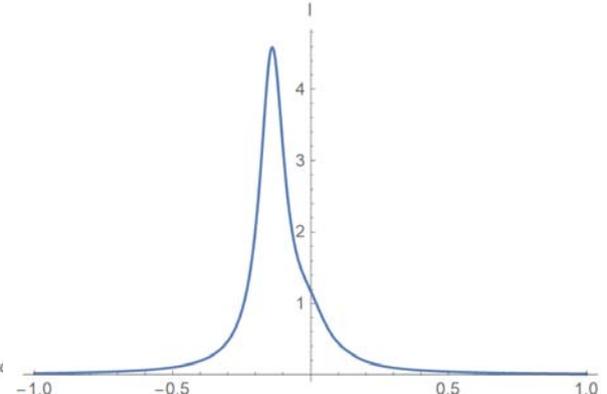
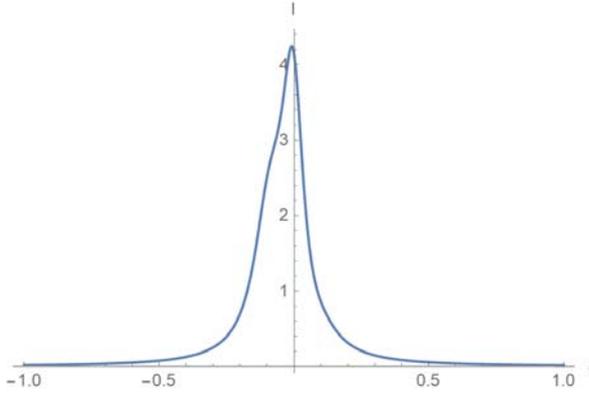


Рис. 1. Спектр излучения при $g=0.03$ **Рис. 2.** Спектр излучения при $g=0.05$

Также установлено, что амплитуда спектра пропорциональна константе Фрелиха. Таким образом, большая константа Фрелиха может объяснять высокий коэффициент усиления.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *B. Guzelturk et al.*, Nano Letters, vol.19, 2019, P. 277.
- [2] *V.Yu. Shishkov et. al.*, Phys. Rev. A., vol.100, 2019, P. 053838.

МЕХАНИЗМ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ

В.Ю. Шишков^{1,2,3}, Е.С. Андрианов^{1,2,3}, А.А. Пухов^{1,2}, А.П. Виноградов^{1,2,3},

С.Н. Орлов⁴, Ю.Н. Поливанов⁴, В.И. Фабелинский⁴, Д.Н. Козлов⁴,

В.В. Смирнов⁴, А.А. Лисянский⁵

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (НИУ)

³ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова

⁴ИОФ РАН

⁵Department of Physics, Queens College of the City University of New York

В экспериментах SERS, в которых в качестве подложек используются плазмонные наноструктуры (рис. 1), в спектре рассеяния присутствует широкий фон [1], который обычно называют фотолюминесценцией. Этот фон существует как выше, так и ниже частоты падающей волны. Низкочастотная часть этого фона похожа на спектр рассеяния плазмонной наночастицы, а высокочастотная часть близка к распределению Гиббса [1].

В данной работе разработана теория, которая объясняет экспериментально наблюдаемые особенности как в высокочастотной, так и в низкочастотной частях спектра фотолюминесценции с единой точки зрения. Показано, что фотолюминесценция связана с каскадным бриллюэновским рассеянием падающей волны на металлических фонах в условиях плазмонного резонанса [2]. Теория хорошо согласуется с измерениями во всем диапазоне частот фона, рис. 2

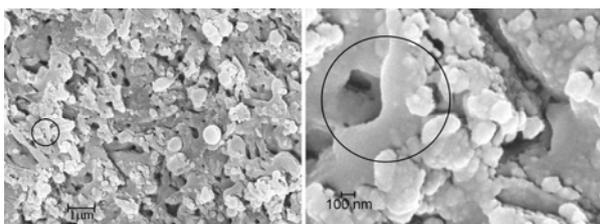


Рис. 1. СЭМ изображения поверхности серебряной плёнки. Черный круг показывает область, которая облучается лазером

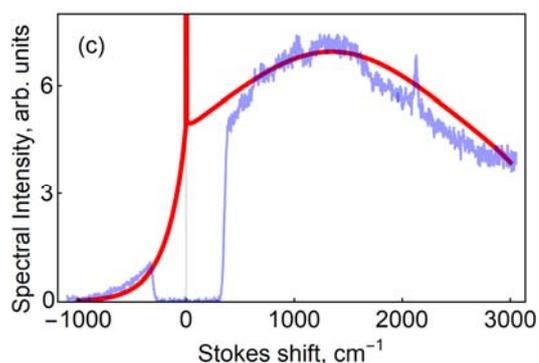


Рис. 2. Теоретическая (красная линия) и экспериментальная (голубая линия) зависимости рассеянного света от длины волны

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *J.T. Hugal, J.J. Baumberg*, Nano Letters, vol. 15, 2015. P.2600.
[2] *V.Yu. Shishkov et al.*, Phys. Rev. B, vol. 103, 2021. P.035408.

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ
И.В. Доронин^{1,2,3}, А.А. Зябловский^{1,2,3}, Е.С. Андрианов^{1,2,3},
А.А. Пухов^{1,2}, А.П. Виноградов^{1,2,3}

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (НИУ)

³ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова

Рассмотрена активная среда, представленная двухуровневыми атомами, в произвольном окружении. Получено условие начала лазерной генерации в такой системе [1]. Показано, что для лазера с активной средой, сосредоточенной в субволновом объеме (например, для плазмонного лазера [2]), пороговое значение накачки принимает вид [1]:

$$D_{\text{порог}} = \gamma_{\perp} / N\gamma_{\text{сп}},$$

где $\gamma_{\text{сп}}$ – скорость спонтанного излучения для единичного атома активной среды, γ_{\perp} – скорость поперечной релаксации активной среды, N – полное число атомов активной среды. Из полученного выражения следует, что влияние окружения на порог генерации сводится к увеличению скорости спонтанного излучения $\gamma_{\text{сп}}$ (и, как следствие, к уменьшению порога) пропорционально фактору Парселла, F_p .

Таким образом, лазерная генерация возможна в огромном классе систем, которые не сводятся к Фабри-Перо резонатору или плазмонной частице. В частности, даже скопление атомов в субволновом объеме в пустом пространстве может генерировать когерентное излучение (Парселл фактор пустого пространства равен 1). Наличие резонатора не требуется для лазерной генерации, и лишь уменьшает лазерный порог за счет эффекта Парселла. Получить значение Парселл фактора выше 1 можно в системах без резонатора, например, размещая активную среду на расстоянии половины длины волны от диэлектрической поверхности с высоким показателем преломления, или помещая активную среду в волновод с низкой групповой скоростью.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] I.V. Doronin, et al. Sci. Rep., Vol.11, 2021, P.4197.
[2] R.F. Outlon, et al. Nature, Vol.461, iss. 7264, 2009, P.629-632.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ СИСТЕМ С СИЛЬНОЙ СВЯЗЬЮ

Т.Т. Сергеев^{1,2,3}, А.А. Зябловский^{1,2,3}, Е.С. Андрианов^{1,2,3},

А.А. Пухов^{1,2}, А.П. Виноградов^{1,2,3}

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (НИУ)

³ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова

Рассматривается система из двух взаимодействующих осцилляторов, каждый из которых связан со своим резервуаром. С помощью квантовой теоремы регрессии [1], был вычислен спектр заданной системы. Было показано, что поведение спектра в зависимости от коэффициента связи между осцилляторами имеет общие черты с теорией Ландау фазовых переходов [2]: существует некоторое критическое значение коэффициента связи, которое определяет характер спектра. При связи слабее критической в спектре наблюдается один пик лоренцовского типа, а при связи сильнее критической наблюдается непрерывное расщепление спектра на два пика. Максимум спектра взаимодействия определяется многочленом четвертой степени:

$$\Phi(\omega) = \Phi_0 - 2(\Omega^2 - \Omega_{cr}^2)\omega^2 + \omega^4$$

Видно сходство данной функции с функцией потенциала, фигурирующей в теории Ландау [2]. В нашем случае спектр обратно пропорционален функции Φ . Ниже приведены графики спектра для четырёх различных значений коэффициента связи.

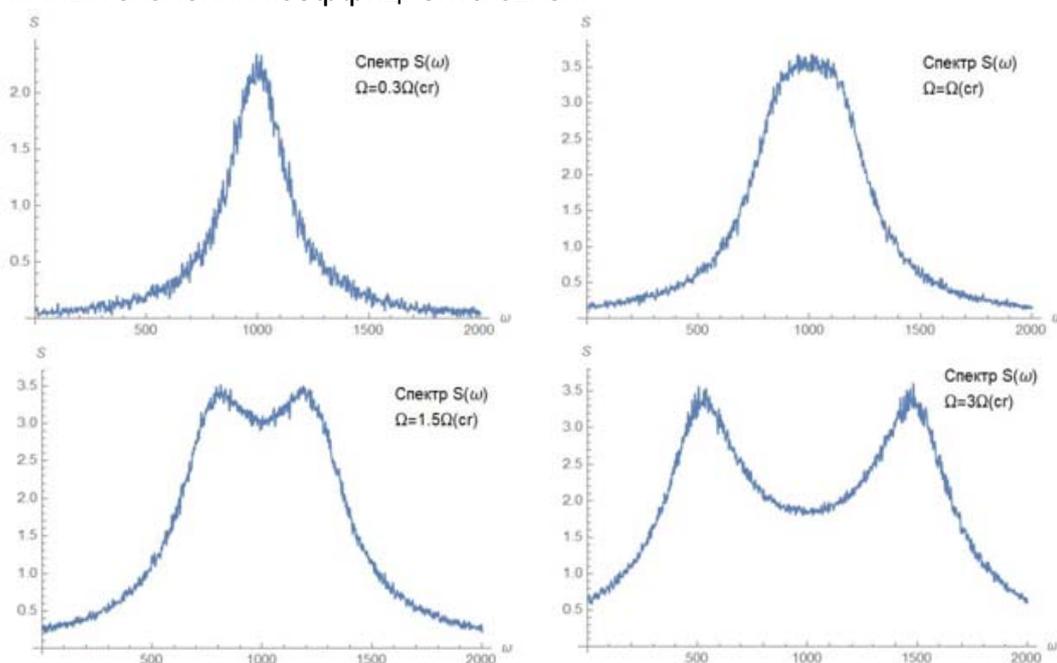


Рис. 1. Графики спектра S полученные при численном моделировании.

Как видно из графиков, спектр расщепляется. Известно, что в системах с сильной связью существует особая точка (exceptional point, EP). Это точка, в которой собственные значения совпадают, а собственные вектора коллинеарны. Предполагалось, что спектр будет расщепляться именно в особой точке. Здесь показано, что спектр расщепляется не в особой точке, а в отличной от EP критической точке, которая находится из условия минимума Φ .

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *Е.С. Андрианов, А.П. Виноградов, А.А. Пухов* Лекции по квантовой оптике. М.: МФТИ, 2018. 207 с.
- [2] *Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц* Статистическая физика. Часть 1. М.: Физматлит, 2002

МОДЕРНИЗАЦИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ИТПЭ РАН

В.Н. Кисель

ИТПЭ РАН

В рамках выполнения прикладной НИР была осуществлена модернизация вычислительного комплекса ИТПЭ РАН. Целью соответствующего проекта было доведение вычислительной мощности и ресурсов комплекса до таких величин, которые позволили бы выполнить расчеты по обеспечению необходимых радиотехнических характеристик изделия, разрабатываемого заказчиком.

Модернизация проходила при техническом и экономическом сопровождении ИТПЭ РАН и состояла в закупке нового многопроцессорного вычислительного комплекса (МВК-2) и в присоединении его к существующему вычислительному оборудованию ИТПЭ РАН (МВК-1) посредством сети передачи данных Ethernet. В результате вычислительные ресурсы, которыми располагает ИТПЭ РАН, многократно возросли. В частности, производительность вычислительного комплекса выросла в несколько десятков раз, а объем доступной оперативной памяти увеличился на порядок и составил около 10 Тбайт (таблица 1):

Таблица 1 – Основные аппаратные характеристики комплексов

Параметры и компоненты	МВК-1 (2013 г.)	МВК-2 (2020 г.)
Количество счетных узлов × количество ядер узла = общее количество выч.ядер	6 × 16 = 96	20 × 36 = 720
Объем оперативной памяти счетных узлов, Гбайт	192 × 6 = 1 152	512 × 20 = 10 240
Процессоры счетного узла Тактовая частота ядра, ГГц	2×Intel Xeon e5-2660 2,2	2×Intel Xeon Gold 6240 2,6 (баз.) – 3,9 (турбо)
Системная шина Скорость передачи данных	Infiniband, QDR до 40 Гбит/с	Infiniband, EDR до 100 Гбит/с
Производительность, TFLOPS	0,27	2,4
Пиковая, 1-го счетного узла	1,6	40
Пиковая, кластера	0,216	2,0
На тесте Linpack, 1-го узла	1,3	36
На тесте Linpack, кластера		

Комплекс функционирует на базе операционной системы Red Hat Enterprise Linux 7.8, установлено необходимое прикладное программное обеспечение: пакет электродинамического моделирования Altair FEKO 2020.1, средство разработки программного обеспечения Intel Parallel Studio XE Cluster Ed.: Fortran, C++ (2020), системные средства технического сопровождения и мониторинга кластера. В состав обновленной части комплекса (МБК-2), помимо вычислительного кластера, входят три рабочие станции, функционирующие в среде Windows и оснащенные графическими ускорителями NVIDIA Quadro GV100 VCQGV100-PB 32 GB. В результате в настоящий момент ИТПЭ РАН располагает вычислительным комплексом, близким аналогом которого является суперкомпьютер, установленный в ФТИ им. А.Ф. Иоффе (г. Санкт-Петербург) и входящий под номером 46 в рейтинговый список TOP-50 суперкомпьютеров СНГ (редакция 33 от 21.09.2020 г.).

В докладе подробно раскрываются основные технические характеристики комплекса, рассматриваются приемы организации работы с максимально рациональным использованием ресурсов оборудования. Приводятся примеры расчетов, демонстрирующие полученный прирост производительности, и даются рекомендации по эффективной организации вычислений.

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯ В БЭК ПРОИЗВОЛЬНОЙ
ФОРМЫ СО СТЕНКАМИ, ПОКРЫТЫМИ ОДНО- И
ДВУХПЕРИОДИЧЕСКИМ РПМ, В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ 1 - 10 ГГц**
Н.П. Балабуха, А.С. Зубов, А.В. Никитенко
ИТПЭ РАН

В настоящее время все более актуальными становятся задачи численного моделирования, позволяющие решать обратные задачи синтеза и оптимизации. Особенное значение в экономическом смысле такие задачи имеют в случае проектирования измерительных комплексов, например, комплексов для измерения характеристик рассеяния электромагнитного поля на различных объектах или измерения диаграмм направленности антенн [1, 2]. В данной работе рассмотрена численная модель для оценки поля в рабочей зоне безэховой камеры произвольной формы. С помощью этой модели возможно при заданной форме безэховой камеры и заданном расположении радиопоглощающего материала оптимизировать положение облучающей антенны, а также выбрать ее характеристики.

Поле в рабочей зоне складывается из прямого поля облучателя и полей, отраженных от стенок БЭК. Поле от облучателя задается диаграммой направленности. Для расчета поля, отраженного радиопоглощающим материалом в заданном направлении (θ, φ) , задача сводится к постановке задачи метода связанных волн [3] следующим способом: амплитуда поля определяется диаграммой направленности, а направление вектора E – условиями:

$$(k, E) = 0$$
$$(k, E, e_x) = 0$$

Вектор e_x в последнем выражении задает поляризацию. Для ортогональной поляризации в последнем выражении необходимо использовать вектор e_y .

Решение этой задачи методом связанных волн дает величину коэффициента отражения с наперед заданной точностью. Это решение возможно как для одно-, так и для двухпериодического материала. Если же допустить, что величина отраженного поля слабо зависит от угла φ , то скорость расчета становится меньше 0.1 секунды на стандартном персональном компьютере, что позволяет в таком допущении использовать алгоритм как прямой при решении обратной задачи – оптимизации.

На основе разработанной модели была создана программа, реализующая алгоритм расчета поля в рабочей зоне камеры. В качестве примера на рис. 1 приведены результаты расчетов для рупорной камеры на частоте 2 ГГц. Размеры прямоугольной части камеры – 10x10x10 м, длина

рупорной части – 15 м, облучатель выдвинут из фокуса на 1 м. В качестве облучателя использовалась рупорная антенна П6-23. Приведено сечение, параллельное задней стенке камеры и находящееся от нее на расстоянии 3.5 м.

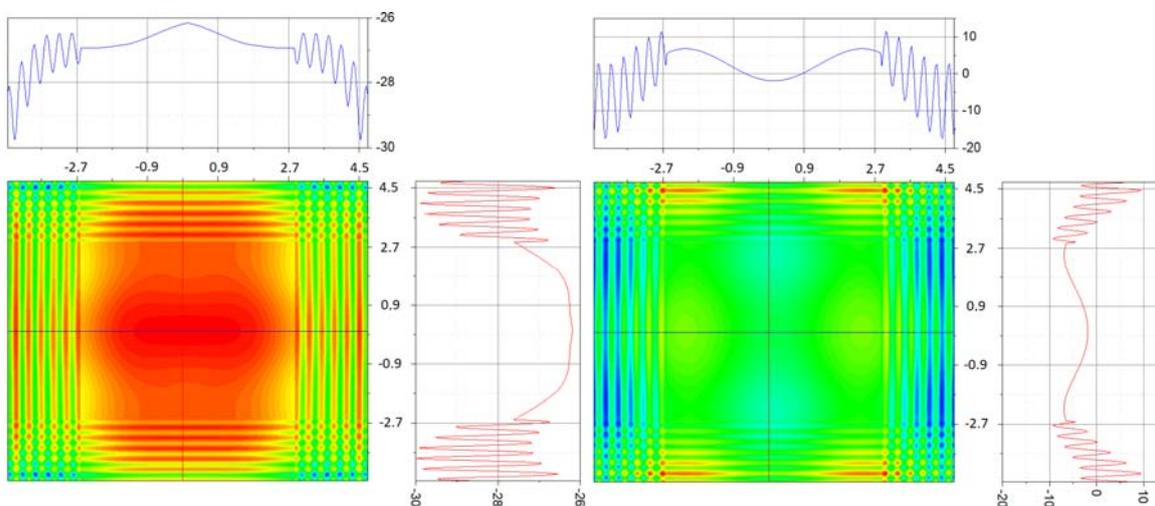


Рис. 1. Слева – распределение амплитуды в рабочей зоне, дБ. Справа – распределение фазы в рабочей зоне, град.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния. М.:Наука, 2007.
- [2] L. Hemming, Electromagnetic Anechoic Chambers: A Fundamental Design and Specification Guide, Wiley-Interscience, John Wiley and Sons and IEEE Press. Piscataway, New Jersey, 2002.
- [3] А.В. Никитенко, А.С. Зубов, Е.В. Булычев. 3D моделирование электромагнитного рассеяния на рпм методом связанных волн. // Журнал Радиоэлектроники (электронный журнал), 2014, № 12.
<http://jre.cplire.ru/jre/dec14/15/text.pdf>

УВЕЛИЧЕНИЕ УГЛОВОГО ДИАПАЗОНА НА СТЕНДЕ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ БИСТАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯНИЯ

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

ИТПЭ РАН

В ИТПЭ РАН разработан стенд для измерения двухпозиционной диаграммы рассеяния малогабаритных объектов [1]. Механическая часть стенда состоит из поворотного стола с малоотражающей колонной, на которой устанавливается объект измерения, и двух антенн на платформах, как показано на рис. 1. Платформы с антеннами перемещаются по рельсам по окружности радиусом 2 м и жестко связаны с осью вращения.

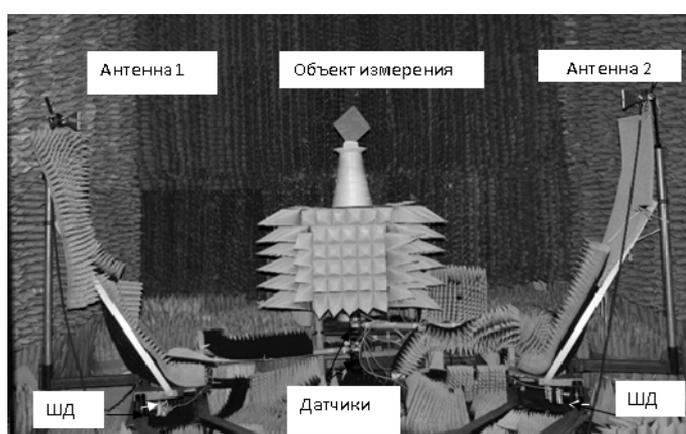


Рис. 1. Стенд для измерения бистатических характеристик.

При измерении бистатических характеристик объекта возникают погрешности, связанные с краевыми эффектами на ребрах пластины, неровностью пластины, нестабильностью фона и другими факторами. Важным фактором является прямое прохождение сигнала между антеннами (рис. 2), который сильно зависит от бистатического угла.



Рис. 2. Пути сигналов для малых (а) и больших (б) бистатических углов.

С ростом бистатического угла путь прямого прохождения сигнала от передатчика к приемнику увеличивается и при бистатическом угле в 180° будет равен пути сигнала, отраженного от объекта. При скользящем падении волны на материал эти сигналы становятся практически неотличимы. Для

многих исследуемых объектов эти углы имеют наибольший интерес, в связи с чем на стенде диапазон бистатических углов был расширен до 170° .

Важной частью процесса измерения является вычитание сигнала при отсутствии объекта на колонне (фона). При этом платформы с антеннами позиционируются с небольшой погрешностью для каждого угла измерения. Это небольшое отличие в положении антенн при измерении отражения от объекта и фона приводит к дополнительной погрешности при комплексном вычитании сигналов. Зная, где во временной области располагается сигнал прямого прохождения между антеннами, сопоставляем измеренные сигналы для объекта и фона во временной области, придавая небольшой сдвиг по времени сигналу фона [2]. При некотором сдвиге амплитуда во временной области сигнала прямого прохождения станет минимальной. При этом сдвиге создается файл «синтезированного» фона. На рис. 3 показаны временные диаграммы при вычитании фона и «синтезированного» фона для бистатического угла 148° .

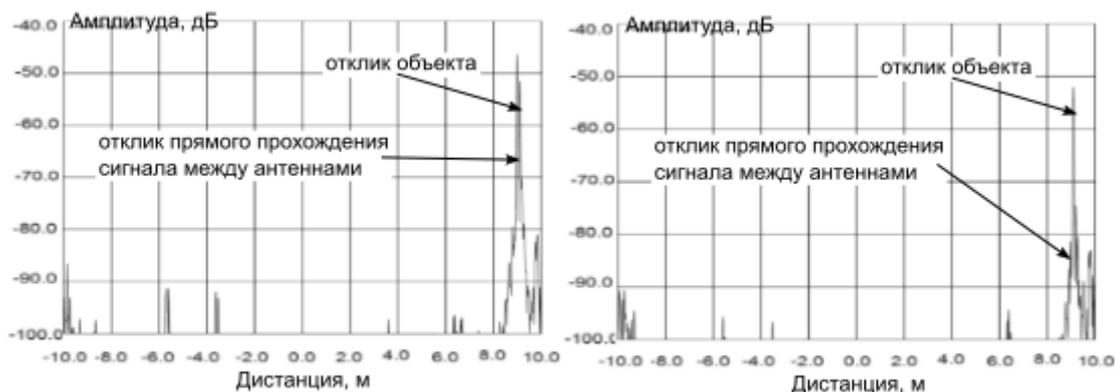


Рис. 3. Временные диаграммы при вычитании сигналов отражения от материала и фона (а) и «синтезированного» фона (б).

Использование метода «синтезированного» фона позволило уменьшить ошибки, связанные с прямым прохождением сигнала на больших бистатических углах, вплоть до 170° . Отличие расчетов, сделанных в пакете программ FEKO (методом моментов), от экспериментальных данных для металлической пластины составляет $\pm 1,5$ дБ.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Федоров С.А., Меньших Н.Л. Измерительный комплекс для определения параметров двухпозиционного рассеяния ЭМВ. VI Микроволновая конференция, Москва, 27-29 ноября 2018.
- [2] Fedorov S.A., Gilmudinov R.V., Menshikh N.L. Reducing Error of Position When Measuring the Bistatic Reflection Coefficient // 2020 7th All-Russian Microwave Conference (RMC), P.276-278.

СРАВНЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЕЙ В РАБОЧЕЙ ЗОНЕ РУПОРНОЙ КАМЕРЫ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ И ГИПЕРБОЛИЧЕСКОЙ ЛИНЗ

Н.П. Балабуха, Н.Л. Меньших, В.С. Солосин

ИТПЭ РАН

Рупорные безэховые камеры (РБЭК) используются для радиофизических измерений в диапазоне метровых волн. Однако для исследования эффективной площади рассеяния (ЭПР) объектов и диаграмм направленности (ДН) антенн в широком диапазоне частот необходима корректировка фазы с помощью линзы [1]. Т.к. прохождение волны через линзу немного увеличивает неравномерность распределения амплитуды поля в рабочей зоне вследствие дифракционных и других эффектов, то выбор оптимальной конструкции линзы является важным этапом проектирования РБЭК.

В данной работе рассмотрены диэлектрические линзы двух геометрий – эллиптическая и гиперболическая – с одинаковыми фокусными расстояниями и одинакового поперечного размера, выполненные из одного и того же материала, установленные в апертуре рупорной части РБЭК.

Гиперболическая линза представляет собой осесимметричную линзу, одна из поверхностей которой плоская, а вторая – гиперболическая. Эллиптическая линза также осесимметрична и имеет первую поверхность сферическую, а вторую – эллиптическую. Обе линзы установлены в раскрыве рупорной части камеры, имеющей длину 15 метров. Фокусные расстояния линз выбраны больше длины рупора [2], чтобы достичь наибольшего размера рабочей зоны камеры, и чтобы при этом распределение фазы оставалось в допустимых пределах (не более 20 градусов). Поперечные размеры линз составляют 4 метра. Линзы имеют просветляющий слой на обеих поверхностях, что позволило обеспечить плавный переход к свободному пространству. Размер линз по просветляющему слою составляет 4,5 м. Диапазон рабочих частот камеры составляет 100 МГц – 1 ГГц.

На рис.1 представлены распределения амплитуды и фазы поля в поперечном сечении РБЭК, проходящем через центр рабочей зоны, при частоте 400 МГц. Из графиков видно, что практически нет разницы между распределениями полей после гиперболической и эллиптической линзы. В сечениях в начале рабочей зоны распределение поля после эллиптической линзы имеет несколько меньшую неравномерность распределения амплитуды. В сечениях в конце рабочей зоны неравномерность распределения амплитуды поля меньше у гиперболической линзы.

Распределения фазы после обеих линз также очень близки друг к другу.

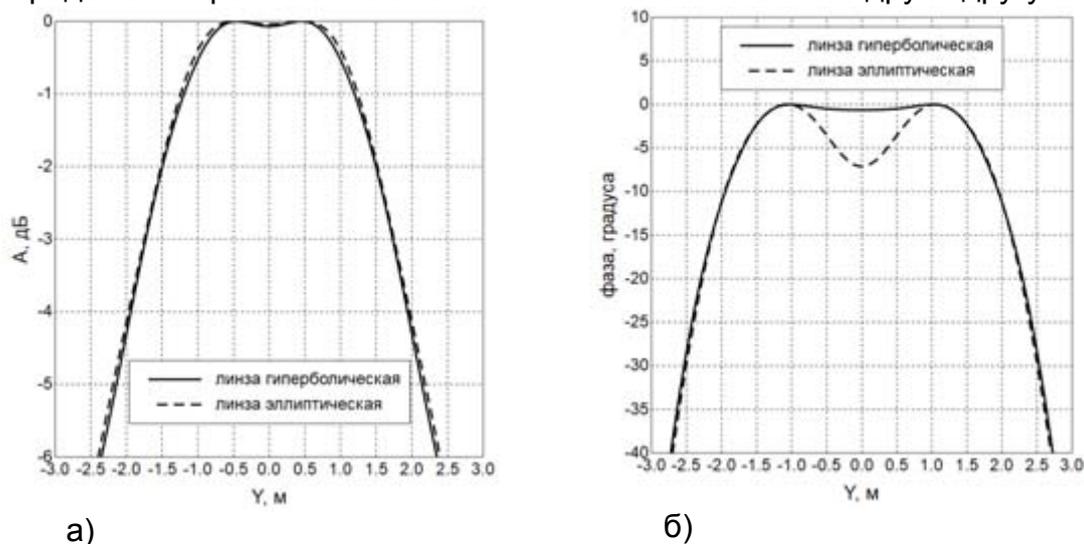


Рис.1. Распределения амплитуды и фазы поля в поперечном сечении, проходящем через центр рабочей зоны камеры, при частоте 400 МГц.

На более высоких частотах распределения амплитуды поля ведут себя схожим образом, а вот неравномерность распределения фазы поля после эллиптической линзы становится меньше, чем после гиперболической.

Исследования не выявили явного преимущества в использовании эллиптической или гиперболической линз при прочих равных условиях (фокусное расстояние, параметры материала, поперечный размер), но задача поиска оптимальной конструкции линзы для данной РБЭК остается открытой.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Балабуха Н.П., Меньших Н.Л., Солосин В.С. Математическое моделирование электромагнитных характеристик рупорной безэховой камеры. *Антенны*, 2015, №9, с.61-66.
- [2] Балабуха Н.П., Меньших Н.Л., Солосин В.С. Моделирование распределения электромагнитного поля в рабочей зоне рупорной безэховой камеры с линзой. *Антенны*, 2017, №2, с.42-49.

ВЛИЯНИЕ КРАЕВЫХ ЭФФЕКТОВ НА ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ЗЕРКАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ

Р.В. Гильмутдинов¹, Н.Л. Меньших^{1,2}, С.А. Федоров²

¹МФТИ (НИУ)

²ИТПЭ РАН

В последнее время в литературе наметилась четкая тенденция увеличения числа работ, посвященных бистатистическим исследованиям свойств объектов. При измерении характеристик рассеяния материалов возникает множество побочных параметров, не позволяющих получить приемлемую точность результатов. При измерении значений зеркального модуля коэффициента отражения (МКО) исследуется методом замещения плоский образец материала конечных размеров, в результате чего полученная информация характеризуется не только материалом, но и размерами, формой, ориентацией образца в пространстве. Например, диаграммы обратного рассеяния для квадратного образца зависят от ориентации ребер квадрата относительно поляризации падающей волны [1].

В данной работе определялись погрешности, возникающие за счет краевых эффектов при измерении МКО и при нахождении угла Брюстера. Рассматривалось влияние краевых эффектов на характеристики рассеяния образцов материалов с различной геометрией. Полученные значения МКО сравнивались с результатами аналитических расчетов по формулам Френеля [2] для плоского бесконечного слоя материала, расположенного на проводящей подложке.

Исследование бистатистических рассеивающих свойств образцов модельных материалов в зависимости от частоты и угла падения проводилось методом интегральных уравнений. Были созданы компьютерные модели в программе FEKO для двух квадратных образцов со сторонами 10 см и 20 см. Образец состоит из слоя диэлектрика с материальными параметрами, не зависящими от частоты: с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 5 + i5$ (model1) и с $\epsilon = 10 + i10$ (model2), толщиной 10 мм, находящегося на подложке из идеального проводника толщиной 2 мм. Назовём форму образца ромбом, когда стороны квадрата образуют угол 45° с вектором \mathbf{E} , а формой квадрат – случай, когда вектор \mathbf{E} параллелен двум сторонам квадрата.

Численное моделирование проводилось следующим образом: на исследуемый объект падает плоская линейно-поляризованная волна. Для каждого угла падения волны рассчитывается поле, зеркально отраженное от объекта. Сигнал, отраженный от металлической пластины такого же размера, является нормировочным. Численное моделирование бистатистических

параметров рассеяния проводилось в диапазоне частот 3-12 ГГц с шагом 500 МГц и при углах падения и отражения в диапазоне 0-80° от нормали с шагом 1°.

На рисунке 1 изображены графики зависимости МКО различных геометрий двух образцов на основе двух модельных диэлектриков. Значения МКО для геометрий образца одного размера согласуются между собой. Значение угла Брюстера больших пластин совпадает с аналитическим, при этом провал более глубокий у конечных пластин. Отличия между аналитическими и численными кривыми обуславливаются только краевыми эффектами.

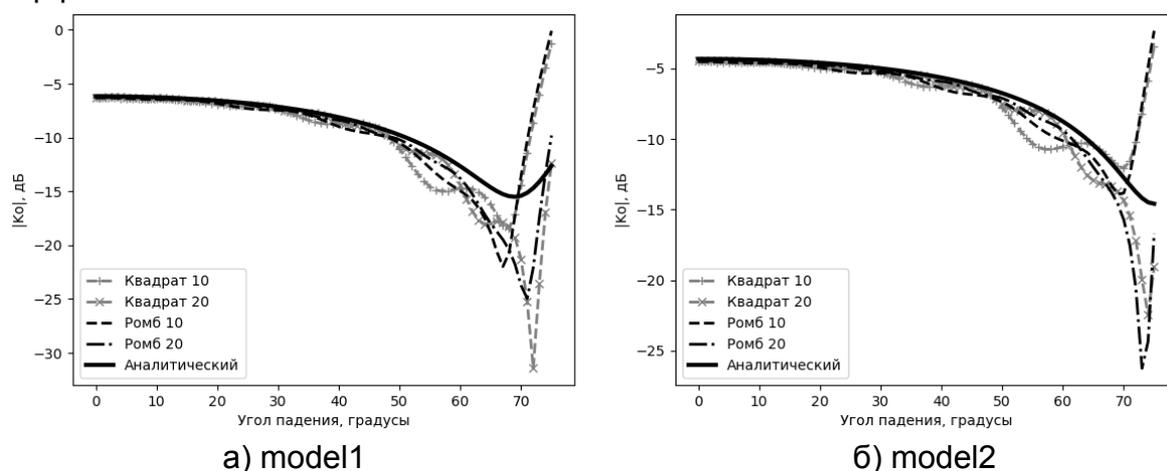


Рис. 1. Графики зависимостей МКО от угла падения при различных геометриях образца и различных диэлектриках на частоте 11 ГГц Н-поляризация.

Результаты численного эксперимента позволяют утверждать, что краевые эффекты сильно влияют на точность измерения МКО, при этом размеры образца влияют существенно, чем ориентация образца относительно вектора напряженности падающей волны. Также при уменьшении длины волны различия между аналитическими (по формулам Френеля) и численными расчетными значениями МКО уменьшаются, что связано с увеличением целого количества длин волн, укладываемых на стороне образца.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *Knott E.F., Shaeffer J.F., Tuley M.T.* Radar cross section. Boston: SciTech Publishing, 1993, 477 p.
- [2] *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973, 503 с.

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ЗЕРКАЛЕ СО СКРУГЛЁННЫМИ
КРАЯМИ В ВЕКТОРНОМ СЛУЧАЕ**

Д.А. Коняев^{1,2}, С.С. Новикова²

¹ИТПЭ РАН

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

Решение задач радиолокации и маскировки требует подробного изучения характеристик рассеяния плоской электромагнитной волны для различных объектов [1]. С этой целью применяются компактные полигоны, одной из основных частей которых является коллиматор [1,2].. Типичным коллиматором на сегодняшний день является зеркало в виде несимметричного выреза параболоида вращения [1]. Дифракционные эффекты, образующиеся на кромке зеркала, могут существенно исказить поле в рабочей зоне [3]. Существует два основных способа борьбы с дифракцией на краях параболического зеркала [4]. Это построение зазубренной кромки на зеркале и скругление кромки зеркала. Зеркала со скругленной кромкой дают более качественный и точный результат [4].

Для решения задачи синтеза зеркала со скругленными краями необходимо иметь надежную программу решения прямой задачи. Данная работа посвящена разработке программы, позволяющей решать задачу дифракции на зеркале со скругленными краями в трёхмерном векторном случае. Эффективным подходом к решению задачи дифракции на идеально проводящих телах является сведение краевой задачи для уравнений Максвелла к интегральному уравнению и поиск численного решения этого уравнения [5].

Для упрощения в данной работе было выбрано симметричное зеркало. При этом сразу рассматривается полная векторная постановка задачи без упрощений, связанных с симметрией. Такое условие позволяет перейти к рассмотрению несимметричного зеркала, разработав лишь алгоритм его триангуляции. Зеркало является поверхностью вращения кривой. Кривая представлена на Рис. 1. Она состоит из выреза параболы, со скруглениями в виде эллипса [6].

Задача дифракции сводится к интегральному уравнению для поверхностной плотности тока \mathbf{J} на поверхности зеркала S :

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E}^i = \mathbf{n} \times (j\omega \mathbf{A}(\mathbf{r}) + \nabla \Phi(\mathbf{r})), \quad \mathbf{r} \in S,$$

где \mathbf{n} – внешняя нормаль к поверхности S , $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ и $\Phi(\mathbf{r})$ – векторный и скалярный потенциалы соответственно:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu}{4\pi} \int_S \frac{\mathbf{J} e^{-jkR}}{R} dS, \quad \Phi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi\epsilon} \int_S \nabla_s \cdot \mathbf{J} \frac{e^{-jkR}}{R} dS.$$

Интегральное уравнение решается численно с использованием метода моментов. Используются базисные функции Рао-Вильтона-Глиссона [5]. В работе реализован численный алгоритм для решения прямой задачи – задачи дифракции на зеркале со скруглёнными краями. Получены токи на поверхности параболического зеркала со скругленными краями высотой ≈ 12 м., а также поле в ближней зоне при облучении зеркала плоской волной частотой 150 МГц (Рис.2).



Рис. 1. Образующая кривая параболического зеркала со скруглениями

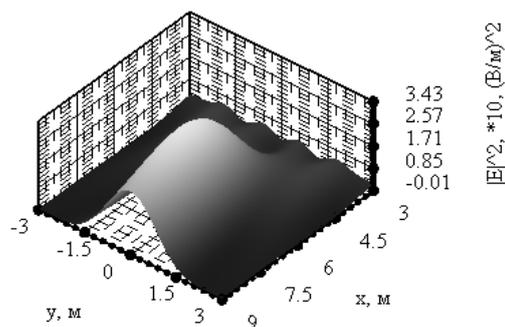


Рис. 2. Квадрат амплитуды поля в ближней зоне

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов, 2007.
- [2] Галанин М.П., Щеглов И.А. Разработка и реализация алгоритмов трёхмерной триангуляции сложных пространственных областей: прямые методы // Препринты ИПМ им. МВ Келдыша, 2006, №10.
- [3] Lee T.H., Burnside W.D. Performance trade-off between serrated edge and blended rolled edge compact range reflectors //IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1996, Т.44, №1, С.87-96.
- [4] Pascal Jean Frey, Paul-Louis George. Mesh Generation: Application to Finite Elements// HERMES Science Europe Ltd, 2000.
- [5] Rao S., Wilton D., Glisson A. Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape //IEEE Transactions on antennas and propagation, 1982, Т.30, №3, С.409-418.
- [6] Боголюбов А.Н. и др. Математическое моделирование электромагнитного поля в рабочей зоне компактного полигона //Физические основы приборостроения, 2018, Т.7, №2, С.54-60.

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИАГРАММЫ ЭПР ТЕЛА
НА ОСНОВЕ УСЕЧЕННЫХ ДАННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ
НА ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ВЕКТОРНОМ СЛУЧАЕ**

Н.П. Балабуха¹ Д.А. Коняев^{1,2} Н.Е. Шапкина^{1,2} К.М. Шитикова²

¹ИТПЭ РАН

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

Нахождение радиолокационных характеристик объектов необходимо как в связи с задачами радиолокации, так и в связи с задачами радиомаскировки объектов. [1, 2]. Одной из основных характеристик рассматриваемых объектов является диаграмма ЭПР [1, 2]. На практике часто требуется получать двухпозиционные диаграммы рассеяния объектов [1 – 5]. Для этого можно использовать сканер, предназначенный для измерения поля в ближней зоне с последующим расчетом поля в дальней зоне [2 – 5].

Для минимизации затрат желательно иметь возможность измерять поле на цилиндрической поверхности, усеченной как по высоте, так и по угловой переменной [4 – 6]. Кроме того, сканер не должен создавать дополнительных искажений падающего поля, поэтому участок поверхности сканирования, где сканер располагается между источником и рассеивателем, желательно исключить [3 – 5].

Рассмотрим следующую конфигурацию задачи. Плоская волна с частотой 400 МГц распространяется в отрицательном направлении оси OY и рассеивается на идеально проводящем объекте. Предположим, что нам известны значения для компонент электромагнитного поля E_j и E_z , заданные на участке цилиндрической поверхности конечной высоты радиуса $r_0 = 2.5 м$: $\{M(r, \varphi, z) | r = r_0, \varphi \in [-\varphi_0; \varphi_1], z \in [-H; H]\}$.

Значения поля в ближней зоне на данном секторе получаются путем вычислений с помощью программного комплекса ФЕКО, кроме того, с помощью этого комплекса производится проверка результатов, получаемых предлагаемым методом.

Задача состоит в отыскании диаграммы ЭПР рассеивателя в плоскости OXY в заданном диапазоне бистатических углов.

В классическом подходе к решению таких задач, развитом в антенной технике [2], предполагается, что поле вне зоны сканирования можно заменить тождественным нулём, однако в работе [3] показано, что такой подход оправдан при сканировании поля на достаточно больших радиусах: $r_0 > 25\lambda$.

Решение данной задачи проводится методом, представленным в [4],

обобщенным на векторный случай. С математической точки зрения этот метод можно интерпретировать как специальный метод решения плохо обусловленных СЛАУ путем перехода в подпространство, представляющее собой линейную оболочку собственных векторов, соответствующих набору собственных значений, больших, чем некоторое наперед заданное ϵ . Результат применения данного метода для идеально проводящей сферы – значительное улучшение по сравнению с результатами, полученными классическим методом. На Рис. 2 представлены результаты определения двухпозиционных ЭПР сферы для сектора сканирования 320° .

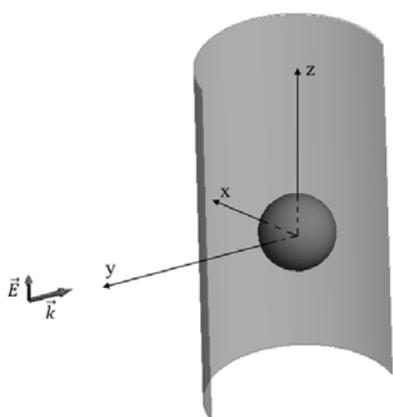


Рис. 1. Конфигурация рассматриваемой задачи

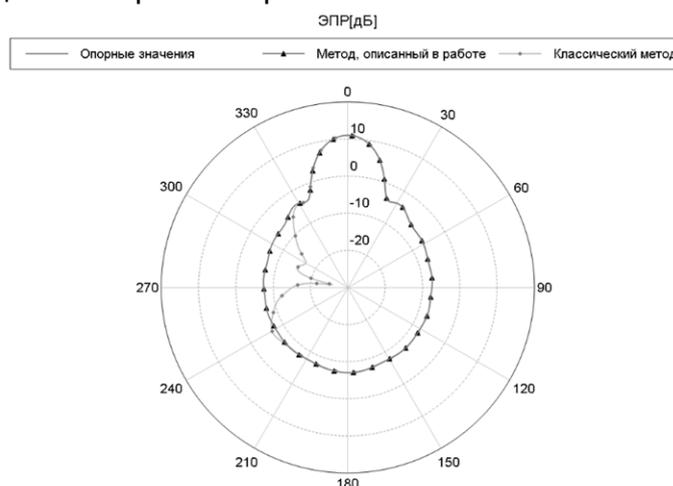


Рис 2. Результат применения описанного метода для идеально проводящей сферы.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Балабуха Н.П., Zubov A.C., Солосин В.С. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов. М.: Наука, 2007.
- [2] Бахрах Л. Д. Методы измерений параметров излучающих систем в ближней зоне. – Изд-во "Наука", Ленинградское отд-ние, 1985.
- [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, 2006, Т.54, №12, С.3846-3856.
- [4] Kim K. T. Truncation-error reduction in 2D cylindrical/spherical near-field scanning //IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2010, Т.58, №6, С.2153-2158.
- [5] R.A. Marr, U.H.W. Lammers, T.B. Hansen, T.J. Tanigawa, R.V. McGahan. Bistatic RCS calculations from cylindrical near-field measurements – Part II: Experiments //IEEE transactions on antennas and propagation, 2006, Т.54, №12, С.3857-3864.

АНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД ДЛЯ РАСЧЁТА РАССЕЙЯНИЯ ОТ ЩЕЛИ

К.М. Басков, И.И. Краснолобов, А.М. Лебедев, Т.А. Фурманова

ИТПЭ РАН

В [1] был представлен вывод формул для расчёта рассеянного электромагнитного поля на узких по сравнению с длиной волны щелях в виде канавок или зазоров в бесконечном металлическом экране. Изображение модели щели, которая использовалась при решении электродинамической задачи в [1], приведено на рис. 1.

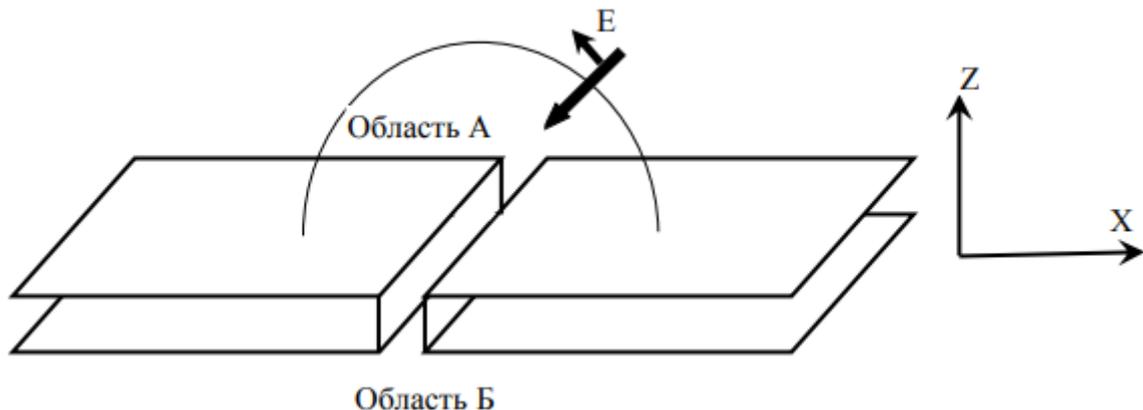


Рис. 1. Модель щели в бесконечном металлическом экране

В [1] расчёт рассеянного поля щели проводится в одномодовом приближении при падении на щель E поляризованной волны. При выводе формул вход в щель (или выход щели) представляется в виде полоски магнитного тока, а рассеянное поле \tilde{E}_ϕ определяется полем рассеяния магнитного тока полоски:

$$\tilde{E}_\phi = -i \frac{L\Delta}{\lambda} E_{\tau A \text{ или } B}, \quad (1)$$

где λ – длина падающей волны; L – длина щели; Δ – ширина щели; $E_{\tau A \text{ или } B}$ – тангенциальные составляющие поля на входе или выходе щели.

В итоге рассеянное поле канавкой или зазором в области А и Б определяется соответствующими формулами:

$$\tilde{E}_{\phi \text{ канавка}} = -i \frac{L\Delta}{\lambda} \frac{2H_{\text{пад}}}{Y_{AA} + Y_{\text{ext}}}, \quad \tilde{E}_{\phi \text{ зазор } A} = -i \frac{L\Delta}{\lambda} \frac{2(Y_{AA} + Y_{\text{ext}})H_{\text{пад}}}{(Y_{AA} + Y_{\text{ext}})^2 - Y_{AB}^2}, \quad \tilde{E}_{\phi \text{ зазор } B} = -i \frac{L\Delta}{\lambda} \frac{2Y_{AB}H_{\text{пад}}}{(Y_{AA} + Y_{\text{ext}})^2 - Y_{AB}^2} \quad (2)$$

где $H_{\text{пад}}$ – магнитное поле падающей волны; Y_{AA} , Y_{AB} , Y_{BB} – элементы матрицы адмиттансов внутренней области щели; Y_{ext} – адмиттанс внешней, по отношению к щели, области.

Для расчёта рассеянного поля щелью по формуле (2), соответственно, требуется знание величины Y_{ext} , которая в [1] называется адмиттансом внешней, по отношению к щели, области. В [1] расчёт Y_{ext} проводится численным способом методом интегральных уравнений с использованием пакета программ электродинамического моделирования FEKO [2].

В этой работе будет приведен вывод аналитической формулы для расчёта величины Y_{ext} . Аналитическая формула для расчёта величины Y_{ext} записывается следующим образом:

$$Y_{ext} = \frac{1}{2\pi\Delta} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{4}{\chi_1^2 W_0^E} \sin^2 \frac{\chi_1 \Delta}{2} d\chi_1 \left[\frac{\sin\left(k_0 \frac{\Delta}{2} \sin\theta\right)}{k_0 \frac{\Delta}{2} \sin\theta} \right]^{-1}, \quad (3)$$

где θ - угол падения волны; k_0 – волновое число; χ_1 – пространственная частота (волновое число) вдоль оси X; $W_0^E = \gamma / (i\omega\varepsilon_0)$ – волновое сопротивление свободного пространства электрического типа; $k_z = \sqrt{k_0^2 - \chi_1^2}$ – волновое число в направлении оси Z; ω – круговая частота; i – мнимая единица; $\varepsilon_0 = 8,85 \text{ Ф/м}$ - абсолютная диэлектрическая проницаемость свободного пространства.

В результате аналитический метод, который был описан в [1] и который использовал численные методы для определения адмиттансом внешней, по отношению к щели, области, дополнен аналитической формулой (3), что позволяет полностью аналитически (без использования численных методов расчёта) рассчитывать рассеянное на щели поле.

В работе будут представлены результаты тестирования предложенного аналитического метода расчёта рассеяния на щели, а также границы применимости данного одномодового приближения в этом аналитическом методе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Лебедев А.М., Фурманова Т.А., Федоренко А.И., Краснолобов И.И. Формулы для оценки эффективной поверхности рассеяния узких канавок и сквозных зазоров волны // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал], 2018, №5, <http://jre/cplire.ru/jre/may18/8/text.pdf>, DOI 10.30898/1684-1719.2018.5.8.
- [2] Feko, available at <https://www.altair.com>
- [3] Бодров В.В., Сурков В.И. Математическое моделирование устройств СВЧ и антенн – Москва, Издательство МЭИ, 1994, 96 с.

ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ ДИФРАКЦИОННЫХ МАКСИМУМОВ ДОР ПИРАМИДАЛЬНОГО ПОГЛОТИТЕЛЯ ОТ ВЫСОТЫ ПИРАМИД

А.М. Лебедев, В.Н. Семенов, Т.А. Фурманова

ИТПЭ РАН

Широко используется пористый поглотитель в виде двумерной решётки из пирамидальных элементов, находящихся на слое постоянной толщины (пьедестале). Принципиально возможно изготовление пирамид любой высоты, при этом желательно использовать пирамиды минимально достаточной высоты, например, при изготовлении малогабаритных безэховых камер. Пространственный период расположения пирамид составляет обычно от половины до длины волны и более по отношению к длинам волн сантиметрового диапазона. В этой связи возникает необходимость оценки ЭПР для дифракционных максимумов (ДМ) диаграмм обратного рассеяния (ДОР) нулевого (по нормали), первого, второго порядков для поглотителя в виде решётки пирамид, в зависимости от их высоты.

В данной работе зависимости мощности ДМ ДОР от высоты пирамид получались численно. Для этого решались задачи обратного рассеяния (ОР) электромагнитной волны от фрагментов решёток с достаточно большим числом пирамид. Для ДМ обратного рассеяния разного порядка, синфазно формируемых вкладками в ОР от всех пирамид, ЭПР пропорциональна квадрату площади рассеивателя. Это позволяет обоснованно сравнить дифракционные максимумы различных фрагментов решёток, пересчитывая результаты расчётов к одинаковой площади, здесь – 1 м^2 . Проверка показала, что расчёты для образцов разных размеров и площадей, но с одинаковыми пирамидами, дают практически совпадающие зависимости ЭПР ДМ разных порядков от высоты пирамид после итогового пересчёта к площади образца 1 м^2 .

Имеются две тенденции, обуславливающие наличие максимума зависимости ЭПР ДМ от высоты пирамид. Во-первых, при малых высотах пирамид чем они выше, тем заметнее каждая из пирамид и тем мощнее дифракционный лепесток. Во-вторых, при больших высотах пирамид чем они выше, тем лучше согласование поглотителя со свободным пространством, из-за чего высота дифракционного лепестка уменьшается. Как и следовало ожидать, наибольшие значения ЭПР в дифракционных максимумах достигаются при высотах пирамид порядка длины волны, когда решётка из пирамид начинает достаточно определённо проявлять свойства согласующей структуры. Согласно результатам расчётов, ЭПР ДМ нулевого порядка достигают значений в несколько сотен м^2 на 1 м^2 площади.

Наибольшие значения ЭПР ДМ первого и второго порядка достигают нескольких десятков м^2 на 1 м^2 .

До значений порядка 1 м^2 ЭПР в дифракционных максимумах снижается при высоте пирамид порядка 100 мм для длин волн 2-3 см.

Из сравнения обратного рассеяния решётками с двумя типами пирамидальных элементов: остроконечных и со скруглёнными вершинами, - следует, что наибольшие значения ЭПР в дифракционных максимумах (достигающиеся при малых высотах пирамид порядка длины волны) сопоставимы. Однако с дальнейшим увеличением высоты пирамид ЭПР в дифракционных максимумах снижается заметно быстрее для остроконечных пирамид.

СТРУКТУРА РАДИОЛОКАЦИОННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ СФЕРЫ И ИЗОГНУТОГО РЕБРА НАД ЗЕРКАЛОМ

А.М. Лебедев, Т.А. Фурманова

ИТПЭ РАН

В связи с существованием технической возможности по результатам измерений полей обратного рассеяния создавать радиолокационное изображение (РИ) объекта, в котором центры обратного рассеяния на объекте разнесены и по дальности, и по направлению: по углу азимута (УА) и/или по углу места (УМ), актуальным становится анализ типов РИ для разных видов рассеивателей. В работе раскрываются особенности формирования пространственного распределения центров обратного рассеяния при нахождении металлической сферы (как примера выпуклого объекта) и искривлённого ребра, представляющего собой стык двух криволинейных поверхностей металлического объекта, при том, что в обоих случаях рассеиватели находятся над зеркалом.

В соответствии с четырёхлучевой концепцией формирования обратного рассеяния от объекта, находящегося над зеркалом, поле, идущее назад, против направления облучения, формируется как суперпозиция поля обратного рассеяния при падении реальной падающей волны на зеркально удвоенный объект, находящийся в свободном пространстве, и поля бистатического рассеяния зеркальной падающей волны на том же удвоенном объекте.

Наблюдатель обратного рассеяния от сферы над зеркалом видит четыре блестящих пятна, по два на поверхности реальной сферы и на поверхности её зеркального отражения, причём положение всех четырёх пятен характеризуется одним и тем же УА. Два блестящих пятна находятся в окрестности точек, в которых нормаль к поверхности реальной и зеркальной сфер ориентирована точно против направления облучения. В центрах ещё двух пятен на реальной и зеркальной сферах нормали горизонтальны – здесь в соответствии с принципом "угол падения равен углу отражения" формируется бистатическое рассеяние в направлении реального облучения при падении зеркальной падающей волны на удвоенную сферу.

Обратное рассеяние от отдельно взятого искривлённого ребра качественно близко к обратному рассеянию от сферической поверхности в том, что наблюдатель обратного рассеяния видит на искривлённом ребре единственное блестящее пятно на участке, перпендикулярном направлению визирования.

В случае искривлённого ребра, идущего под некоторым ненулевым углом места к зеркалу, как, например, на носовой части корабля,

наблюдатель обратного рассеяния также видит четыре блестящих пятна: по два на реальном ребре и на его зеркальном отражении. В отличие от сферы, положение пятен характеризуется разными УА. По одному пятну на реальном и зеркальном рёбрах находится при УА, отличающемся на 90° от УА для направления облучения. Здесь в результате бистатического рассеяния зеркальной падающей волны формируются конусы дифракционных лучей так, что один из лучей идёт назад, против направления реального облучения. Третье блестящее пятно формируется на реальном ребре, смещённым по УА в сторону поднятия ребра над зеркалом. Наоборот, четвёртое блестящее пятно на зеркальном ребре смещено по УА в сторону сближения ребра с зеркалом.

Сделанные выводы подтверждены результатами расчётов и натуральных экспериментов.

ПЛАЗМОН-МАГНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В СИСТЕМЕ ГРАФЕН-АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ ДИЭЛЕКТРИК

А.М. Пикалов^{1,2}, А.В. Дорофеев^{2,3}, А.Б. Грановский¹

¹МГУ им М.В. Ломоносова, Физический факультет

²ИРЭ РАН

³ИТПЭ РАН

В магنونике существует отдельное направление – терагерцовая магنونика, в которой используется явление антиферромагнитного (а не ферромагнитного) резонанса. Резонансная частота антиферромагнитного резонанса лежит в терагерцовой области, что делает возможным взаимодействие спиновых волн с электромагнитным полем, приводящее к образованию гибридной магنون-фотонной волны, которая называется поверхностным магنون-поляритоном или поверхностной спиновой волной. Поверхностный магنون-поляритон является электромагнитным аналогом поверхностного плазмона-поляритона с тем отличием, что для его существования необходимо наличие отрицательной магнитной (а не диэлектрической) проницаемости. Поверхностные магنون-поляритоны изучались теоретически и экспериментально [1].

Для существования плазмонов терагерцовые частоты слишком низки для большинства материалов. Однако использование графена в качестве плазмонного материала позволило говорить о плазмон-поляритонах с необычайно низкими частотами – до сотен гигагерц.

Таким образом, магنون-плазмонное взаимодействие может быть реализовано в системе, содержащей антиферромагнетик и графен. Блюдов и др. представили детальное описание электромагнитных мод в такой системе [2]. В частности, они показали, что в присутствии антиферромагнетика ТМ-мода в графене демонстрирует резонанс на частоте антиферромагнитного резонанса. Однако в своей работе они пренебрегли всеми диссипативными эффектами (в графене и антиферромагнетике), поэтому возможность магنون-плазмонного взаимодействия при реальных условиях оставалась вопросом дальнейших исследований. В данной статье мы рассматриваем возможность магنون-плазмонного взаимодействия в системе графен-антиферромагнетик с учетом свойств реальных материалов.

Мы рассмотрели три антиферромагнетика: NiO, FeF₂ и MnF₂. Первый имеет температуру Нееля выше комнатной, второй – высокую частоту антиферромагнитного резонанса, третий – наименьшее затухание в терагерцовой области. NiO мы рассматриваем при температуре 300К, а FeF₂ и MnF₂ – при 2К.

Изучаемая система представляет собой поверхность

антиферромагнетика, покрытую листом графена. Легкая ось антиферромагнетика ориентирована параллельно плоскости XZ, где X – направление распространения волны, а Z – ось, перпендикулярная поверхности.

Решение уравнений Максвелла для описанной системы дает дисперсионное уравнение

$$\sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} / \sqrt{k^2 - \varepsilon\mu(\omega)\frac{\omega^2}{c^2}} = -\frac{1}{\varepsilon} \left(1 + \sigma \frac{i}{\omega\varepsilon_0} (-\kappa_1) \right) \quad (1)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость антиферромагнетика, $\mu(\omega)$ – магнитная проницаемость, σ – поверхностная проводимость графена.

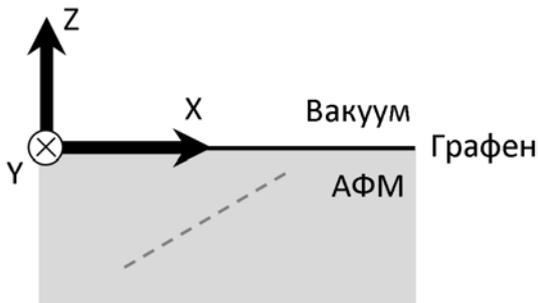


Рис. 1. Общий вид структуры антиферромагнетик-графен. Волна распространяется в направлении x, легкая ось антиферромагнетика лежит в плоскости XZ (пунктирная линия).

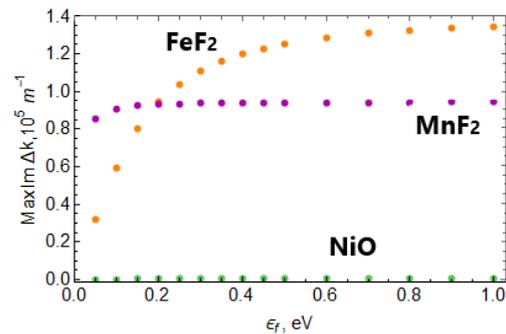


Рис. 2. Эффективность плазмон-магннного резонанса в зависимости от положения уровня Ферми в графене. Оранжевый цвет соответствует FeF₂, фиолетовый – MnF₂, зеленый – NiO.

Решение уравнения (1) дает дисперсионные соотношения для волны в системе графен-АФМ. При этом при совпадении частоты волны с частотой антиферромагнитного резонанса в рассматриваемом материале происходит резонансное отклонение дисперсионной кривой от ее положения в случае немагнитной подложки. На рис. 2 изображена зависимость силы резонанса от энергии Ферми для трех материалов. Можно видеть, что она монотонно возрастает при увеличении энергии Ферми, пока не достигает насыщения. При этом насыщение в случае MnF₂ происходит при гораздо меньших значениях энергии Ферми, чем в случае FeF₂. В случае же NiO эффект плазмон-магннного взаимодействия оказывается на два порядка слабее, чем в случае MnF₂ или FeF₂, даже при высоких значениях энергии Ферми.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *M.R. Jensen et al.*, J. Phys.: Cond. Mat., vol.9, 1997, P.7233.
 [2] *Y. Bludov et al.*, 2D Materials, vol.6, 2019, P.045003.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИМЕНИМОСТИ ФОРМУЛ СМЕШЕНИЯ ДЛЯ ОПИСАНИЯ СВЧ СВОЙСТВ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР

С.Ю. Бобровский, Д.А. Петров, К.Н. Розанов

ИТПЭ РАН

В настоящее время метаматериалы на основе периодических структур находят широкое применение в технике СВЧ. Подобные структуры могут использоваться как в качестве радиопоглощающего материала, так и в виде так называемых частотно-селективных поверхностей [1]. В качестве единичного элемента периодической структуры могут выступать волокна, микропровода, спирали, крючки и т.д. [2]. В настоящей работе исследуется метаматериал в диэлектрической матрице с включениями в виде проводящих квадратов малой по сравнению с продольными размерами толщины. Целью работы является поиск формулы смешения для корректного описания СВЧ свойств системы.

Задача решалась с помощью численного моделирования коэффициентов прохождения и отражения с периодическими граничными условиями методом конечных элементов. Расчетная модель представляла собой полубесконечный слой проводящих включений квадратного сечения и малой толщины, размещенных в диэлектрической матрице, с возможностью изменения расстояния между включениями. Исследовались как одиночный слой, так и многослойная структура с числом слоев до 10. Расстояние между слоями было фиксировано, либо изменялось одновременно с расстоянием между элементами в плоскости.

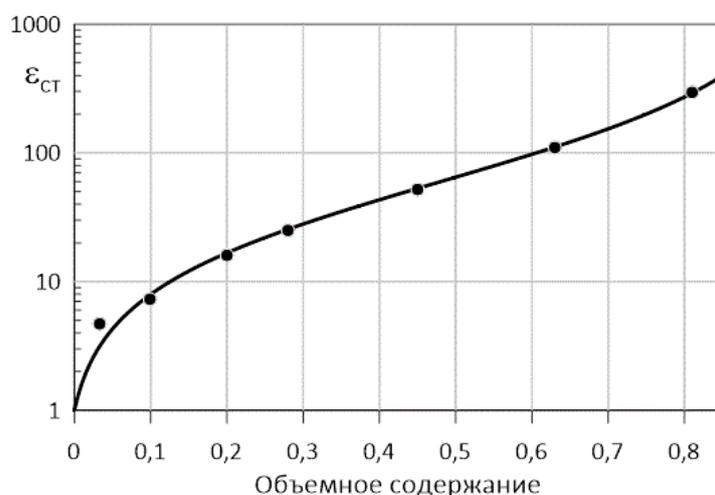


Рис. 1. Рассчитанная концентрационная зависимость статической диэлектрической проницаемости периодической структуры от объемного содержания включений, полученная при численном моделировании. Кривая представляет собой аппроксимацию при помощи формулы Максвелла-Гарнетта

На рис. 1 представлена рассчитанная концентрационная зависимость статической диэлектрической проницаемости ($\epsilon_{ст}$) системы из десяти слоев проводящих включений. Показано, что СВЧ свойства исследованной периодической структуры корректно описываются формулой смешения Максвелла-Гарнетта. Проведен расчет эффективного форм-фактора включений. Показано, что применимость формулы смешения не зависит от числа слоев в исследуемой системе.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *В.И. Пономаренко, И.М. Лагунов*, ЖТФ, Т.90, вып.6, 2020, С.1009.
- [2] *А.Н. Лагарьков, В.Н. Кисель*, Энергия: экономика, техника, экология, №1, 2018, С.10

ПРИМЕНИМОСТЬ ОДНОМОДОВОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ В ПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ

П.А. Иванов, С.Ю. Бобровский, К.Н. Розанов

ИТПЭ РАН

Полосковые линии передачи широко используются для измерения динамических магнитных свойств материалов. Часто на практике используют полосковую линию передачи с двумя экранами, при этом исследуемый образец изготавливают таким образом, чтобы он полностью заполнял поперечное сечение линии, что обеспечивает распространение ТЕМ волны [1,2]. Такой подход существенно ограничивает выбор исследуемых образцов и требует относительно трудоемкой процедуры их подготовки к измерению. По этой причине многие исследования были посвящены измерению в полосковых линиях с неоднородным заполнением. В общем случае, наличие границы вдоль волнового вектора в линии между воздухом и образцом из магнетодиэлектрического материала приводит к появлению продольных компонент электромагнитного поля. Часто величина этих компонент незначительна, что позволяет использовать методы на основе квази-ТЕМ приближения [3,4]. Тем не менее, опыт практического применения таких методов показывает, что при этом могут наблюдаться достаточно существенные погрешности.

Для оценки границ применимости метода измерения в полосковых линиях передач в квази-ТЕМ приближении и определения источников погрешностей измерения в работе проведено численное моделирование полосковых измерительных ячеек (рис. 1) при помощи программного пакета электродинамического моделирования FEKO, который позволяет рассчитывать как коэффициент отражения от ячейки при различных параметрах помещенного в нее образца, так и распределение электромагнитных полей внутри ячейки.

Показано, что при неоднородном заполнении поперечного сечения измерительной полосковой линии распространяющаяся волна имеет в области образца продольные компоненты электромагнитного поля. Их амплитуда зависит от параметров исследуемого образца и может превосходить модуль векторной суммы поперечных компонент при использовании образцов толщиной порядка миллиметра. При однородном заполнении образцом как микрополосковой, так и симметричной полосковой линий, волна при прохождении через образец остается поперечной. Полученные результаты позволяют судить о влиянии степени искажения ТЕМ-волны на погрешность измерения магнитной проницаемости материалов в полосковых линиях передач.

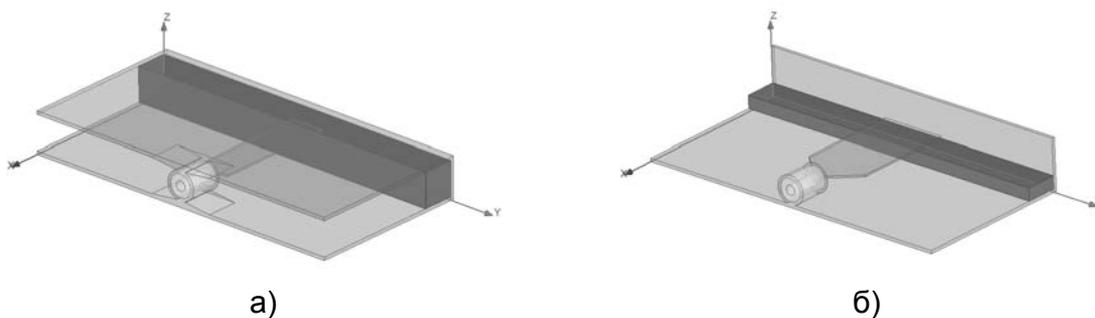


Рис.1. Вид модели симметричной полосковой линии (а) и микрополосковой линии (б) с образцом, прижатым к короткозамыкающему проводнику

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *Barry W.*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1986, Т.34, №1, С.80-84.
- [2] *Gallagher C. P. et al.*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2018, Т.67, №1, С.231-238.
- [3] *Старостенко С. Н., Розанов К. Н.*, Радиотехника и электроника, 2013, Т.58, №11, С.1113-1113.
- [4] *Sebastian T., Clavijo S., Diaz R.*, J.Appl.Phys., 2013, Vol.113, Art. no.033906.

СВЧ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТОВ ПРИ ПРИЛОЖЕНИИ ВНЕШНЕГО ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А.О. Ширяев, К.Н. Розанов, А.В. Артемова, С.Ю. Бобровский,

А.С. Набоко, А.В. Осипов, Д.А. Петров, П.А. Зезюлина

ИТПЭ РАН

Измерены частотные зависимости СВЧ магнитной проницаемости композитов, наполненных пластинчатыми частицами сендаста (сплав Fe-Al-Si). Предложен метод определения физических механизмов, приводящих к возникновению пиков магнитных потерь, которые формируют СВЧ спектр магнитной проницаемости композитных материалов. Метод заключается в анализе данных СВЧ магнитной проницаемости, полученных при приложении внешнего постоянного магнитного поля [1]. Анализ проведен с помощью аппроксимации измеренных данных дисперсионным законом Лоренца.

Показано, что формула смешения Винера, корректно восстанавливающая собственную магнитную проницаемость включений при отсутствии внешнего магнитного поля, при приложении поля становится неприменимой. Неприменимость формулы смешения во внешнем поле связана с наличием доменной структуры у включений. Увеличение внешнего поля приводит к исчезновению доменной структуры и усилению взаимодействия между включениями композита. Магнитную проницаемость во внешнем поле следует описывать формулами смешения, учитывающими взаимодействие между включениями [2].

Показано, что в отсутствие внешнего поля СВЧ магнитные потери определяются расщеплением ферромагнитного резонанса на доменной структуре (модами Полдера-Смита [3]). Найденные частоты мод хорошо согласуются с измеренными данными магнитной проницаемости. При увеличении внешнего поля доменная структура исчезает, и вклад мод Полдера-Смита в магнитные потери уменьшается. При этом растёт вклад пика магнитных потерь, связанного с ферромагнитным резонансом на однодоменных частицах. Этот пик появляется только при приложении внешнего поля и обладает большей частотой резонанса.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] A.O. Shiryayev et al., J. Magn. Magn. Mater., Vol.477, 2019, P.329.
- [2] R. Ramprasad et.al. , J. Appl. Phys., Vol.96(1), 2004, P.519.
- [3] D. Polder and J. Smit, Rev. Mod. Phys., Vol.25, 1953, P.89.

**ОСОБЕННОСТИ КАЛИБРОВКИ СИММЕТРИЧНОЙ
МИКРОПОЛОСКОВОЙ ЛИНИИ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ
КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ**
Д.А. Петров, С.Ю. Бобровский
ИТПЭ РАН

Измерение коэффициента отражения от образца материала, расположенного на металле, на частотах ниже 1 ГГц представляет определённую трудность. Недостатком прямоугольного волновода является большой размер поперечного сечения, узкий рабочий диапазон частот. Методика измерения в свободном пространстве требует измерительного стенда больших размеров и исследуемого образца большой площади. Коаксиальный волновод лишён этих недостатков, но образцы для измерений должны быть изотропными и однородными. Однако исследование регулярных структур с типичным размером элемента, превышающим размер сечения коаксиального волновода, также невозможно.

Альтернативой в качестве измерительной линии может стать волновод типа «симметричный микрополосок» с размерами, необходимыми для помещения образца исследуемой структуры. Созданная измерительная линия даёт возможность проводить измерения образцов на частотах ниже 1 ГГц, однако калибровка линии представляет определённую трудность ввиду невозможности реализации калибровочного стандарта типа холостой ход.

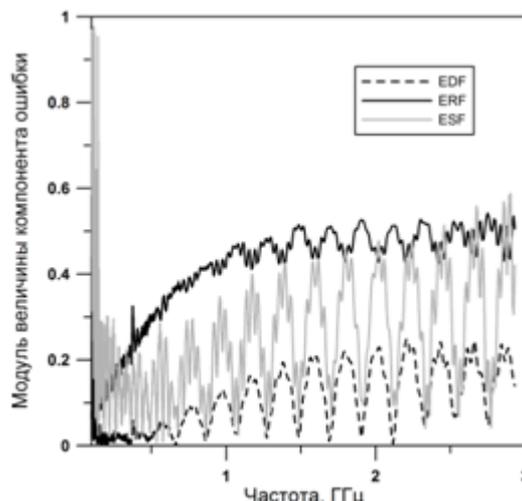


Рис. 1. Частотная зависимость модуля величины составляющих трёхкомпонентной модели ошибок

В работе исследована возможность калибровки измерительной линии при помощи образцов материалов с известными свойствами, определены недостатки такого подхода, в частности низкая чувствительность в низкочастотной области (Рис. 1), изучены возможности улучшения методики.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОФИЗИЧЕСКИХ
СВОЙСТВ ЛИСТОВЫХ ОБРАЗЦОВ С МИКРОПРОВОДАМИ
ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ**

**Р.А. Князьков, А.Д. Мишин, С.Н. Старостенко, К.Н. Розанов
ИТПЭ РАН**

При создании перспективных материалов для СВЧ применений необходимо учитывать такие их свойства, как размер, вес, стойкость к различным внешним воздействиям, промышленную доступность и простоту изготовления компонентов, а также возможность оптимизации радиофизических параметров при изготовлении. Одними из перспективных для СВЧ применений представляются материалы на основе микропроводов [1].

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию СВЧ свойств образцов на основе микропроводов при помощи квазиоптического высокотемпературного стенда. Для проведения радиофизических исследований в ИТПЭ РАН была отработана методика изготовления макетных образцов на основе микропроводов, следуя которой были произведены образцы, представляющие собой листовые диэлектрические пластины, покрытые хаотично ориентированными в плоскости пластины отрезками микропроводов. Длина отрезков микропроводов составляла 10 мм, толщина жилы – 2 мкм, толщина стеклянной оболочки вокруг жилы – 7 мкм.

По комплексным коэффициентам прохождения была определена частотная зависимость эффективной диэлектрической проницаемости исследуемых образцов при термоциклировании. Проведены испытания образцов на термостабильность их СВЧ свойств. Выявлена критическая температура нагрева в воздушной среде исследуемых образцов на основе микропроводов – 750°C, выше которой СВЧ свойства образца претерпевают необратимые изменения. Отметим, что для аналогичного по структуре и свойствам материала на основе углеродных волокон эта температура в большинстве случаев не превышает 600°C.

Результаты представлены в диапазоне частот 6–20 ГГц и для температур от комнатной до 850°C (Рис.1).

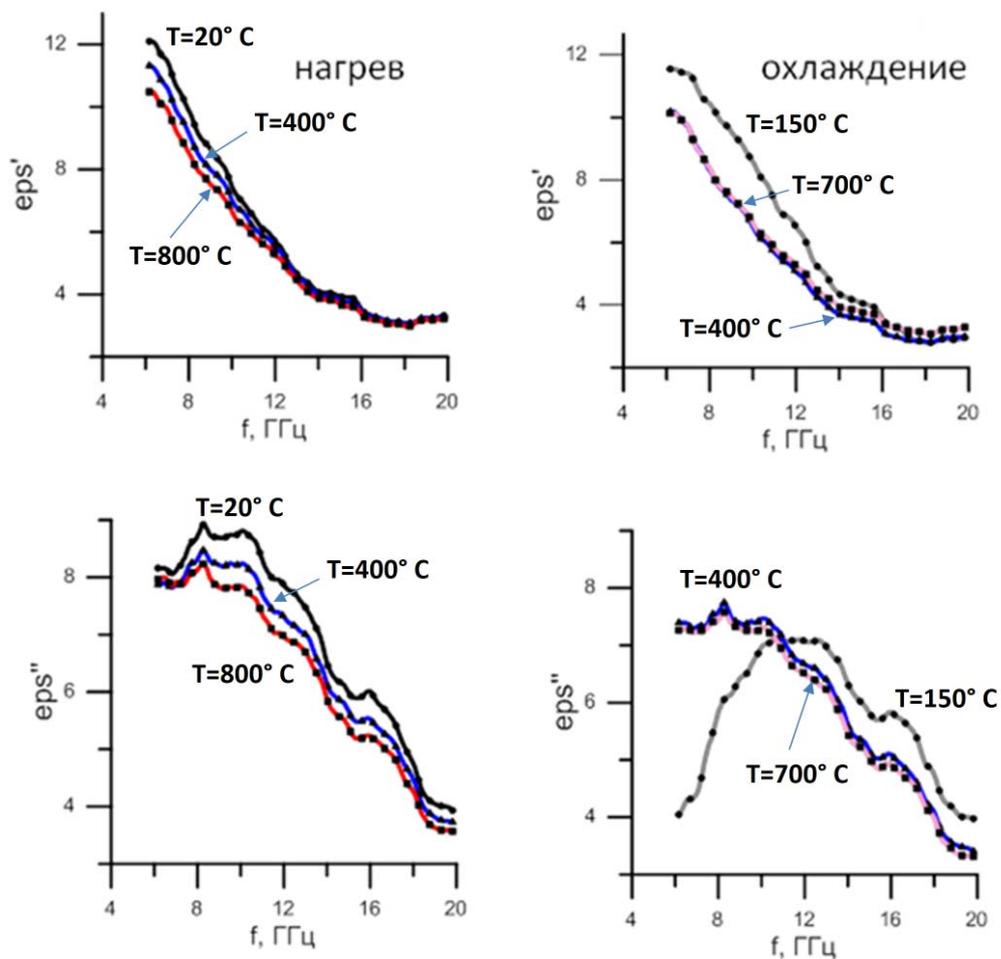


Рис.1 Измеренные частотные зависимости эффективной диэлектрической проницаемости образца с микропроводом при нагреве (слева) и охлаждении (справа)

ЛИТЕРАТУРА

- [1] S.N. Starostenko et al., J. PIER, vol.99, 200,. P.405-426.

СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ S-ПАРАМЕТРОВ ОБРАЗЦОВ ИЗ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Д.С. Клыгач, М.Г. Вахитов, В.Е. Живулин

ФГАОУ ВО «ЮУрГУ (НИУ)»

В работе описан метод измерения электродинамических параметров образцов материалов в диапазоне частот от 10 МГц до 18 ГГц при температурах до -180°C . Приведены результаты измерения для пустой линии передачи и заполненной исследуемым материалом. Показаны частотные зависимости S-параметров в зависимости от температуры образца.

Для измерения электродинамических параметров исследуемых материалов используется отрезок коаксиальной линии передачи с воздушным заполнением. Длина отрезка коаксиальной линии составляет 50 мм, диаметр внешнего проводника 7 мм, внутреннего 3 мм.

Частицы порошка исследуемого материала имеют размер не более 0.1 мм. За счёт этого при заполнении пространства между внешним и внутренним проводником отрезка коаксиальной линии уменьшается вероятность появления пустот, которые могут повлиять на измеренные параметры. Исследуемый материал в коаксиальной линии с двух сторон зажимается полистироловыми кольцами шириной 2 мм.

Поскольку диэлектрическая и магнитная проницаемости пенопласта в исследуемом диапазоне частот имеют значения $\epsilon \sim 1.1$ и $\mu \sim 1$, то влиянием колец при дальнейших расчётах можно пренебречь.

При заполнении отрезка коаксиальной линии передачи образцами материала контролировался вес засыпаемого вещества. Использование порошкового материала позволяет не изготавливать образцы определённой формы, а за счёт мелкозернистой структуры заполнять необходимый объём для измерения.

Измерение электродинамических параметров материала выполнялись с помощью векторного анализатора цепей R&S®ZVA 50 [1].

Были получены частотные зависимости S-параметров в диапазоне частот от 1 до 18 ГГц.



Рис. 1. Отрезок воздушной коаксиальной линии передачи

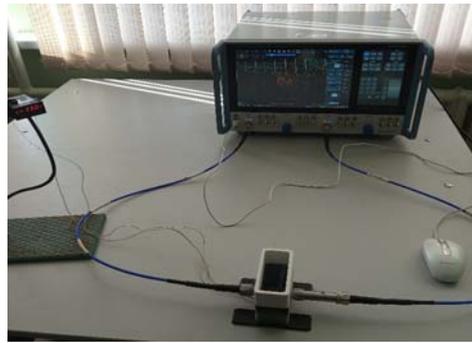


Рис. 2. Измерительная установка

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *D.S. Klygach, M.G. Vakhitov, A.B. Khashimov, K.M. Yusupov*, Measuring permittivity and permeability for a powdered material (2019) Proceedings of the 2019 21st International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications, ICEAA 2019, No 8879208, pp.309-311.
DOI: 10.1109/ICEAA.2019.8879208

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ОРГАНИЧЕСКИХ РАСТВОРИТЕЛЕЙ В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ

А.Ю. Зарубина, С.Г. Кибец, А.А. Политико,
В.Н. Семененко, В.А. Чистяев, К.М. Басков
ИТПЭ РАН

Исследованы частотные зависимости диэлектрической проницаемости органических растворителей разной химической природы (спирты, кетоны, хлорсодержащие растворители, углеводородные растворители, сложные эфиры уксусной кислоты и смесевой растворитель, включающий в себя сложный эфир уксусной кислоты, кетон и углеводородный растворитель) в широком диапазоне частот от 200 МГц до 20 ГГц. Измерения значений комплексной диэлектрической проницаемости растворителей проведены методом коаксиального пробника (зонда). Показано, что химическая природа растворителей и, соответственно, разная способность образовывать водородные связи существенно влияет на их электрофизические свойства.

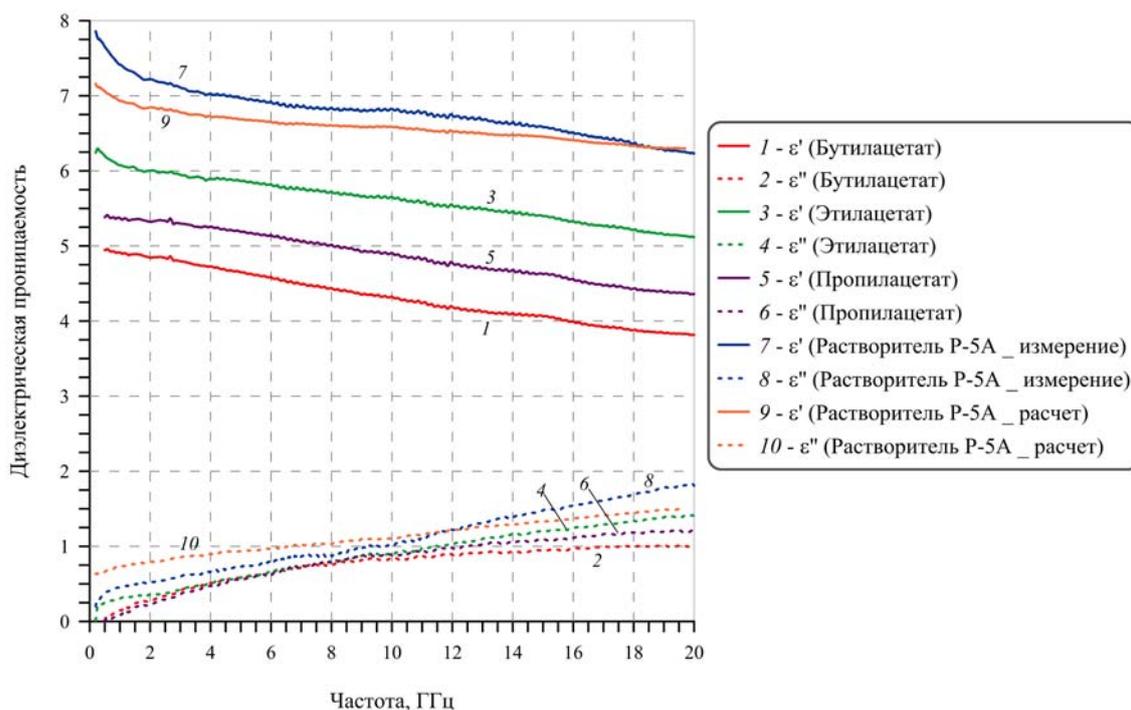


Рис. 1. Частотные зависимости диэлектрической проницаемости сложных эфиров уксусной кислоты и смесевых растворителей Р-5А

На рис. 1 в качестве примера приведены частотные зависимости диэлектрической проницаемости сложных эфиров уксусной кислоты одного гомологического ряда – этилацетат, пропилацетат, бутилацетат и смесевых растворителей Р-5А (бутилацетат: ацетон: о-ксилол – в соотношении 3:3:4).

Для исследованных растворителей (кетоны, сложные эфиры уксусной кислоты) одного гомологического ряда установлено, что с увеличением длины углеводородной цепи диэлектрическая проницаемость снижается.

Для смесового растворителя Р-5А проведены расчеты согласно модели Лихтенеккера [1], которые также показали хорошее соответствие с полученными экспериментальными данными (рис.1).

По результатам проведенных исследований установлено, что органические растворители со слабыми водородными связями (хлорсодержащие растворители и углеводородные растворители) обладают самыми низкими значениями диэлектрической проницаемости (ϵ' не выше 2,6; $\epsilon'' < 0,01$). Сложные эфиры уксусной кислоты и кетоны – растворители с умеренно сильными водородными связями обладают более высокими значениями диэлектрической проницаемости (ϵ' принимает значения 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. Диэлектрическая проницаемость растворителей с сильными водородными связями (спирты) характеризуется выраженной частотной дисперсией, имеющей вид дебаевской релаксации [2] с частотой релаксации ниже 1,5 ГГц, и имеет самые высокие значения (ϵ' – до 27, ϵ'' – до 11) среди рассматриваемых органических растворителей.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *R. Simpkin*. Derivation of Lichtenecker's Logarithmic Mixture Formula From Maxwell's Equations // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2010, v.58, P.545-550.
- [2] *T. Sato and R. Buchner*. Dielectric Relaxation Processes in Ethanol/Water Mixtures // Journal of Physical Chemistry A, 2004, v.108, P.5007-5015.

ПОДАВЛЕНИЕ ЛОКИНГА МОД В МАГНИТООПТИЧЕСКОМ ГИРОСКОПЕ

Р.С. Пузько, А.М. Мерзликин

ИТПЭ РАН

Миниатюризация кольцевого лазерного гироскопа (КЛГ) сопряжена с возрастанием эффекта локинга мод [1]. В результате при малых частотах вращения гироскопа возникает мертвая зона чувствительности гироскопа.

В полноразмерных гироскопах проблема локинга мод решается с помощью частотного сдвига мертвой зоны, что ухудшает точность гироскопа. В то же время существующие подходы не влияют на причины возникновения локинга мод – взаимодействие мод за счет рассеяния в резонаторе или нелинейности усиливающей среды резонатора. Взаимодействие мод можно значительно уменьшить за счет уменьшения рассеяния на неоднородностях кольцевого резонатора. Однако основной причиной взаимодействия мод в интегрированных на чипе КЛГ является большая нелинейность усиливающей среды. В результате даже в высокочастотных резонаторах локинг мод нельзя подавить существующими методами.

В работе для подавления локинга мод предложено использовать магнитооптический резонатор. Поле намагничивания приводит к расщеплению встречных мод по величине постоянной распространения. В результате взаимодействие мод подавляется. В отличие от полноразмерных КЛГ, проблема локинга мод решается путем пространственного, а не частотного расщепления встречных мод. При этом частоты встречных мод гироскопа в состоянии покоя одинаковы.

Проведенные расчеты показывают, что взаимодействие мод подавляется за счет смещения распределения полей стоячих волн. Таким образом, локинг мод в нелинейной усиливающей среде почти исчезает, а чувствительность гироскопа оказывается лучше чем $0,1 \text{ }^\circ/\text{ч}$ [2].

ЛИТЕРАТУРА

[1] *F. Dell'Olio et al.*, J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public., vol.9, 2014, P.14013.

[2] *A.M. Merzlikin, R.S. Puzko*, Sci. Rep., vol.10.1, 2020, P.1.

**ПРИМЕНЕНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ ДОПЛЕРОВСКИХ ЛИДАРОВ
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ПОТОКА ГАЗА
В АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ТРУБАХ**

**О.В. Бендеров^{1,2}, Г.В. Антошкин¹, В.В. Миславский^{1,2},
А.М. Мерзликин², А.В. Родин¹**

¹МФТИ

²ИТПЭ РАН

Когерентные доплеровские лидары (КДЛ) являются одним из основных инструментов, применяющихся для измерения скорости газовых потоков бесконтактным методом. Метод КДЛ основан на когерентном смешении на фотодетекторе опорного лазерного источника и сигнала, рассеянного от естественных аэрозольных частиц, изначально содержащихся в потоке газа. Излучение импульсного или непрерывного лазера фокусируется в измеряемую область газового потока, содержащего частицы аэрозоля. Рассеянная на частице световая волна, возвращаясь на фотоприемник и смешиваясь с опорной волной, создает радиочастотный сигнал биений на промежуточной частоте, который анализируется электрическим спектроанализатором. Измеряемый доплеровский сдвиг частоты биений происходит в результате движения частицы, на которой рассеивается оптическая волна. Таким образом, измеряется проекция скорости частицы на луч зрения наблюдателя. Традиционно, КДЛ применяется для атмосферных задач, т.е. измерения скорости ветра на различных высотах. Однако в последнее время наблюдается значительный интерес применения КДЛ именно в области диагностики потоков в аэродинамических трубах (АДТ). КДЛ применяется в исследованиях степени турбулентности и обтекания различных аэродинамических моделей [1-2]. В данной работе мы демонстрируем КДЛ, работающий в диапазоне 1.55 мкм, который позволяет измерить три компоненты скорости потока газа в АДТ с точностью до 0.01 м/с. КДЛ состоит из полупроводникового лазера, волоконного эрбиевого усилителя, волоконно-оптической системы, трехкоординатной системы позиционирования, акустооптического модулятора, быстрого фотоприемника и осциллографа.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *M.F. Dooren et al.*, Wind Energy Science., vol. 2(1), 2017. pp.329-341
[2] *C. Hill*, Remote Sensing, vol. 10(3), 2018. p. 466

**ТОНКОПЛЁНОЧНЫЙ МИКРОНАГРЕВАТЕЛЬ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ
ПЕРЕХОДОМ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК В ТОНКИХ ПЛЁНКАХ VO₂**
В.И. Полозов^{1,2}, С.С. Маклаков¹, С.А.Маклаков¹, Л.А. Алексеева¹,
А.С. Ильин¹, А.В. Долматов^{1,2}, А.В. Глущенко¹, В.Н. Кисель¹

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (НИУ)

Тонкие плёнки VO₂ с переходом металл-диэлектрик (ПМД), могут быть использованы в разнообразных СВЧ приложениях, например, управляемых частотно-селективных поверхностях [1]. Температура перехода составляет 60°C. Нагрев может быть осуществлён пропусканием электрического тока непосредственно через тонкоплёночные элементы VO₂ и за счёт внешнего подвода тепла. Несмотря на то, что нагрев плёнки действием тока позволяет добиться высокой скорости перехода (порядка 10 нс [2]), максимальный размер элементов VO₂, которые возможно «переключить» данным способом, составляет десятки нм. Поэтому для управления ПМД плёнок большой площади применяется внешний нагрев потоком горячего воздуха.

Разработаны тонкоплёночные микронагреватели для нагрева тонких плёнок VO₂ вместе с подложкой. Микронагреватели представляют собой меандры из меди толщиной ~1 мкм, нанесённые на подложку из Al₂O₃ с двусторонней полировкой. Обратная сторона подложки предназначена для нанесения плёнки VO₂. Нагреватель спроектирован при помощи численного моделирования. Расчёты выполнены при условии отличия температуры на разных сторонах подложки не более чем на 1°C в диапазоне температур 20-90°C и равномерности температурного поля на подложке размером 48x60 мм в 3,7%. Топология меандра подобрана таким образом, чтобы обеспечить возможность нагрева до температуры ПМД путём приложения низкого напряжения (не более 10 В), что позволяет использовать тонкие плёнки VO₂ с интегрированными нагревателями в большинстве современных микроэлектронных устройств. Экспериментальные измерения изготовленных нагревателей показали совпадение расчётных и достигнутых величин. Максимальная достигнутая температура составляет 150°C. Время нагрева до 60°C составляет ~20 секунд.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №20-33-90067.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *V.I. Polozov et al.*, Phys. Status Solidi A, vol. 217, 2020, P.2000452.
[2] *V.I. Polozov et al.*, Phys. Rev. B, vol. 101, 2020, P.214310.

НАНЕСЕНИЕ ОБОЛОЧКИ SiO₂ ТОЛЩИНОЙ 500 нм НА ЧАСТИЦЫ ЖЕЛЕЗА

А.В. Долматов^{1,2}, С.С. Маклаков¹, Д.А. Петров¹, А.О Ширяев¹,

П.А. Зезюлина¹, А.В. Осипов¹, А.С. Набоко¹, А.В. Артёмова¹

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (НИУ)

Разработана методика нанесения защитной оболочки SiO₂ толщиной 500 нм на поверхность частиц карбонильного железа. Экспериментально обнаружено, что простым варьированием условий гидролиза тетраэтоксисилана не удаётся превысить толщину оболочки SiO₂ в 200 нм. Для этого изменяли время реакции и соотношение реагентов с учётом расходования исходных соединений. Предположительно, ограничивающим фактором при росте оболочки является снижение со временем концентрации гидроксильных групп на поверхности растущей оболочки SiO₂. Поверхностные гидроксилы участвуют в реакции гидролиза и служат центрами роста SiO₂.

Методика получения оболочки с толщиной более 200 нм состоит в осаждении SiO₂ в несколько итераций. Две итерации позволяют получить оболочку толщиной 300 нм, три итерации – 500 нм.

Толщину оболочки определяли по данным электронной микроскопии и значению намагниченности насыщения, исходя из измеренной намагниченности насыщения порошка без оболочки. Элементный анализ показывает, что состав оболочки при нанесении в один цикл составляет SiO_{3,5}. С ростом толщины оболочки содержание кислорода снижается до SiO_{2,9} и SiO_{2,7} при толщине 300 и 500 нм.

Термический анализ показывает, что возникновение и последующее увеличение толщины сплошной оболочки на частицах железа сдвигает температуру превращения железа в высший оксид с 600 до 800°С при нагреве на воздухе.

Увеличение толщины диэлектрической оболочки снижает действительную часть диэлектрической проницаемости ϵ' материала и амплитуду мнимой части магнитной проницаемости μ'' при измерении в композите с парафином. Снижение μ'' при толщине оболочки 500 нм достигает 30%, объясняется замещением доли железа веществом без магнитного порядка и согласуется со снижением намагниченности насыщения по сравнению с необработанным карбонильным железом.

ЛИТЕРАТУРА

[1] S.S. *Maklakov et al.*, J. Alloys Compd., vol.706, 2017, P.267-273.

СИНТЕЗ И СВОЙСТВА ЖЕЛЕЗНЫХ ПОРОШКОВ С ПОЛЫМИ ЧАСТИЦАМИ, ПОЛУЧЕННЫМИ МЕТОДОМ СПРЕЙ-ПИРОЛИЗА

А.В. Артёмова¹, С.С. Маклаков¹, А.О. Ширяев¹, А.В. Осипов¹,
А.С. Набоко¹, Д.А. Петров¹, А.В. Долматов^{1,2}

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (НИУ)

Экспериментальное исследование СВЧ магнитной проницаемости ферромагнитных порошков с частицами различного форм-фактора является актуальной фундаментальной задачей.

Сочетанием методов ультразвукового спрей-пиролиза и восстановления в токе водорода из растворов соли $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$ с концентрацией 10 [1] и 20 масс.%, было получено порошковое железо (далее образцы F1 и F2, по концентрации исходного раствора). Образцы состоят из сферических полых частиц с толщиной стенки ~ 100 нм и средним размером 0,7 (F1) и 2 (F2) мкм. По данным рентгенофазового анализа, образцы содержат преимущественно $\alpha\text{-Fe}$ и примеси Fe_2O_3 (F1) и Fe_3O_4 (F2).

Для предотвращения электрических контактов частицы порошков F1 и F2 были покрыты защитной оболочкой SiO_2 [1, 2]. По данным электронной микроскопии, толщина оболочки оценивается в 100 нм. При этом, доля SiO_2 в таком порошке может достигать 50 об.%, за счёт индивидуальных частиц диэлектрика.

При помощи прибора синхронного термического анализа *Netzsch STA 449 F3* было выполнено экспериментальное определение точки Кюри. Измерения проводили в инертной среде при нагреве образцов в корундовом тигле до 1000°C со скоростью $10^\circ\text{C}/\text{мин}$. Полученные порошки не демонстрируют ни плавления, ни спекания до 1000°C . Температура Кюри образцов составляет 767°C , что на 3°C ниже табличного значения для железа. Как известно из литературы, температура Кюри для ферромагнетиков уменьшается при уменьшении размера частиц. При среднем размере кристаллита 20 нм в исследованном порошке, отличие измеренного параметра укладывается в ожидаемую величину.

Насыпная плотность полученных порошков составила 6,1 (F1) и 6,7 (F2) $\text{г}/\text{см}^3$, что на 22-14% меньше, чем измеренная насыпная плотность для карбонильного железа Р-20. Возникновение оболочки приводит к снижению насыпной плотности порошка до $3,5 \text{ г}/\text{см}^3$ за счёт существенной доли SiO_2 .

Намагниченность насыщения полученного материала $\text{Fe}@\text{SiO}_2$ составляет $\sim 100 \text{ emu/g}$, а коэрцитивная сила – 200 Э. Порошок подвергается холодному прессованию, диски для исследования при помощи

вибрационного магнитометра были прессованы без связующего.

Комплексные диэлектрическую и магнитную проницаемости исследовали с помощью метода Николсона-Росса-Уира [1, 2] с использованием воздушной коаксиальной линии. Для измерений в диапазоне частот 0,1-20 ГГц приготовили композиты с парафиновой матрицей с наполнением 66 масс.%. Характер частотных зависимостей магнитной проницаемости образца F1 подобен свойствам коммерческого карбонильного железа P-20, в то время как образец F2 имеет единственный добротный максимум магнитных потерь.

Дальнейшее исследование магнитных порошков с полыми частицами другого размера или состава может дать экспериментальный материал для разделения вкладов различных физических явлений в СВЧ магнитную проницаемость композиционных материалов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] A.V. Kosevich (*Artemova*) et al., *Coatings.*, vol.10, 2020, P.995.
- [2] S.S. Maklakov et al., *J. Alloys Compd.*, vol.706, 2017, P.267-273.

МНОГОСЛОЙНЫЙ ОПТИЧЕСКИ ПРОЗРАЧНЫЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ЭКРАН

А.В. Глущенко, А.В. Гусев, К.А. Маилян, А.С. Ильин,
А.А. Политико, К.М. Басков
ИТПЭ РАН

Для экранирования электромагнитного излучения применяют тонкопленочные покрытия из электропроводящих материалов. Наиболее распространены пленки на основе оксида индия олова (ИТО).

С ростом толщины такой пленки растет эффективность экранирования, но также увеличивается коэффициент поглощения в оптическом диапазоне. Повышение коэффициента экранирования таких покрытий с меньшими потерями в оптическом диапазоне может быть достигнуто использованием в одной композиции нескольких подложек с токопроводящими слоями. Целью данной работы является подтверждение эффективности применения электромагнитного экрана, представляющего собой композицию экранирующих подложек, для повышения коэффициентов экранирования в сверхвысокочастотном (СВЧ) диапазоне с наименьшими потерями пропускания в видимом.

На подложки из силикатного стекла толщиной 6 мм методом магнетронного распыления наносилась пленка ИТО толщиной 290 нм. Далее наносился просветляющий слой оксида кремния толщиной 94 нм. Такое покрытие имеет коэффициент экранирования 24,7 дБ на частоте 10 ГГц. Полученные подложки использованы для формирования электромагнитных экранов с одним (рис. 1) и двумя (рис. 2) экранирующими слоями.

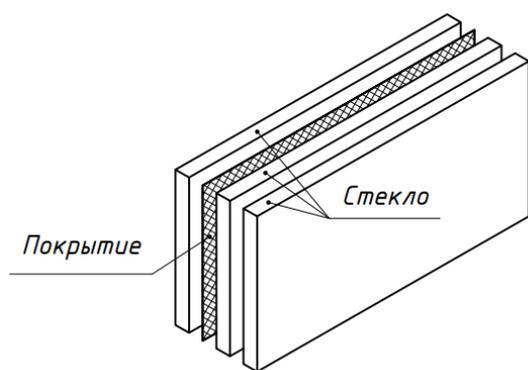


Рис. 1. Схема экрана
с одним экранирующим слоем

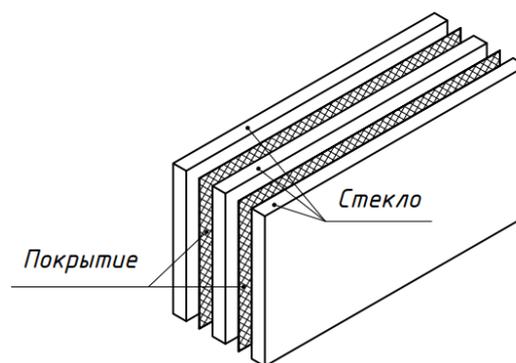


Рис. 2. Схема экрана
с двумя экранирующими слоями

Полученные экраны имеют коэффициент пропускания 84,5% для экрана с одним экранирующим слоем и 81% для экрана с двумя экранирующими слоями на длине волны $\lambda=550$. Коэффициент экранирования второго экрана составил 36 дБ на частоте 10 ГГц.

Таким образом, была подтверждена эффективность применения многослойного электромагнитного экрана. Полученные результаты свидетельствуют о существенно большей эффективности экранирования представленной композиции, при сравнительно небольшом снижении коэффициента пропускания в видимом спектре.

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРАВЛЯЕМОГО ПЛАНАРНОГО МЕТАМАТЕРИАЛА

А.А. Башарин

ИТПЭ РАН

Переключаемые и перестраиваемые метематериалы перспективны в качестве элементов для управления электромагнитным спектром от СВЧ до оптического диапазона частот. В частности, создаются гибридные метаматериалы, в состав которых входят системы из гибридных разорванных колец и управляющих элементов на основе полупроводников, рin-диодов и т.д., которые управляются либо оптической накачкой или приложением тока или напряжения [1] .

В работе рассмотрен планарный метаматериал, одиночное включение которого представляет собой систему из двух гибридных разорванных колец (SRR). В центральный зазор встроен рin-диод. Метаматериал обладает высокой добротностью ~ 500 и сильной концентрацией электрического поля. Рin-диод был помещен в центральный зазор (Рис.1), что дало возможность переключать метаматериал из прозрачного состояния в состояние отражения за счет переключения управляющего напряжения на рin-диоде.

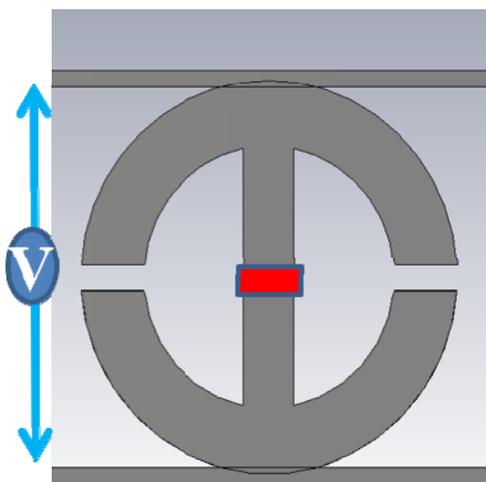


Рис. 1. Модель управляемого метаматериала с рin-диодом в центральном зазоре



Рис. 2. Образец управляемого метаматериала.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] *J. P. Turpin et al.*, International Journal of Antennas and Propagation, 214, 2014, P.429837.

ДЛЯ ЗАМЕТОК

СОДЕРЖАНИЕ

1. МЕТОДИКИ КАРС И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ. В.В. Миславский, ИТПЭ РАН	3
2. УСИЛЕНИЕ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКИМИ МЕТАПОВЕРХНОСТЯМИ. А.К. Сарычев, А.В. Иванов, А.Н. Лагарьков, И.А. Рыжиков, И.В. Быков, К.Н. Афанасьев, <u>Н.В. Бахолдин</u> , М.С. Михайлов, А.Ф. Смык, А.В. Шурыгин, А.Н. Шалыгин, ИТПЭ РАН, НИУ «МЭИ», ООО "Джеймс Ривер Бранч", МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет	4
3. ТЕОРИЯ ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА В МОДУЛИРОВАННЫХ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ. <u>А.К. Сарычев</u> , А.В. Иванов, ИТПЭ РАН	6
4. УВЕЛИЧЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПЛАЗМОННЫХ ВОЛОКОННЫХ СЕНСОРОВ С ПОМОЩЬЮ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ. <u>Е.Д. Чубчев</u> , К.А. Томышев, И.А. Нечепуренко, А.В. Дорофеенко, О.В. Бутов, ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова, ИРЭ РАН, ИТПЭ РАН	7
5. МЕТОД КОЛИЧЕСТВЕННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГЛИКИРОВАННОГО АЛЬБУМИНА МЕТОДОМ ГКР. <u>И.А. Богинская</u> , Н.Л. Нечаева, А.В. Иванов, И.Н. Курочкин, А.В. Еременко, И.А.Рыжиков, А.К. Сарычев, М.В. Седова, А.Н. Лагарьков, ИТПЭ РАН, ИБХФ РАН	8
6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УРОВНЯ ГЛИКИРОВАНИЯ АЛЬБУМИНА С ПОМОЩЬЮ ЧИСЛЕННЫХ МЕТОДОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭФФЕКТА ГКР. <u>Р.Р. Сафиуллин</u> , И.А. Богинская, Е.А. Слипченко, Б.Д. Тонанайский, И.А. Рыжиков, М.В. Седова, И.Н. Курочкин, МФТИ (НИУ), ИТПЭ РАН, ЗИБХФ РАН.....	10
7. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ОСАЖДЕНИЕ ИЗ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ АЛЬБУМИНА НА ГКР-АКТИВНЫЕ ПОДЛОЖКИ. <u>Е.А. Слипченко</u> , И.А. Богинская, М.В. Седова, К.Н. Афанасьев, И.А. Рыжиков, ИТПЭ РАН.....	12
8. ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ РЕШЕТКИ ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН С ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ 90%. <u>А.И. Игнатов</u> , А.М. Мерзликин, ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова, ИТПЭ РАН	14
9. НЕМАТИЧЕСКАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В ДОПИРОВАННЫХ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРАХ. <u>А.Л. Рахманов</u> , Р.Ш. Акзянов, А.Ю. Кунцевич, Д.А. Хохлов, А.В. Капранов, ИТПЭ РАН, ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова, ФИАН им. П.Н. Лебедева, МФТИ (НИУ).....	16
10. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДОПИРОВАННЫХ КУПРАТОВ. Н.А. Бабушкина, А.А. Владимиров, <u>К.И. Кугель</u> , Н.М. Плакида, НИЦ «Курчатowski институт», ОИЯИ, ИТПЭ РАН.....	18

11. ФАЗОВОЕ РАССЛОЕНИЕ В СОСТОЯНИИ С ВОЛНОЙ СПИНОВОЙ ПЛОТНОСТИ В ПОДКРУЧЕННОМ ДВУХСЛОЙНОМ ГРАФЕНЕ ПРИ МАГИЧЕСКОМ УГЛЕ ПОДКРУТКИ. <u>А.О. Сбойчаков</u> , А.В. Рожков, А.Л. Рахманов, Ф. Нории, ИТПЭ РАН, Center for Emergent Matter Science, RIKEN, Wako-shi, Saitama, Japan	19
12. МОЖЕТ ЛИ ДВУСЛОЙНЫЙ АА ГРАФЕН СТАТЬ ЧЕТВЕРТЬ-МЕТАЛЛОМ? <u>А.В. Рожков</u> , А.Л. Рахманов, А.О. Сбойчаков, ИТПЭ РАН..	20
13. ВЛИЯНИЕ БЕСПОРЯДКА НА ПОПЕРЕЧНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В ВЕЙЛЕВСКИЗ ПОЛУМЕТАЛЛАХ. <u>Я.И. Родионов</u> , К.И. Кугель, Б.А. Аронзон, Ф. Нории, ИТПЭ РАН, ФИАН им. П.Н. Лебедева, Center for Emergent Matter Science, RIKEN, Wako-shi, Saitama, Japan	22
14. ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАМЕН УГЛЕВОДОРОДОВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ. <u>В.В. Миславский</u> , Н.Л. Александров, А.Ю. Стариковский, В.В. Губернов, ИТПЭ РАН, ФИАН им. П.Н. Лебедева, МФТИ (НИУ), Princeton University, New Jersey, USA	23
15. ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ИНВЕРСИИ НАСЕЛЕННОСТИ. И.В. Доронин, <u>А.А. Зябловский</u> , Е.С. Андрианов, А.А. Пухов, А.П. Виноградов, ИТПЭ РАН, МФТИ (НИУ), ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова	24
16. МОДЕЛЬ ДЛЯ ОПИСАНИЯ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК. <u>Е.А. Терещенков</u> , Е.С. Андрианов, А.А. Зябловский, А.П. Виноградов, ИТПЭ РАН, МФТИ (НИУ), ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова	26
17. МЕХАНИЗМ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ. В.Ю. Шишков, <u>Е.С. Андрианов</u> , А.А. Пухов, А.П. Виноградов, С.Н. Орлов, Ю.Н. Поливанов, В.И. Фабелинский, Д.Н. Козлов, В.В. Смирнов, А.А. Лисянский, ИТПЭ РАН, МФТИ (НИУ), ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова, ИОФ РАН, Department of Physics, Queens College of the City University of New York.....	28
18. УНИВЕРСАЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ. <u>И.В. Доронин</u> , А.А. Зябловский, Е.С. Андрианов, А.А. Пухов, А.П. Виноградов, ИТПЭ РАН, МФТИ (НИУ), ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова ...	29
19. ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ СИСТЕМ С СИЛЬНОЙ СВЯЗЬЮ. <u>Т.Т. Сергеев</u> , А.А. Зябловский, Е.С. Андрианов, А.А. Пухов, А.П. Виноградов, ИТПЭ РАН, МФТИ (НИУ), ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова.....	30
20. МОДЕРНИЗАЦИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ИТПЭ РАН. В.Н. Кисель, ИТПЭ РАН	32

21. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯ В БЭК ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ СО СТЕНКАМИ, ПОКРЫТЫМИ ОДНО И ДВУХПЕРИОДИЧЕСКИМ РПМ, В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ 1 - 10 ГГц. Н.П. Балабуха, А.С. Зубов, <u>А.В. Никитенко</u> , ИТПЭ РАН	34
22. УВЕЛИЧЕНИЕ УГЛОВОГО ДИАПАЗОНА НА СТЕНДЕ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ БИСТАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯНИЯ. Н.Л. Меньших, В.С. Солосин, <u>С.А. Федоров</u> , ИТПЭ РАН	36
23. СРАВНЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЕЙ В РАБОЧЕЙ ЗОНЕ РУПОРНОЙ КАМЕРЫ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ И ГИПЕРБОЛИЧЕСКОЙ ЛИНЗ. Н.П. Балабуха, <u>Н.Л. Меньших</u> , В.С. Солосин, ИТПЭ РАН.....	38
24. ВЛИЯНИЕ КРАЕВЫХ ЭФФЕКТОВ НА ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ЗЕРКАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ. <u>Р.В. Гильмутдинов</u> , Н.Л. Меньших, С.А. Федоров, МФТИ (НИУ), ИТПЭ РАН	40
25. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ЗЕРКАЛЕ СО СКРУГЛЁННЫМИ КРАЯМИ В ВЕКТОРНОМ СЛУЧАЕ. Д.А. Коняев, С.С. <u>Новикова</u> , ИТПЭ РАН, МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, каф. математики	42
26. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИАГРАММЫ ЭПР ТЕЛА НА ОСНОВЕ УСЕЧЕННЫХ ДАННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ НА ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ВЕКТОРНОМ СЛУЧАЕ. Н.П. Балабуха, Д.А. Коняев, Н.Е. Шапкина, <u>К.М. Шитикова</u> , ИТПЭ РАН, МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, каф. математики	44
27. АНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД ДЛЯ РАСЧЁТА РАССЕЯНИЯ ОТ ЩЕЛИ. <u>К.М. Басков</u> , И.И. Краснолобов, А.М. Лебедев, Т.А. Фурманова, ИТПЭ РАН	46
28. ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ ДИФРАКЦИОННЫХ МАКСИМУМОВ ДОР ПИРАМИДАЛЬНОГО ПОГЛОТИТЕЛЯ ОТ ВЫСОТЫ ПИРАМИД. <u>А.М. Лебедев</u> , В.Н. Семенов, Т.А. Фурманова, ИТПЭ РАН	48
29. СТРУКТУРА РАДИОЛОКАЦИОННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ СФЕРЫ И ИЗОГНУТОГО РЕБРА НАД ЗЕРКАЛОМ. <u>А.М. Лебедев</u> , Т.А. Фурманова, ИТПЭ РАН	50
30. ПЛАЗМОН-МАГНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В СИСТЕМЕ ГРАФЕН-АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ ДИЭЛЕКТРИК. <u>А.М. Пикалов</u> , А.В. Дорофеев, А.Б. Грановский, МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, ИРЭ РАН, ИТПЭ РАН	52
31. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИМЕНИМОСТИ ФОРМУЛ СМЕШЕНИЯ ДЛЯ ОПИСАНИЯ СВЧ СВОЙСТВ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР. <u>С.Ю. Бобровский</u> , Д.А. Петров, К.Н. Розанов, ИТПЭ РАН	54

32. ПРИМЕНИМОСТЬ ОДНОМОДОВОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ В ПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ. <u>П.А. Иванов</u> , С.Ю. Бобровский, К.Н. Розанов, ИТПЭ РАН ...	56
33. СВЧ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТОВ ПРИ ПРИЛОЖЕНИИ ВНЕШНЕГО ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ. <u>А.О. Ширяев</u> , К.Н. Розанов, А.В. Артемова, С.Ю. Бобровский, А.С. Набоко, А.В. Осипов, Д.А. Петров, П.А. Зезюлина, ИТПЭ РАН	58
34. ОСОБЕННОСТИ КАЛИБРОВКИ СИММЕТРИЧНОЙ МИКРОПОЛОСКОВОЙ ЛИНИИ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ. <u>Д.А. Петров</u> , С.Ю. Бобровский, ИТПЭ РАН	59
35. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЛИСТОВЫХ ОБРАЗЦОВ С МИКРОПРОВОДАМИ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ. <u>Р.А. Князьков</u> , А.Д. Мишин, С.Н. Старостенко, К.Н. Розанов, ИТПЭ РАН	60
36. СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ S-ПАРАМЕТРОВ ОБРАЗЦОВ ИЗ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ. <u>Д.С. Клыгач</u> , М.Г. Вахитов, В.Е. Живулин, ФГАОУ ВО «ЮУрГУ (НИУ)»	62
37. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ОРГАНИЧЕСКИХ РАСТВОРИТЕЛЕЙ В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ. <u>А.Ю. Зарубина</u> , С.Г. Кибец, А.А. Политико, В.Н. Семенов, В.А. Чистяев, К.М. Басков, ИТПЭ РАН..	64
38. ПОДАВЛЕНИЕ ЛОКИНГА МОД В МАГНИТООПТИЧЕСКОМ ГИРОСКОПЕ. <u>Р.С. Пузько</u> , А.М. Мерзликин, ИТПЭ РАН	66
39. ПРИМЕНЕНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ ДОПЛЕРОВСКИХ ЛИДАРОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ПОТОКА ГАЗА В АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ТРУБАХ. <u>О.В. Бендеров</u> , Г.В. Антошкин, В.В. Миславский, А.М. Мерзликин, А.В. Родин, МФТИ (НИУ), ИТПЭ РАН	67
40. ТОНКОПЛЁНОЧНЫЙ МИКРОНАГРЕВАТЕЛЬ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ПЕРЕХОДОМ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК В ТОНКИХ ПЛЁНКАХ VO ₂ . <u>В.И. Полозов</u> , С.С. Маклаков, С.А.Маклаков, Л.А. Алексеева, А.С. Ильин, А.В. Долматов, А.В. Глуценков, В.Н. Кисель, ИТПЭ РАН, МФТИ (НИУ)	68
41. НАНЕСЕНИЕ ОБОЛОЧКИ SiO ₂ ТОЛЩИНОЙ 500 нм НА ЧАСТИЦЫ ЖЕЛЕЗА. <u>А.В. Долматов</u> , С.С. Маклаков, Д.А. Петров, А.О. Ширяев, П.А. Зезюлина, А.В. Осипов, А.С. Набоко, А.В. Артёмова, ИТПЭ РАН, МФТИ (НИУ)	69
42. СИНТЕЗ И СВОЙСТВА ЖЕЛЕЗНЫХ ПОРОШКОВ С ПОЛЫМИ ЧАСТИЦАМИ, ПОЛУЧЕННЫМИ МЕТОДОМ СПРЕЙ-ПИРОЛИЗА. <u>А.В. Артёмова</u> , С.С. Маклаков, А.О. Ширяев, А.В. Осипов, А.С. Набоко, Д.А. Петров, А.В. Долматов, ИТПЭ РАН, МФТИ (НИУ).....	70

43. МНОГОСЛОЙНЫЙ ОПТИЧЕСКИ ПРОЗРАЧНЫЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ЭКРАН. <u>А.В. Глущенко</u>, А.В. Гусев, К.А. Маилян, А.С. Ильин, А.А. Политико, К.М. Басков, ИТПЭ РАН	72
44. ИССЛЕДОВАНИЕ УПРАВЛЯЕМОГО ПЛАНАРНОГО МЕТАМАТЕРИАЛА. А.А. Башарин, ИТПЭ РАН	74

**ДВАДЦАТЬ ВТОРАЯ ЕЖЕГОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ИТПЭ РАН**

Сборник тезисов докладов

Подписано в печать 04.21		Формат 60x84/16
Печать офсетная	Уч.-изд.л. 2,25	Усл.-печ.л 2,09
Тираж 100 экз.	Заказ № 38	

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