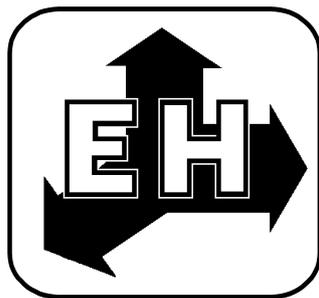


**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ПРИКЛАДНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК  
(ИТПЭ РАН)**



**ДВАДЦАТЬ ТРЕТЬЯ ЕЖЕГОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ  
ИТПЭ РАН**

(Москва – 16 - 20 мая 2022 г.)

Сборник тезисов докладов

## **ДВАДЦАТЬ ТРЕТЬЯ ЕЖЕГОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ИТПЭ РАН**

Сборник тезисов докладов.

Под редакцией д.ф.-м.н. А.М. Мерзликина – М.: ИТПЭ РАН. 2022. 66 с.

Сборник содержит тезисы докладов, представленных на Двадцать третьей 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 2021 году. Целью конференции является обмен информацией, призванный дать импульс развития фундаментальным исследованиям по основным направлениям деятельности ИТПЭ РАН и ускорить практическое внедрение полученных результатов.

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

# ВЫБОР ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПОКРЫТИЯ ВНУТРЕННЕЙ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ

В.Н. Кисель<sup>1</sup>, А.С. Кожеко<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>МФТИ (НИУ)

Известно, что отражение от полостей, в частности, от воздушного канала (ВК) силовой установки (СУ) может определять радиолокационную заметность летательных аппаратов (ЛА). Радиомаскирующие свойства ВК СУ можно обеспечить нанесением радиопоглощающего покрытия (РПП) на внутреннюю поверхность его стенок. Оптимальный выбор параметров материалов, входящих в состав РПП, представляет собой непростую задачу. Например, известно, что выбор покрытия стенок полости на основе чисто геометрических представлений может не дать оптимальных результатов при реальных соотношениях размеров воздушного канала и длины волны. Объясняется это особенностями распространения электромагнитной волны в полости, в частности, сложными дифракционными эффектами. Лучшие результаты дал разработанный в ИТПЭ РАН [1] способ выбора параметров покрытия на основе энергетических соображений, критерием которого служит величина мощности, передаваемой от электромагнитной волны в объем покрытия. Путем выбора параметров РПП можно добиться наибольшего оттока энергии от электромагнитной волны, распространяющегося вдоль плоскости с покрытием. Если нанести такое РПП на стенки полости, то лишь оставшаяся небольшая часть энергии волны будет создавать обратное излучение в окружающее пространство.

В работе представлено развитие этой методики на случай, когда требуется оптимизировать параметры покрытия в заданных частотном и угловом диапазонах, а также с учетом криволинейных границ полости ВК. Представлены результаты доработки расчетной модели воздухозаборника ЛА, которые позволяют получить интегральные оценки эффективности РПП с учетом особенностей электромагнитного возбуждения отдельных элементов поверхности ВК; обсуждаются результаты расчетов.

## ЛИТЕРАТУРА

[1] *A.N. Lagarkov, V.N. Kisel. Electromagnetic Energy Absorption within Extensive Impedance Structures// Electromagnetic materials. Proc. of the Symposium P, ICMAT 2007 (International Conference on Materials for Advanced Technologies, SUNTEC, Singapore, 2007). Ed. by Lim Hock et al., World Scientific, Singapore, 2007, P. 3–10.*

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ АНГИОТЕНЗИН-ПРЕВРАЩАЮЩЕГО ФЕРМЕНТА ЧЕЛОВЕКА С ПОМОЩЬЮ ГКР СПЕКТРОСКОПИ И МЕТОДА ЛИНЕЙНОГО ДИСКРИМИНАНТНОГО АНАЛИЗА

**Р.Р. Сафиуллин<sup>1,2</sup>, И.А. Богинская<sup>1</sup>, Н.Л. Нечаева<sup>3</sup>,  
В.Е. Тихомирова<sup>4</sup>, О.В. Крюкова<sup>4</sup>, О.А. Кост<sup>4</sup>, К.Н. Афанасьев<sup>1</sup>,  
И.А. Рыжиков<sup>1</sup>, Н.И. Булаева<sup>5</sup>, Е.З. Голухова<sup>5</sup>**

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>МФТИ (НИУ)

<sup>3</sup>ИБХФ РАН

<sup>4</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, Химический факультет

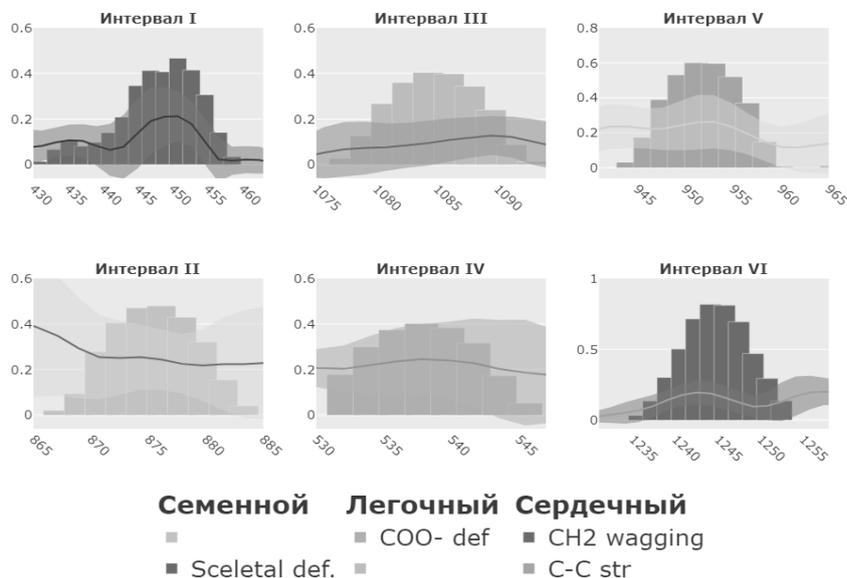
<sup>5</sup>НМИЦ ССХ им. А.Н. Бакулева

Метод спектроскопии гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) представляет интерес для решения задач количественного и качественного определения биологических аналитов различной природы. Метод может быть использован для определения ферментов и белков, содержащихся в плазме крови человека, контроль которых может быть использован для оценки состояния организма при различных заболеваниях [1]. В частности, кардиальные риски можно оценивать с помощью количественного и качественного определения ангиотензин-превращающего фермента (АПФ) человека, продуцируемого клетками сердца, на фоне белков и ферментов, включенных в плазму крови.

На первом этапе разработки метода необходимо определить возможность разделения АПФ, продуцируемых различными клетками организма. Для этого были выделены и очищены до электрофоретически гомогенного состояния АПФ из разных тканей и жидкостей организма человека (сердца, легких и семенной жидкости), и впервые получены их ГКР спектры на планарных наноструктурированных тонких пленках серебра, ранее показавших себя эффективными для получения ГКР спектров высокомолекулярных аналитов [2]. Измерения были проведены с помощью спектрометра комбинационного рассеяния на основе конфокального микроскопа на длине волны возбуждения 785 нм. Были измерены по 65 спектров каждой группы АПФ. Время накопления одного спектра составило 60 сек., количество усреднений 1, мощность лазера составила 54 мВт.

Для анализа полученного спектрального массива трех видов АПФ высокой размерности была использована модель линейного дискриминантного анализа [3]. С помощью него удалось получить представление спектра в пространстве более низкой размерности по сравнению с исходной. Показано, что спектры различных АПФ в нем

эффективно разделимы. С помощью свойства линейности классификатора проведена оценка вкладов спектральных признаков в разделение различных видов АПФ и определены интервалы с их максимальными значениями, что показано на рисунке 1.



**Рис. 1.** Интервалы, вносящие максимальный вклад в разделение спектров АПФ

Далее был проведен эксперимент по измерению точности классификации в зависимости от числа используемых моделью полос в порядке убывания их важности [4], в котором было показано, что уже на основе первых трех интервалов (~25 полос), удастся успешно разделить АПФ, продуцируемые различными типами клеток. При дальнейшем увеличении числа используемых полос значение точности стремится к предельным значениям.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] N. Nechaeva et al., *Analytica acta*, vol. 1100, 2020, P. 250.
- [2] I. Boginskaya et al., *J. Raman Spec.*, vol. 9, 2019, P. 3988.
- [3] A. Barucci et al., *The Analyst*, vol. 146, 2021, P. 674.
- [4] N. Gyftokostas et al., *Sci Rep.*, 2021, P. 5360.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЛОКАЛИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ГКР ПОДЛОЖКАХ

И.А. Богинская<sup>1</sup>, Е.А. Слипченко<sup>1</sup>, К.А. Верещагин<sup>2</sup>,  
И.А. Рыжиков<sup>1</sup>, М.В. Седова<sup>1</sup>, В.М. Миславский<sup>2,3</sup>, А.М. Мерзликин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>ИОФ РАН

<sup>3</sup>МФТИ (НИУ)

Гигантское комбинационное рассеяние (ГКР) успешно применяется в задачах количественного и качественного определения аналитов различной природы. Эффективность процесса возбуждения и регистрации ГКР спектра обусловлена сочетанием многих параметров: чувствительностью детекторов, настройки оптической системы, плазмонными свойствами ГКР субстратов, физико-химическим контактом субстрата и аналита. Разработанные нами наноструктурированные ГКР-активные подложки на основе непрерывных пленок серебра показали свою эффективность в ряде работ по обнаружению белков, вирусов и других биологически значимых аналитов. Однако ряд фундаментальных вопросов по реализации ГКР эффекта на поверхности подложек остается нераскрытыми. Одним из параметров эффективности подложек является размер области локализации электромагнитного поля вблизи подложки. Ранее нами было экспериментально продемонстрировано влияние факторов морфологии поверхности серебра на усиление амплитуды ГКР-спектров аналита. Тем не менее, эти зависимости плохо поддаются исследованию методами численного моделирования.

В настоящей работе были экспериментально исследованы усиливающие свойства ГКР-активных подложек без влияния факторов, связанных с химическим и физико-химическим взаимодействием в системе аналит-подложка, сформированных методом электронно-лучевого испарения в вакууме и используемых нами в работах по анализу биологических объектов. Морфология поверхности была оценена с помощью атомно-силовой микроскопии. Было показано формирование поликристаллической нерегулярной структуры со среднеквадратичной шероховатостью менее 3 нм.

В качестве объекта анализа для определения расстояния локализации электромагнитного поля при измерениях ГКР спектров были выбраны колебательные спектры ГКР подложки и воздуха, регистрируемые в диапазоне  $0 - 2500 \text{ см}^{-1}$  при возбуждении на длине волны 785 нм. Такие спектры содержат собственные полосы колебаний подложки, флуоресцентный спектр, спектр азота и кислорода.

Как и в случае нелинейно-оптических спектроскопических методик, в конфокальной Рамановской микроскопии полезный световой сигнал

собирается из области перетяжки сфокусированного лазерного пучка. Измерительный объём при этом аппроксимируется цилиндром с радиусом  $r$ , равным радиусу перетяжки  $w_0$ , и высотой  $H$ ; этот продольный размер  $H$  можно оценить как удвоенную длину Рэлея для Гауссова пучка, распространяющегося в свободном пространстве. Однако точное значение продольного разрешения  $H$  в конкретных условиях следует измерять экспериментально. Мы делаем это по методике, основанной на анализе зависимостей амплитуды полос колебаний от расстояния фокальной плоскости объектива микроскопа до поверхности образца при последовательном удалении от поверхности исследуемого объекта. Получаемая зависимость мощности светового сигнала от продольного перемещения подобна фрагменту (крылу) «колоколообразного» распределения, и весьма удовлетворительно аппроксимируется лоренцевским контуром или его фрагментом. Полная ширина на полувысоте (FWHM) такого лоренцевского контура даёт надёжную экспериментальную оценку высоты (длины) измерительного объёма  $H$  – продольного размера области локализации света, собираемого объективом микроскопа.

На первом этапе экспериментально было определено продольное (вертикальное) разрешение КР спектрометра на базе конфокального микроскопа Alpha 300 R (WITec, Германия). При работе с пластинкой кремния были измерены зависимости амплитуды полос колебаний кремния от расстояния фокальной плоскости объектива микроскопа до поверхности образца при последовательном удалении от поверхности. При аппроксимации лоренцевским контуром этих зависимостей были получены значения продольного разрешения не более 2.4 мкм.

Были измерены массивы ГКР спектров при последовательном удалении от подложки точки фокуса на расстояние до 80 мкм с шагом от 50 нм до 5 мкм. Полученные зависимости площади под кривой флуоресцентной полосы колебаний при  $1400 - 2400 \text{ см}^{-1}$  были аппроксимированы посредством лоренцевского контура. Полная ширина на полувысоте (FWHM) осевого распределения света составила в наших экспериментах  $\sim 130 - 150 \text{ нм}$ , что значительно меньше «штатного» продольного разрешения микроскопа. Этот размер мы интерпретируем как положение границы локализации электромагнитного поля, усиленного на используемой нами ГКР подложке на основе серебра.

Впервые предложенный нами способ анализа зависимостей площади под полосой колебаний от расстояния от поверхности анализируемого объекта, который отражает мощность излучения данной полосы, может быть использован для экспериментального определения локализации электромагнитного поля для ГКР подложек любого типа.

# ГКР СПЕКТРОСКОПИЯ ДЛЯ КОЛИЧЕСТВЕННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ АЛЬБУМИНА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ

Е.А. Слипченко<sup>1</sup>, Р.Р. Сафиуллин<sup>1,2</sup>, И.А. Богинская<sup>1</sup>,  
М.В. Седова<sup>1</sup>, К.Н. Афанасьев<sup>1</sup>, И.А. Рыжиков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>МФТИ (НИУ)

Метод гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) успешно используется в задачах по детектированию белков различного типа в низких концентрациях. Одно из актуальных направлений развития метода – это количественное определение аналитов различного типа. Такая задача может быть реализована с помощью использования физических методов пробоподготовки: лазерного или ультразвукового воздействия, электрического поля с дополнительным применением различных математических методов анализа и обработки полученных спектров.

Данная работа направлена на разработку метода количественного определения белков в водных растворах на примере альбумина, электрофоретически осажденного на ГКР подложки.

Раствор белка в деионизованной воде объемом 10 мкл с концентрацией белка 0.01, 0.1, 0.5, 1, 5, 10 г/л был помещен между электродами с помощью дозатора переменного объема. В качестве электродов выступали ГКР-активные подложки на основе пленок серебра с наноразмерным рельефом на стеклянной основе, к которым припаивались контакты из стальной проволоки. С помощью генератора сигналов специальной формы Г6-27 подавали напряжение синусоидальной формы с амплитудой 10 В в течение 15 минут. После воздействия поля с помощью дозатора переменного объема удаляли жидкость и измеряли ГКР спектры в образовавшемся осадке. В качестве контроля эксперимент проводили с чистой деионизованной водой при аналогичных условиях. Подложки были получены электронно-лучевым испарением серебра в вакууме на предметное стекло, толщина рабочего слоя серебра составляла 100 нм.

Измерение спектров полученных проб белка проводили с помощью спектрометра на основе конфокального микроскопа WITec на длине волны возбуждения 785 нм, мощности лазера 45 мВт и времени накопления 20 секунд. На каждом образце было измерено не менее 30 спектров.

Полученные спектры были обрезаны в спектральном диапазоне 400 – 1800 см<sup>-1</sup>. Сильно отличающиеся от массива спектры были исключены вручную. Сглаживание выполняли с использованием фильтра Савицкого-Голая с размером окна 15 и полиномиальным порядком 3. После этого каждый спектр был нормирован к своему собственному среднему значению и

стандартному отклонению. Далее была произведена еще одна нормировка на "сумму" всех значений интенсивности конкретного спектра (файла\строки). Для удобства представления и расчета в качестве целевой переменной был взят натуральный логарифм концентрации альбумина в растворе. Для модели калибровки была выбрана частичная регрессия наименьших квадратов. Обработка полученных спектров и последующий анализ, а также построение и оптимизация параметров модели были выполнены с использованием кода Python.

В результате удалось построить модель со значением целевой метрики коэффициента детерминации равной 0.96, что предоставляет возможность построения калибровочной зависимости вплоть до концентраций альбумина 0.01 г/л.

Предложенный способ пробоподготовки, в отличие от прямого высушивания проб на воздухе в совокупности с математической обработкой дает возможность использования метода для количественного определения белка в пробе на примере альбумина. Перспективность использования выражается в сокращении времени пробоподготовки и возможности проведения количественных измерений.

# СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ ЛАЗЕРНОЙ ДИФРАКЦИИ И ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ ДЛЯ ГРАНУЛОМЕТРИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

**А.В. Долматов<sup>1,2</sup>, С.С. Маклаков<sup>1</sup>, С.А. Маклаков<sup>1</sup>,  
А.С. Набоко<sup>1</sup>, В.А. Гаранов<sup>1</sup>, И.Н. Беляйков<sup>1</sup>, Д.А. Петров<sup>1</sup>,  
А.О. Ширяев<sup>1</sup>, А.В. Осипов<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>МФТИ (НИУ)

Электродинамические характеристики, включая комплексные значения диэлектрической и магнитной проницаемостей магнитных порошков в СВЧ диапазоне, зависят от размеров частиц. Точное определение размеров и формы частиц, а также распределения частиц по размерам, являются актуальными задачами для анализа и оптимизации свойств материалов. В случае отличия формы частиц от сферической, с учётом ограничений существующих инструментальных методов, данные задачи зачастую не имеют решения.

Цель работы состояла в сравнительном анализе гранулометрических характеристик, получаемых двумя независимыми методами: стандартной лазерной дифракцией и обработкой микроскопических изображений. В качестве объектов исследования выбрали: порошок со сферическими частицами – карбонильное железо Р20, порошок с частицами камневидной и одновременно вытянутой формы – материал на основе аморфного сплава, 5БДСР, а также порошок на основе плоских частиц, с форм-фактором, существенно отличающимся от сферического.

Анализ распределения частиц по размерам при помощи лазерной дифракции имеет неоспоримое достоинство, экспрессность. Но для корректной интерпретации результатов необходимо обеспечить диспергирование частиц в потоке иммерсионной жидкости, или газе, используемом в приборе. В случае отличия формы частиц от сферической полученные данные о размере частиц не являются истинными, представляют собой интерпретацию прибором усреднённой по всем частицам измеренной дифракционной картины. Метод анализа формы частиц и распределения частиц по размерам, с использованием микрофотографий существенно менее экспрессный, но даёт возможность точного определения этих параметров. Поэтому выбранные методы комплементарны, что можно использовать для верификации результатов.

Показано, что гранулометрический анализ сферических частиц Р20 методом лазерной дифракции завышает истинный размер частиц, предположительно благодаря агломерации. В то же время, при анализе

камневидных частиц с отношением максимального поперечного размера к минимальному не более 1,5, данные, полученные сравнимыми методами, идентичны.

Данные о форм-факторе частиц могут быть использованы при анализе комплексной диэлектрической проницаемости при использовании порошков в качестве наполнителя композиционных материалов.

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

# ПРИКЛАДНОЕ ПРИМЕНЕНИЕ СИНХРОННОГО ТЕРМИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

А.В. Артёмов, С.С. Маклаков, В.А. Гаранов, И.Н. Беляйков

ИТПЭ РАН

Синхронный термический анализ (СТА) представляет собой метод, позволяющий одновременно регистрировать изменение веса образца и теплового потока, проходящего через образец при нагреве. Прибор NETZSCH STA 449 F3 Jupiter, находящийся в распоряжении Института, оснащён сменными измерительными ячейками, что позволяет комбинировать термогравиметрию (ТГ), дифференциальную сканирующую гравиметрию (ДСК), или дифференциальный термический анализ (ДТА) в одном измерении. При помощи данного метода возможно анализировать поведение материала и протекающие при этом процессы в окислительной, или инертной атмосфере в температурном диапазоне от комнатной температуры до 1500°C.

С помощью СТА были исследованы порошки аморфных сплавов двух различных производителей, а также порошковое железо с различной степенью частоты и химической активности.

Сравнение результатов измерений порошков аморфных сплавов в окислительной и инертной среде позволило определить температуры начала процессов рекристаллизации, окисления и возгорания, сопровождающиеся интенсивным выделением энергии. Показано, что температура рекристаллизации зависит от фракции порошка. Дополнительно по величине набора массы при полном окислении образца можно судить о химической чистоте порошка, что делает данный метод пригодным для входного контроля закупаемого сырья.

Измерение точки тления, температуры начала процесса окисления, определяемого по производной температурной зависимости теплового потока при нагреве порошков железа совпадает с данными, подобранными экспериментально в ходе оптимизации термообработки. Показано, что фракционный состав и химическая активность порошков, которая характерна для конкретных промежуточных стадий механохимической и термической обработки в ходе технологического процесса получения зарегистрированных порошковых материалов Института, влияют на количество выделившейся энергии при нагреве и значениях температур стадий окисления железа.

Показано, что применение при измерении различных калибровок позволяет компенсировать вклад инерционности термических процессов, что даёт возможность уточнения истинного значения температуры определяемых переходов.

Применение внешних магнитов, помещенных на внешний корпус печи, создает постоянное магнитное поле в зоне держателя образца и позволяет измерять температуру Кюри. Фазовый переход второго рода выражается скачкообразным изменением массы на ТГ-кривой, сопровождающимся тепловым эффектом малой интенсивности. Для Р-20 температура Кюри равна 770 °С, что соответствует табличному значению для железа. Показано, что присутствие в порошковом железе оксидной фракции в количестве до 20 масс.% снижает температуру Кюри до 540°С.

Проведение измерений с различной скоростью нагрева позволяет провести кинетический анализ процессов. Использование масс-спектрометра, для анализа отработанных газов, дает возможность судить об их составе, что расширяет возможности анализа физико-химических свойств материалов при термическом воздействии.

Часть исследований, посвящённых фундаментальному анализу компенсации инерционности термических процессов и исследованию температуры Кюри, выполнены за счет гранта Российского научного фонда № 21-19-00138, <https://rscf.ru/project/21-19-00138/>.

# ПОЛУЧЕНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ТОНКИХ ПЛЁНОК ДИОКСИДА ВАНАДИЯ НА РАЗЛИЧНЫХ ПОДЛОЖКАХ

В.И. Полозов<sup>1,2</sup>, С.С. Маклаков<sup>1</sup>, С.А. Маклаков<sup>1</sup>,

Д.А. Петров<sup>1</sup>, Е.А. Слипченко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>МФТИ (НИУ)

Диоксид ванадия – кристаллический материал, демонстрирующий обратимый фазовый переход полупроводник-металл при температуре, близкой к комнатной. Резкое изменение сопротивления этого материала (более  $10^4$  раз), инициируемое незначительным нагревом, или действием электрического тока, используют в переключаемых устройствах, предназначенных для оптического, микроволнового, терагерцового и инфракрасного диапазонов, а также для работы на постоянном токе. Для применения  $VO_2$  в указанных устройствах разработан метод синтеза тонких плёнок  $VO_2$  с заданными характеристиками перехода на различных диэлектрических подложках, в числе которых  $Al_2O_3$ ,  $SiO_2$ , Si. Сложность создания такого метода синтеза связана с недостаточной изученностью зависимости структура-свойства  $VO_2$ : даже небольшие изменения структуры приводят к непредсказуемому и резкому изменению его электрофизических свойств.

Осуществлено получение тонких плёнок  $VO_2$  (толщиной 50 – 200 нм) на подложках моно- и поликристаллического  $Al_2O_3$ , монокристаллического Si и аморфного  $SiO_2$ . Для получения плёнок использован метод реактивного магнетронного распыления с последующей высокотемпературной (500 – 700 °С) обработкой в инертной атмосфере. Путём оптимизации условий нанесения и отжига на каждом типе подложек получены тонкие плёнки с интенсивным фазовым переходом, при котором их сопротивление уменьшается более чем в  $10^3$  раз. Путём варьирования условий синтеза (содержания кислорода в реактивной газовой смеси, электрического смещения на подложке, температуры отжига) получены плёнки с контрастом сопротивлений в полупроводниковом и металлическом состояниях  $10^2$  –  $10^4$  раз, значениями поверхностного сопротивления в металлическом состоянии в диапазоне 50 –  $10^3$  Ом/квadrat и температурами перехода в пределах 40 – 65 °С.

Реактивное магнетронное распыление является неравновесным методом нанесения, результат которого – поликристаллические плёнки, состоящие из смеси нестехиометрического  $VO_x$  и  $VO_2$ , что позволяет получать плёнки со свойствами перехода, варьирующимися в широких пределах. Следует отметить, что указанные изменения свойств перехода

достигнуты без обычно применяемых для таких целей легирования или нанесения через подслой оксида другого металла (например,  $TiO_2$ ). Отличия в свойствах перехода вызваны как значительно отличающимися друг от друга электрофизическими свойствами оксидов ванадия и их кристаллических фаз, так и напряжениями в поликристаллической плёнке, а также на границе плёнка-подложка. Влияние указанных факторов на свойства плёнки изучено с использованием 4-зондовой электрометрии, сканирующей электронной микроскопии, атомно-силовой микроскопии и спектроскопии комбинационного рассеяния.

Получение плёнок с заданными свойствами, а также возможность варьировать их свойства в значительных пределах позволяет применять тонкие плёнки  $VO_2$  с фазовым переходом полупроводник-металл в разнообразных переключаемых устройствах в широком частотном диапазоне. Разработанный метод позволяет синтезировать плёнки с амплитудой перехода, эквивалентной высококачественным эпитаксиальным плёнкам (порядка  $10^4$  раз), без использования специальных подложек и нагрева до температур более  $500\text{ }^\circ\text{C}$  в процессе нанесения.

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

# МАГНИТНО-ЭЛЕКТРОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ГРАФЕНА НА ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПОДЛОЖКЕ

Д.Н. Дресвянкин<sup>1</sup>, А.В. Рожков<sup>2</sup>, А.О. Сбойчаков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МФТИ (НИУ)

<sup>2</sup>ИТПЭ РАН

Графен - двумерный материал, состоящий из атомов углерода, а также обладающий гексагональной решёткой. Эта углеродная структура считается многообещающим объектом исследований в различных областях физики, например в спинтронике, так как демонстрирует ряд интересных физических свойств. Одним из перспективных способов управления спиновыми свойствами графена является помещение графенового образца на магнитную подложку. Это делает вопрос об исследовании устойчивости подобной системы актуальным для современной физики конденсированного состояния. В работе будет теоретически показано, что графен, помещённый на ферромагнитную подложку, демонстрирует "кооперативную" магнитно-электронную неустойчивость. Эта неустойчивость выражается в том, что при определенных условиях в системе графен-субстрат пропадает идеальная однородная ферромагнитная намагниченность, и у вектора намагниченности появляется подкашивающая деформация. Мы покажем, что возникновение подкашивающей деформации идеального ферромагнитного упорядочения в подложке приводит к понижению энергии электронов в графене. Данное понижение всегда будет компенсировать положительный вклад в энергию системы, связанный с возникновением подкоса намагниченности в субстрате. В случае идеального магнитного упорядочения графен переходит в ферромагнитное состояние. В случае, когда в системе имеется подкос, в энергетическом спектре появляется щель, то есть графен переходит в диэлектрическое состояние. Величина этой щели определяется следующей формулой:

$$\Delta = 4h \exp \left\{ \frac{W}{h} - \frac{\pi^2 t^2 T_C}{6h^3} \right\}, \quad (1)$$

где  $h$  – энергия зеемановского расщепления,  $W$  – ширина зоны,  $t$  – интеграл перескока в графене,  $T_C$  – температура Кюри материала подложки.

Проанализировав данную формулу, принимая во внимание данные из статей [1, 2], а также на данные из экспериментальной статьи [3], в которой авторы предсказывают возможным обменное поле порядка сотен тесла, мы можем сказать, что при температуре Кюри подложки 16К, а также зеемановском поле в 100Т, диэлектрическая щель будет иметь практически нулевое значение.

Экспериментальное обнаружение столь малой щели представляется затруднительным, но сам факт наличия магнитно-электронной неустойчивости не исчезает. Стоит принять во внимание, что в наших расчетах не учитывалось электрон - электронное взаимодействие, учет которого может повысить значение щели. Важным, аспектом данного результата является также то, что полученная формула применима к любому двумерному дираковскому материалу, поэтому если в будущем будут получены подобные образцы с меньшим интегралом перескока, то магнитно-электронная неустойчивость будет проявлять себя более явным образом.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] *A.V. Rozhkov, et al.*, Electronic properties of graphene-based bilayer systems // Physics Reports, vol. 648, 2016, P. 1.
- [2] *Klaus Zollner, et al.*, Theory of proximity-induced exchange coupling in graphene on hBN/(Co/Ni) // Physical Review B, vol. 94, 2016, P. 155441.
- [3] *Peng Wei, et al.*, Strong interfacial exchange field in the graphene/EuS heterostructure // Nature Materials, vol. 15, 2016, P. 711.

# СПИНОВЫЕ ВИХРИ И МАЙОРАНОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ В ДОПИРОВАННЫХ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРАХ С НЕМАТИЧЕСКОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬЮ

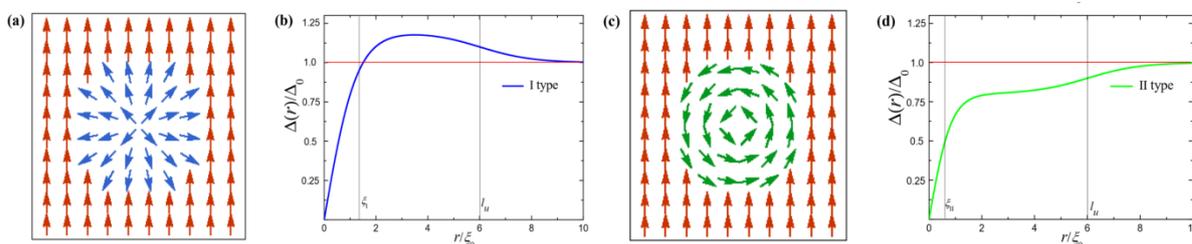
**А.Л. Рахманов<sup>1</sup>, Р.Ш. Акзянов<sup>1,2</sup>, А.В. Капранов<sup>2,3</sup>**

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова

<sup>3</sup>МФТИ (НИУ)

Так называемые топологические сверхпроводники проявляют множество необычных свойств, которые представляются интересными для приложений в области спинтроники и квантовых вычислений. В частности, в этих материалах предсказано [1,2] и экспериментально подтверждено существование возбуждений типа фермионов Майораны. В нашей работе [3] мы предложили один из возможных способов создать фермионы Майораны в топологических сверхпроводниках. В качестве конкретной системы, в которой реализуется топологическая сверхпроводимость, нами рассмотрены допированные топологические изоляторы типа  $A_x\text{Bi}_2\text{Se}(\text{Te})_3$  (где  $A = \text{Cu}, \text{Sr}, \text{Ba}, \dots$ ). На основе этих материалов уже созданы высококачественные монокристаллы, в которых надежно установлено существование топологической сверхпроводимости с векторным нематическим параметром порядка. Используя подход Гинзбурга-Ландау, мы показали, что деформация топологического нематического сверхпроводника может генерировать специфическую (нематическую) завихренность. В случае допированных топологических изоляторов эта завихренность образует спиновой вихрь. Мы показали, что возможно существование двух типов топологически различных спиновых вихрей, которые либо усиливают (тип I), либо подавляют (тип II) сверхпроводимость вдали от кора вихря, Рис. 1.



**Рис. 1.** (а,б) Схематическое изображение направления нематичности и распределения параметра порядка  $\Delta(r)$  для вихря I типа. (с) и (d). То же для вихря II типа. Здесь  $\xi_1$ ,  $\xi_{II}$ ,  $\xi_0$  — эффективные длины когерентности для вихрей типа I, II и недеформированного образца.

Далее были использованы уравнения микроскопической теории (обобщенные на случай топологической сверхпроводимости уравнения

Боголюбова–де Жена) для изучения электронных состояний в нематическом сверхпроводнике со спиновыми вихрями. Получено, что в случае вихря типа I состояния с нулевой энергией локализованы вблизи кора вихря. Эти состояния можно идентифицировать как пары Майорана-Краммерса [4]. В случае вихря типа II локализованных состояний с нулевой энергией нет.

Следует отметить, что аналогичные спиновые вихри существуют в В-фазе сверхтекучего  $^3\text{He}$  [5]. Кроме спиновых вихрей, в гелии могут возникать обычные гидродинамические («массовые») вихри. В сверхпроводнике аналогом массовых вихрей являются вихри Абрикосова. В сверхтекучем  $^3\text{He}$  массовый и спиновый вихри отталкиваются. В топологических сверхпроводниках возможно, как взаимное отталкивание, так и притяжение этих вихрей. Взаимодействие спинового и Абрикосовского вихрей представляют существенный интерес, так как в коре вихря Абрикосова в топологическом сверхпроводнике локализован фермион Майораны. Таким образом, мы имеем возможность манипулировать фермионами Майораны, перемещая вихри Абрикосова между спиновыми вихрями с помощью магнитного поля.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] *G.E. Volovik*, JETP Lett., vol. 70, 1999, P. 609 (1999).
- [2] *L. Fu and C.L. Kane*, Phys. Rev. Lett., vol. 100, 2008, id 096407.
- [3] *R.S. Akzyanov and A.L. Rakhmanov*, Phys. Rev. B, vol. 104, 2021, id 094511.
- [4] *C.-K. Chiu et al.*, Rev. Mod. Phys., vol. 88, 2016, id 035005.
- [5] *G.E. Volovik*, The Universe in a Helium Droplet (Clarendon, Oxford, 2003).

## ДИСКРЕТНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ «ОТ СКАЧКА К СКАЧКУ»

А.В. Рожков<sup>1,2</sup>, К. Гнейтинг<sup>2</sup>, Ф. Нори<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>Center for Emergent Matter Science, RIKEN, Wako-shi, Saitama, Japan

Временная эволюция изолированной квантовой системы описывается уравнением Шредингера. Такая эволюция является совершенно детерминированной и однозначно задается начальными условиями и структурой динамического оператора (оператора Гамильтона). Однако в более общем случае открытой квантовой системы эволюция перестает быть полностью детерминированной, поскольку результат взаимодействия системы с окружающей средой или измерительным аппаратом («квантовый скачек») носит вероятностный характер.

Как следствие этого обстоятельства, динамический формализм, подходящий для описания открытой системы, должен явным образом учитывать вероятностную природу процесса взаимодействия системы и внешней среды. Обобщая формализм Шредингера, мы можем описывать состояние открытой квантовой системы с помощью матрицы плотности, чью эволюцию можно задать, определив уравнение движения матрицы плотности во времени  $t$ . Широко известным примером такого рода является уравнение Линдблада. Решение уравнения Линдблада – это матрица плотности как функция  $t$ , совпадающая с неким начальным состоянием при  $t=0$ .

Для открытой системы, однако, возможно рассмотреть и другой тип динамики [1]: эволюцию матрицы плотности «от скачка к скачку», где под «скачком» мы понимаем уже упомянутый квантовый скачек, происходящий при взаимодействии исследуемой системы со средой или измерительным устройством. (Сразу обратим внимание, что для полностью изолированной квантовой системы такое описание невозможно вследствие отсутствия скачков.)

В предложенном формализме матрица плотности зависит уже не от непрерывного времени  $t$ , а от дискретной переменной, номера скачка  $n$  (значение  $n=0$  соответствует начальному состоянию, приготовленному перед проведением эксперимента). Такая матрица плотности описывает состояние сразу после  $n$ -го скачка.

Поскольку скачки происходят в случайные моменты времени, связь между номером  $n$  и физическим временем  $t$  может быть только вероятностной. Наш центральный результат – это рекуррентное соотношение, связывающее матрицы плотности при  $n$  и  $n+1$ . Это соотношение имеет так называемую крауссову структуру при условии отсутствия в системе

«темных» состояний. Последовательное применение этого соотношения к начальному состоянию позволяет находить матрицу плотности для любого  $n$ . Детали формализма и примеры его применения к разнообразным системам (двухуровневый квантовый бит с различными видами диссипации, гармонический осциллятор с затуханием и т.д) будут разобраны в докладе.

## ЛИТЕРАТУРА

[1] *Clemens Gneiting, et al.*, Phys. Rev. A, vol. 104, 2021, id. 062212.

## **ЭФФЕКТЫ СТАТИСТИКИ ФОТОНОВ ПРИ СМЕШЕНИИ ВОЛН НА ЕДИНИЧНОМ КУБИТЕ**

**В.В. Погосов<sup>1,2</sup>, А.Ю. Дмитриев<sup>3,4</sup>, О.В. Астафьев<sup>3,5,6</sup>**

<sup>1</sup>ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова

<sup>2</sup>ИТПЭ РАН

<sup>3</sup>МФТИ (НИУ)

<sup>4</sup>МИСиС (НИТУ)

<sup>5</sup>Сколковский институт науки и технологий, Сколтех

<sup>6</sup>University of London, United Kingdom

Смешение волн – хорошо известное явление в области нелинейной оптики, которое имеет различные применения. Этот эффект проявляется в генерации волн с новыми частотами в результате взаимодействия между входящими двумя или тремя волнами, которая сохраняет общую энергию фотонов. Смешение волн происходит в нелинейной среде, характеризующейся ненулевой восприимчивостью второго или более высокого порядка. Недавний прогресс в методах миниатюризации и управлении квантовыми полями привел к возможности реализации нелинейных эффектов на уровне одной искусственной квантовой системы. Прогресс в этом направлении имеет важное значение в контексте квантовой обработки информации и квантовой сенсорики.

Одной из перспективных платформ для построения квантовых устройств являются сверхпроводящие квантовые схемы. В частности, сверхпроводящие системы предлагают режимы, недоступные для естественных атомов, что позволяет реализовать различные необычные явления квантовой оптики как в конфигурациях на чипе, так и в открытом пространстве. Примером такого явления является смешение волн на одном искусственном атоме, что было продемонстрировано экспериментально в серии статей [1–3]. Атом играет роль нелинейного элемента, обеспечивающего взаимодействие между микроволнами. В работе [3] было продемонстрировано волновое смешение непрерывных классических сигналов на кубите сверхпроводящем кубите, связанном с копланарным волноводом, и наблюдалось существование узких боковых пиков разных порядков нелинейности, которые были приписаны упругому многофотонному рассеянию. Хотя как экспериментальные, так и теоретические результаты [3] были получены для классических сигналов, было высказано предположение, что амплитуды боковых пиков, в целом, должны быть чувствительны к статистике фотонов падающих волн, и эта особенность может быть использована для исследования их статистических свойств. Данное предположение может быть реализовано путем смешивания классических и

неклассических сигналов на атоме, что, согласно указанной гипотезе, должно позволить восстановить информацию о квантовой статистике в неклассической моде.

В данной работе [4] мы теоретически рассматриваем смешивание волн в случае неклассического фотонного поля. Мы рассматриваем динамику одиночного кубита, облучаемого одновременно когерентной волной и неклассическим светом. Рассмотрены два примера неклассического поля, создаваемого либо вырожденным параметрическим усилителем, либо источником одиночных фотонов. Обнаружено, что структура пиков не идентична случаю волнового смешения двух непрерывных когерентных волн – например, некоторые пики вовсе отсутствуют. Для случая однофотонного источника мы получаем трехпиковый спектр. Для сжатого света из вырожденного параметрического усилителя в одном режиме и классической накачки в другом мы получаем только пики, содержащие четное число фотонов, а остальные пики отсутствуют.

В результате мы приходим к выводу, что амплитуды пиков действительно можно использовать для исследования статистических свойств падающих волн.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] *A. Yu. Dmitriev et al.*, Nat. Commun., vol. 8, 2017, 1352.
- [2] *T. Hönigl-Decrinis et al.*, Phys. Rev. A, vol. 98, 2018, 041801(R).
- [3] *A. Yu. Dmitriev et al.*, Phys. Rev. A, vol. 100, 2019, 013808.
- [4] *W. V. Pogosov, A. Yu. Dmitriev, O. V. Astafiev*, Phys. Rev. A, vol. 104, 2021, 023703.

## КВАНТОВАЯ ЗАПУТАННОСТЬ В СПИН-ОРБИТАЛЬНЫХ МОДЕЛЯХ

В.Э. Валиулин<sup>1</sup>, Н.М. Щелкачев<sup>1</sup>, А.В. Михеенков<sup>1</sup>, К.И. Кугель<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИФВД РАН

<sup>2</sup>ИТПЭ РАН

Рассматривается проблема квантовой запутанности на примере модели, включающей два типа спиновых переменных (спин-орбитальная модель), и обсуждаются основные количественные характеристики запутанного состояния. Отметим, что варианты рассматриваемой модели возникают не только в спин-орбитальной физике, характерной для соединений переходных металлов, но и в такой актуальной области, как ультрахолодные атомы в ловушках.

В работе методом точной диагонализации изучается запутанность двух подсистем для конечной одномерной цепочки с гамильтонианом

$$H = J \sum \mathbf{S}_i \mathbf{S}_{i+1} + I \sum T_i T_{i+1} + K \sum (\mathbf{S}_i \mathbf{S}_{i+1})(T_i T_{i+1}), \quad (1)$$

где  $\mathbf{S}_i$  и  $T_i$  – операторы спина и псевдospина ( $S = 1/2$ ,  $T = 1/2$ ), все суммы берутся по связям ближайших узлов.

Кроме гамильтонианов вида (1), запутанность вычислялась также для альтернативных видов спин-псевдospинового взаимодействия, например,  $(\mathbf{S}_i \mathbf{S}_{i+1})(T_i^z T_{i+1}^z)$ . Рассмотрены также родственные модели, в которых слагаемое межподсистемного взаимодействия имеет изинговский вид для одной или обеих подсистем. Такого рода выражения возникают в разных физических реализациях спин-псевдospиновой модели.

Для характеристики степени запутанности при нулевой температуре используется один из наиболее популярных критериев – concurrence (перевода термина пока нет, а буквальный перевод – «совпадение», «согласованность» – не вполне адекватен). Поскольку вычисляется точная матрица плотности, может, разумеется, быть определён и любой другой критерий.

Показано, в частности, что при нулевой температуре внешнее поле может как уменьшать запутанность (что интуитивно очевидно), так и усиливать её. Существенно, что, в зависимости от физической реализации модели, природа внешнего поля не обязательно должна быть магнитной.

Кроме того, предложен (эмпирический) локальный критерий определения области запутанности, не требующий нахождения полной матрицы плотности.

При ненулевой температуре concurrence не является адекватной количественной характеристикой запутанности, в этом случае используются другие меры. В работе выбрана logarithmic negativity (у этого термина тоже

отсутствует принятый русский перевод). При температуре  $T \rightarrow 0$  эти две меры сшиваются.

Отметим, что, поскольку все меры запутанности исходят из точной матрицы плотности (отвечающей основному состоянию или температурной), пересчитать одну меру в другую не составляет труда.

Среди эффектов, возникающих при конечной температуре, обратим внимание на два.

Во-первых, при некоторых значениях параметров модели запутанность оказывается немонотонной функцией температуры. С ростом  $T$  она сначала растёт (в том числе может расти от исходно нулевой величины), проходит через максимум и лишь затем убывает.

И, во-вторых, на некоторых участках пространства параметров запутанность оказывается чрезвычайно устойчивой к изменению температуры, образуя «острова стабильности».

Часть результатов работы изложена в статьях [1, 2].

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] V.E. Valiulin, A.V. Mikheyenkov, N.M. Chtchelkatchev, K.I. Kugel, Phys. Rev. B, vol. 102, 2020, P. 155125.
- [2] V.E. Valiulin, A.V. Mikheyenkov, N.M. Chtchelkatchev, K.I. Kugel, 2022, ArXiv:2203.08254.

**МАГИЧЕСКИЙ РАДИУС КВАНТОВОЙ ТОЧКИ  
ДВУХСЛОЙНОГО АА ГРАФЕНА**  
**А.О. Сбойчаков<sup>1</sup>, А.В. Рожков<sup>1</sup>, А.Л. Рахманов<sup>1</sup>**  
<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

Мы численно и аналитически исследуем электронные свойства квантовой точки круглой формы, изготовленной из двухслойного АА графена. Мы наблюдаем дискретный набор радиусов точки, при которых электронные состояния с низкой энергией вырождены относительно индекса четности слоя. По аналогии с “магическими углами” в подкрученном двухслойном графене мы называем эти радиусы “магическими”. Такая особенность уникальна для структур АА и связана со специфической слоевой симметрией двухслойного АА графена: четность самого высокого занятого уровня энергии изменяется с антисимметричного по индексу слоя на симметричный, когда радиус точки АА равен ее магическому значению. Мы исследуем аналогию в электронной структуре между подкрученным двухслойным графеном при магическом угле поворота и квантовой точкой АА графена с магическим радиусом. Мы утверждаем, что эта аналогия может быть полезна для теоретического описания электронных свойств подкрученного двухслойного графена.

**ЛИТЕРАТУРА**

[1] A.L. Rakhmanov, A.V. Rozhkov, A.O. Sboychakov, arXiv:2202.08736v1.

# НЕЛИНЕЙНОЕ ПОПЕРЕЧНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В ВЕЙЛЕВСКИХ ПОЛУМЕТАЛЛАХ С СИЛЬНЫМ КУЛОНОВСКИМ БЕСПОРЯДКОМ

Я.И. Родионов<sup>1</sup>, К.И. Кугель<sup>1</sup>, Б.А. Аронзон<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>ФИАН им. П.Н. Лебедева

Исследована зависимость поперечной магнито-проводимости вейлевского полуметалла в ультраквантовом пределе с сильным длинноволновым кулоновским беспорядком.

Показано, что в случае достаточно сильного кулоновского беспорядка магнитопроводимость вейлевского полуметалла в ультраквантовом пределе  $T \ll v\sqrt{eH/c}$  имеет нетривиальный скейлинговый закон в зависимости от магнитного поля (уравнение (1)).

$$\sigma_{xx} = e^2 v^2 n_{\text{imp}} (eH l_D^2 / c)^{4/3} \quad (1)$$

Примечательность результата состоит в том, что удается учесть влияние беспорядка во всех порядках теории возмущений по силе беспорядка. Это достигается с помощью улучшенной модели Келдыша, имеющей точное решение для предельного случая беспорядка с бесконечной корреляционной длиной. Параметром разложения в улучшенной модели Келдыша выступает отношение магнитной длины к корреляционной длине беспорядка. Такое поведение магнитопроводимости в свою очередь приводит к нелинейному магнитосопротивлению (как функции магнитного поля). До этого момента удавалось исследовать магнитосопротивление лишь со слабым кулоновским беспорядком [1, 2]. Наша работа таким образом обобщает полученные до нас результаты.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ya.I. Rodionov, K.I. Kugel, B.A. Aronzon, Franco Nori, Effect of disorder on the transverse magnetoresistance of Weyl semimetals, Physical Review B, vol.102, no.20, 2020, id.205105.
- [2] J. Klier, I.V. Gornyi, A.D. Mirlin, Transversal magnetoresistance in Weyl semimetals, Physical Review B, vol. 92, 2015, 205113.

# НЕЭРМИТОВЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В ЭРМИТОВЫХ СИСТЕМАХ

Т.Т. Сергеев<sup>1,2,3</sup>, А.А. Зябловский<sup>1,2,3</sup>, Е.С. Андрианов<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>МФТИ (НИУ)

<sup>3</sup>ФГУП «ВНИИА» им. Н.Л. Духова

В последнее время неэрмитовые системы привлекают большое внимание [1]. Неэрмитовые системы с сильной связью характеризуются неэрмитовым фазовым переходом в особой точке (exceptional point, EP). Как известно, неэрмитовость возникает вследствие взаимодействия системы с окружающей средой [2]. В таком случае, как правило, окружение имеет бесконечное число степеней свободы. Структура вида система-резервуар является эрмитовой. Отсюда возникает вопрос о наличии в такой системе фазового перехода и особой точки.

В нашей работе в качестве модели эрмитовой системы используется система из двух связанных осцилляторов, которые в свою очередь связаны со своими резервуарами. Резервуары моделируются набором осцилляторов. Гамильтониан такой системы записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \omega_0 \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 + \omega_0 \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2 + \Omega (\hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2 + \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_1) + \sum_{k=1}^{N_1} \omega_k^{(1)} \hat{b}_k^\dagger \hat{b}_k \\ & + \sum_{k=1}^{N_2} \omega_k^{(2)} \hat{c}_k^\dagger \hat{c}_k + \sum_{k=1}^{N_1} g_1 (\hat{b}_k^\dagger \hat{a}_1 + \hat{a}_1^\dagger \hat{b}_k) + \sum_{k=1}^{N_2} g_2 (\hat{c}_k^\dagger \hat{a}_2 + \hat{a}_2^\dagger \hat{c}_k) \end{aligned} \quad (1)$$

В работе показано, что в эрмитовой системе с конечным числом степеней свободы существует фазовый переход полностью идентичный неэрмитовому фазовому переходу, причем константа связи между осцилляторами в точке перехода в эрмитовой системе совпадает со значение константы связи в особой точке в неэрмитовой системе.

Более того, этот переход существует в эрмитовых системах со сложной динамикой, которая характеризуется коллапсами и возрождениями. Также в работе продемонстрировано, что неэрмитовый переход существует в эрмитовых системах с очень малыми резервуарами, в которых число степеней свободы порядка 10.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] M.A. Miri, A. Alu, Exceptional points in optics and photonics // *Science*, 363(6422), 2019, eaar7709.  
[2] M.O. Scully, M.S. Zubairy, *Quantum optics*, 1999.

# ПРЕОДОЛЕНИЕ ДИФРАКЦИОННОГО ПРЕДЕЛА НА РАЗМЕР РЕЗОНАТОРА ПРИ ПОМОЩИ УСИЛИВАЮЩЕЙ СРЕДЫ

И.В. Доронин<sup>1,2,3</sup>, Е.С. Андрианов<sup>1,2,3</sup>, А.А. Зябловский<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>МФТИ (НИУ)

<sup>3</sup>ФГУП ВНИИА им. Духова

Рассмотрен помещённый в вакуум субволновой диэлектрический слой с  $\text{Re}(\varepsilon) > 0$  и  $\text{Im}(\varepsilon) < 0$ , что соответствует активной среде с положительным коэффициентом усиления. В этом случае при внутреннем отражении света от границы происходит отрицательный сдвиг фазы. Показано, что за счет данного эффекта можно создать резонатор, в котором одна из собственных мод электромагнитного поля имеет нулевой набег фазы, а размер такого резонатора существенно меньше половины длины волны света в данном резонаторе. Продемонстрировано, что мода электромагнитного поля с нулевым набегом фазы проявляется в спектре матрицы пропускания слоя активной среды.

Показано, что можно создать лазер субволнового размера за счет моды с нулевым набегом фазы, используя активную среду в качестве резонатора. При этом размер слоя активной среды меньше, чем половина длины излучаемого света в активной среде. В отличие от пассивного диэлектрического слоя, для которого резонансная длина волны зависит от коэффициента преломления  $n$  как  $1/n$  [1], в активном диэлектрическом слое резонансная длина волны для моды с нулевым набегом фазы зависит от коэффициента преломления как  $1/n^2$ .

## ЛИТЕРАТУРА

[1] А.Н. Матвеев. Оптика. Высшая школа: 1985.

## ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ АКТИВНЫХ СРЕД НА РЕЖИМЫ РАБОТЫ ЛАЗЕРОВ

Е.А. Терещенков<sup>1,2,3</sup>, Е.С. Андрианов<sup>1,2,3</sup>, А.А. Зябловский<sup>1,2,3,4</sup>,  
А.П. Виноградов<sup>1,2,3</sup>, А.А. Пухов<sup>1,2</sup>, А.А. Лисянский<sup>5,6</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>МФТИ (НИУ)

<sup>3</sup>ФГУП «ВНИИА» им. Н.Л. Духова

<sup>4</sup>ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

<sup>5</sup>Department of Physics, Queens College of the City University of New York

<sup>6</sup>The Graduate Center of the City University of New York

В работе рассмотрено влияние оптических фононов в материалах с сильной электрон-фононной связью на усиливающие свойства обычных лазеров. Мы рассмотрели усиливающие среды на основе коллоидных квантовых точек (КТ). В обычных лазерах предполагается некогерентная накачка, а генерация определяется взаимодействием поляризации электронной подсистемы КТ, которую будем рассматривать как двухуровневую систему (ДУС), с модой резонатора. Связь электрического поля резонатора с поляризацией активной среды рассматривается в дипольном приближении и характеризуется константой Раби [1, 2]. Как правило, наблюдаемое усиление в обычных лазерах намного превышает усиление за счет вынужденного комбинационного рассеяния. Поэтому даже в лазерах, использующих активные среды с сильным взаимодействием электронов и фононов, влиянием оптических фононов на работу лазера обычно пренебрегают.

Мы описываем взаимодействие между электронами и оптическими фононами через гамильтониан Фрелиха [3]:

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

Здесь  $\hat{\sigma}^\dagger$  и  $\hat{\sigma}$  - операторы повышения и понижения ДУСа,  $\hat{b}^\dagger$  и  $\hat{b}$  - операторы рождения и уничтожения фононов,  $g$  – константа взаимодействия ДУСа с фононами (константа Фрелиха). Из-за сильной связи оптических фононов с электрическим полем константа Фрелиха  $g$  может быть сравнима или даже больше, чем константа Раби.

С помощью компьютерного моделирования показано, что существует область, ограниченная кривой  $g = g_{cr}(D_0)$  в плоскости параметров  $(g, D_0)$  ( $D_0$  – инверсия населенностей, характеризующая скорость некогерентной накачки), внутри которой возможны только обычные режимы генерации, а именно тривиальный режим без когерентного оптического поля и режим

генерации, при котором среднее когерентное оптическое поле не равно нулю. В обоих режимах когерентные фононы не возбуждаются.

За пределами кривой  $g = g_{cr}(D_0)$  появляются новые режимы работы. Один из этих новых режимов характеризуется возбуждением когерентных совместных автоколебаний как оптического поля в резонаторе, так и оптических фононов в активной среде.

Мы также обнаружили, что для КТ с низкой скоростью поперечной релаксации режим с когерентными фононами может трансформироваться в хаотический режим, аналогичный странному аттрактору со спектром, содержащим бесконечное число частот, несоизмеримых с частотами оптических фононов.

Наконец, мы показываем, что в отличие от обычных лазеров, существует область значений  $g$  и  $D_0$ , в которой одновременно устойчивы два различных режима. Этими режимами может быть любая пара из следующих: тривиальный режим, обычный лазерный режим, режим генерации когерентных фононов, и хаотический режим. Какой режим реализуется на практике, определяется начальными условиями.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] *L. Mandel, E. Wolf, Optical coherence and quantum optics, Cambridge university press, 1995.*
- [2] *M.O. Scully, M.S. Zubairy, Quantum optics, 1999.*
- [3] *V.Y. Shishkov et al., Phys. Rev. Lett., vol. 122, 2019, P. 153905.*

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХПОЗИЦИОННОЙ ДИАГРАММЫ РАССЕЯНИЯ ТЕЛА НА ОСНОВЕ ДАННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПЛОСКОСТИ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ

Д.А. Коняев<sup>1,2</sup>, Н.П. Балабуха<sup>1</sup>, Н.Е. Шапкина<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, каф. математики

Нахождение радиолокационных характеристик объектов актуально как в связи с задачами радиолокации, так и в связи с задачами маскировки объектов [1], [2]. Одной из основных характеристик рассматриваемых объектов является диаграмма ЭПР [1], [2]. На сегодняшний день наиболее распространёнными являются измерительные комплексы, позволяющие получать однопозиционные ЭПР [1]. Однако, в последнее время, на практике часто требуется получать двухпозиционные ЭПР [1] – [6]. Для этого можно использовать сканер, предназначенный для измерения поля в ближней зоне с последующим расчетом поля в дальней зоне [2] – [6].

При сканировании на плоскости область сканирования всегда является усечённой. В связи с этим необходимо изучить возможности пересчёта поля из ближней зоны в дальнюю для максимально большого диапазона бистатических углов при фиксированном размере поверхности сканирования.

В работе рассматривается традиционный метод расчёта электромагнитного поля в дальней зоне по значениям в ближней зоне [2], также рассматривается более строгая постановка этой задачи, исключающая необходимость предполагать отсутствие излучаемого поля на плоскости сканирования вне области сканирования. Конфигурация рассматриваемой задачи представлена на рис. 1.

Основная идея методов состоит в разложении рассеянного электромагнитного поля по базису, состоящему из плоских волн [2]:

$$\mathbf{E} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{F}(\mu_x, \mu_y) e^{-i(\boldsymbol{\mu}, \mathbf{r})} d\mu_x d\mu_y \quad (1)$$

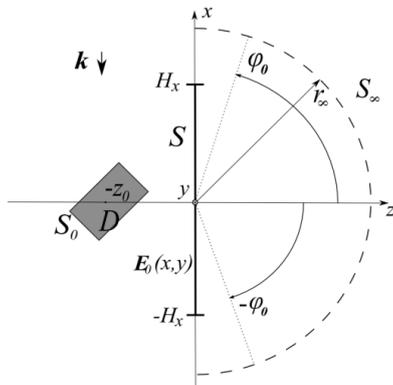
и использовании асимптотических представлений электромагнитного поля в дальней зоне при помощи вектор-функции  $\mathbf{F}(\mu_x, \mu_y)$ :

$$\begin{aligned} E_\theta &= 2\pi i k \cos \theta \frac{e^{ikr}}{r} \left[ \sin \varphi F_x(k \cos \varphi \sin \theta, k \sin \varphi \sin \theta) - \cos \varphi F_y(k \cos \varphi \sin \theta, k \sin \varphi \sin \theta) \right], \\ E_\varphi &= 2\pi i k \cos \theta \frac{e^{ikr}}{r} \left[ \cos \varphi F_x(k \cos \varphi \sin \theta, k \sin \varphi \sin \theta) + \sin \varphi F_y(k \cos \varphi \sin \theta, k \sin \varphi \sin \theta) \right], \end{aligned} \quad (2)$$

$r \rightarrow +\infty$ .

В традиционном методе соответствующие компоненты вектор-функции  $\mathbf{F}(\mu_x, \mu_y)$  находятся при помощи обратного преобразования Фурье. Строгая постановка задачи основывается на идеях предложенных К. Т. Кимом [3]

и их интерпретации, представленной в работе [4]. Она представляет собой набор интегральных уравнений Фредгольма 1-го рода, являясь, таким образом, набором некорректно поставленных задач. Интегральные уравнения численно аппроксимируются при помощи СЛАУ как показано в работе [6]. Затем решаются методом, рассмотренным в работах [4] – [6]. Численные результаты представлены на рис. 2.



**Рис. 1.** Конфигурация рассматриваемой задачи



**Рис. 2.** Сравнение диаграмм ЭПР, полученных различными методами

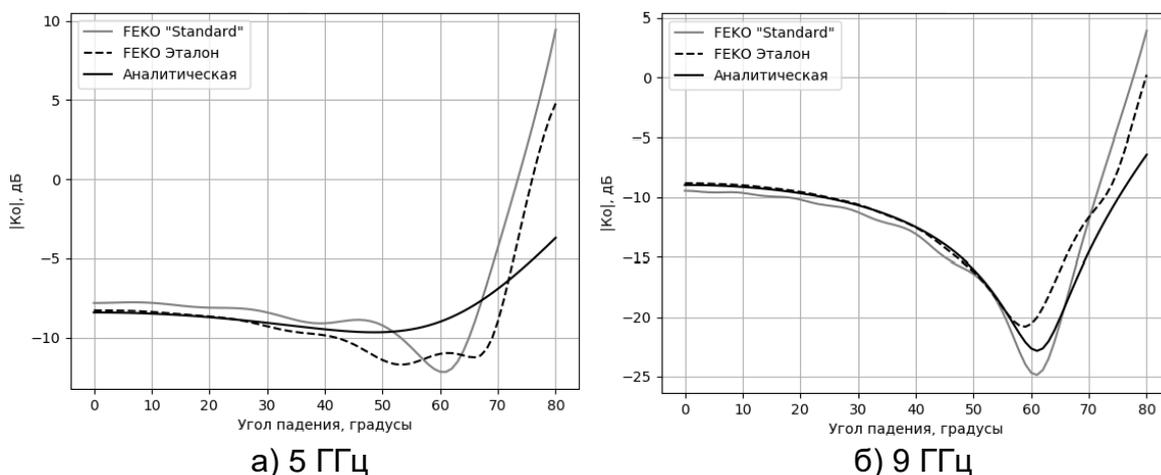
Из рис. 2 видно, что строгая постановка задачи не даёт улучшений результатов расчёта ЭПР по сравнению с традиционным методом. Это можно объяснить тем, что сканирование на плоскости соответствует сканированию небольших секторов при использовании цилиндрического сканера. При этом наилучшие результаты метод, основанный на строгой постановке, в цилиндрическом случае показал при углах сканирования больших 260 – 300 градусов.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Н.П.Балабуха, А.С.Зубов, В.С. Солосин, Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов. М.: Наука, 2007.
- [2] Л.Д. Бахрах, Методы измерений параметров излучающих систем в ближней зоне, Изд-во "Наука", Ленинградское отделение, 1985.
- [3] Kim K. T., IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2010, Т. 58, №. 6, С. 2153–2158.
- [4] Н.П. Балабуха, Д.А. Коняев, Н.Е. Шапкина, К.М. Шитикова, Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия, 2021, №1, С. 3–10.
- [5] N.P. Balabukha, et al., 2019 Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves (RSEMW), IEEE, 2019, С. 308–311.
- [6] N.P. Balabukha, et al., 2021 Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves (RSEMW), IEEE, 2021, С. 139–142.



На рис. 2 представлены кривые зависимостей значений МКО от угла падения для образца и для эталона, а также сравнение с аналитическим расчетом. Расчет проведен в диапазоне частот от 3 до 10 ГГц, представлены результаты для двух частот: 5 ГГц (рис. 2а) и 9 ГГц (рис. 2б).



**Рис. 2.** Графики зависимости коэффициента отражения образца и эталона на различных частотах, горизонтальная поляризация

Результаты численного моделирования показали, что использование разработанного эталона позволяет уменьшить влияние краевых эффектов в широком диапазоне углов и частот. При этом важно, что эталон позволяет довольно точно позиционировать положение угла Брюстера и оценить величину МКО при этом угле.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] *H. Saleh, J.-M. Geffrin, C. Eyraud, H. Tortel*, Upgrading the settings of a microwave experimental setup for better accuracy in bistatic radar cross section measurement, 2017 Mediterranean Microwave Symposium (MMS).
- [2] *N.P. Balabukha, S.A. Fedorov, R.V. Gilmudinov, N.L. Menshikh and D.V. Sapozhnikov*, The Impact of the Sizes of a Planar Sample to Methodical Errors in Measuring the Specular Reflection Coefficient, 2021 Antennas Design and Measurement International Conference (ADMInC), 2021, pp. 54-57, doi: 10.1109/ADMInC54110.2021.9671006.
- [3] *Н.П. Балабуха, А.С. Зубов, В.С. Солосин*, Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния М., Россия: Наука, 2007.
- [4] *Л.М. Бреховских*, Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 503 с.

# РАЗРАБОТКА КОНФИГУРАЦИЙ ОБРАЗЦА ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ БИСТАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯНИЯ

Р.В. Гильмутдинов<sup>1,2</sup>, Н.Л. Меньших<sup>1</sup>, С.А. Фёдоров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

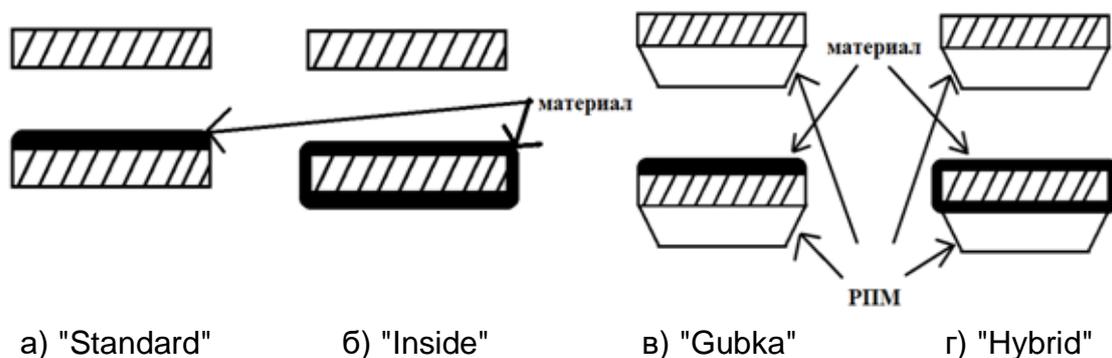
<sup>2</sup>МФТИ (НИУ)

В последнее время увеличилось число исследований, посвященных бистатическим измерениям. В связи с этим при создании современных материалов необходимо учитывать их бистатические свойства рассеяния.

Для плоского образца материала конечных размеров могут наблюдаться существенные отличия между измеренными характеристиками рассеяния и аналитическими значениями для бесконечного слоя [1]. Это связано с дифракционными эффектами на краях, такими как рассеяние электромагнитной волны на ребре, излучением ползучих волн [2] и др. Влияние этих эффектов определяется геометрией, размерами (в длинах волн) и параметрами материалов образцов.

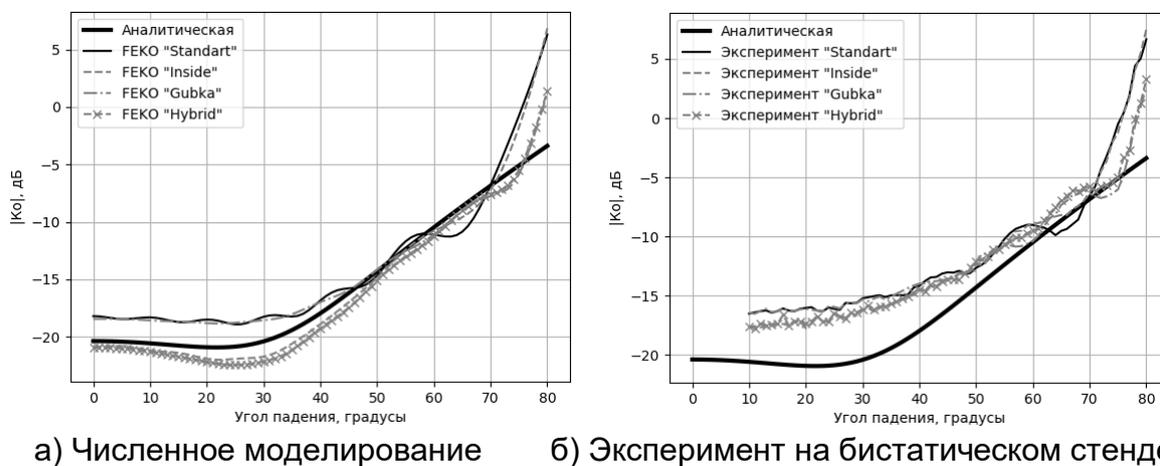
Целью настоящей работы является разработка конфигураций образцов материала для уменьшения влияния краевых эффектов. Результаты численных расчетов, сделанных в программе FEKO методом моментов, и экспериментов, проведенных на бистатическом стенде, сравнивались между собой, а также с аналитическим расчетом по формулам Френеля [3] для бесконечного слоя материала с заданными параметрами.

На рис. 1 представлены схемы четырех конфигураций плоских квадратных образцов в сечении. На рис. 1б изображена конфигурация "Inside", где в качестве исследуемого образца выступает пластина, со всех сторон покрытая материалом. Конфигурация "Gubka" (рис. 1в) предполагает укрытие обратной стороны образца с материалом и нормировочной пластины слоем РПМ. На рис. 1г изображена конфигурация "Hybrid" являющаяся объединением конфигураций "Inside" и "Gubka".



**Рис. 1.** Схемы образца и эталона

На рис. 2 представлены кривые зависимостей значений модуля коэффициента зеркального отражения (МКО) от угла падения для различных конструкций образцов, а также сравнение с конструкцией без РПМ ("Standart") и аналитическим расчетом.



**Рис. 2.** Графики зависимости коэффициента отражения различных конфигураций на частоте 8.5 ГГц, горизонтальная поляризация

Результаты экспериментов и численного моделирования показали, что в области малых углов нанесение материала на ребра образца позволяет существенно увеличить точность измерения значений МКО. В области больших углов необходимо наличие слоя РПМ и материала на обратной стороне образца. Таким образом, наилучшей конфигурацией является "Hybrid" как объединение конфигураций "Inside" и "Gubka".

Применение представленных выше конструкций образцов позволяет уменьшить влияние дифракционных эффектов.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] *N.P. Balabukha, S.A. Fedorov, R.V. Gilmudinov, N.L. Menshikh and D.V. Sapozhnikov*, The Impact of the Sizes of a Planar Sample to Methodical Errors in Measuring the Specular Reflection Coefficient, 2021 Antennas Design and Measurement International Conference (ADMInC), 2021, pp. 54-57, doi: 10.1109/ADMInC54110.2021.9671006.
- [2] *Н.П.Балабуха, А.С.Зубов, В.С. Солосин*, Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния. М.: Наука, 2007.
- [3] *Л.М. Бреховских*, Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 503 с.

# ВЛИЯНИЕ ПЕРЕОТРАЖЕНИЙ МЕЖДУ ЛИНЗОЙ И ОБЪЕКТОМ НА ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ЕГО ЭПР В БЕЗЭХОВОЙ КАМЕРЕ

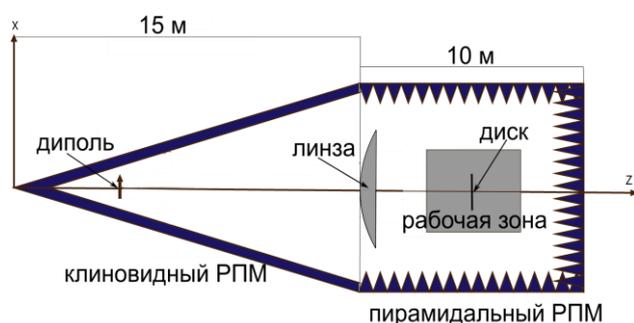
Н.П. Балабуха, Н.Л. Меньших, В.С. Солосин

ИТПЭ РАН

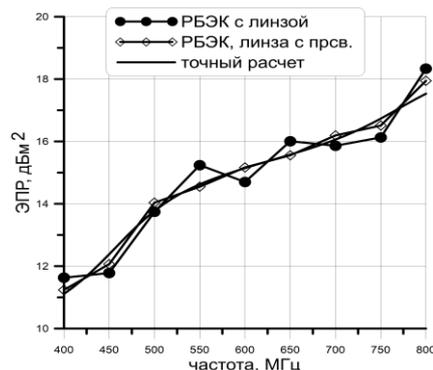
В литературе почти не обсуждаются рупорные камеры с линзами, хотя интерес к низкочастотным камерам заметен, в том числе по части моделирования их характеристик.

Целью данной работы является определение погрешностей измерения ЭПР в рупорной камере с линзой, связанных главным образом с переотражениями между объектом и линзой, путем численного моделирования. Для этого были созданы компьютерные модели рупорной камеры с линзой (рис. 1) из работы [1], в одной из которых рассматривалась линза с нанесенным на обе ее поверхности просветляющим слоем (*линза с прсв.*), а в другой эта же линза без просветления (*линза обычная*).

Диапазон рабочих частот камеры: 0,1 ГГц – 1 ГГц. В апертуре рупорной части камеры установлена гиперболическая линза плоской поверхностью к рабочей зоне. Как было показано в работе [1], наличие слоя просветления, оптимизированного для частоты 600 МГц, позволяет существенно уменьшить неравномерность распределения амплитуды и фазы поля в рабочей зоне рупорной безэховой камеры. В данной работе рассмотрено влияние переотражений между объектом и линзой на точность измерения его ЭПР. В качестве объекта выбран плоский проводящий диск диаметром 1 м (треть размера рабочей зоны).



**Рис. 1.** Геометрия рупорной камеры с линзой, в рабочей зоне которой установлен объект измерения – проводящий диск



**Рис. 2.** ЭПР диска в зависимости от частоты

Расчеты проводились в программе ФЕКО строгим методом моментов. Задача решалась в несколько этапов. На первом этапе рассчитывалось поле в апертуре рупорной части камеры на ряде частот. На втором этапе полученные поля использовались в качестве источника излучения и

рассматривалась система линза + диск в свободном пространстве, где диск стоит на расстоянии, соответствующем его положению в рабочей зоне камеры. Для учета фона рассматривалась линза в свободном пространстве без диска.

В измерениях ЭПР важно сделать корректную нормировку поля. Предложена следующая процедура. Поле после линзы в исходном виде используется как источник излучения. В этом поле исследуется отражение от этого же диска, стоящего нормально к оси камеры. Линзы и остальных элементов камеры в модели уже нет. Результатом расчета является распределение рассеянного поля в сечении, близком к положению поля излучения. Используя это поле как источник излучения проходящей через линзу волны, получаем значение поля в дальней зоне.

На рис. 2 представлена зависимость ЭПР диска, расположенного в свободном пространстве в поле плоской волны, от частоты и результаты "измерения" ЭПР диска в поле обычной линзы и линзы с просветляющим слоем. Из графика видно, что в поле обычной линзы погрешности "измерения" ЭПР диска больше, чем в поле просветленной линзы.

Оценим максимальные колебания измеренных значений ЭПР диска и среднее отклонение от точного значения. В таблице 1 приведены результаты моделирования измерения ЭПР диска при его установке в разных положениях вдоль оси камеры.

**Таблица 1.** Погрешности "измерения" ЭПР диска

Частота, МГц	Усредненные погрешности, дБ		Максимальные погрешности ЭПР, дБ	
	Линза обычная	Линза с прсв.	Линза обычная	Линза с прсв.
400	0,27	0,16	1,25	0,86
600	0,36	0,02	1,02	0,06
800	0,14	0,10	1,74	0,96

Использование просветления на линзе позволяет снизить переотражения между объектом и линзой, уменьшить неравномерность распределения амплитуды поля в рабочей зоне камеры, и, как следствие, уменьшить погрешность измерения характеристик рассеяния объекта. Исследования показали, что просветление эффективно в достаточно широком диапазоне частот.

## ЛИТЕРАТУРА

[1] *Н.П. Балабуха, Н.Л. Меньших, В.С. Солосин*, Моделирование распределения электромагнитного поля в рабочей зоне рупорной безэховой камеры с линзой // *Антенны*, № 2, 2017, с. 42–49.

# ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ СНИЖЕНИЯ ВЛИЯНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОПОРЫ И ОБЪЕКТА НА ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ

Н.П. Балабуха<sup>1</sup>, Е.Е. Евстафьев<sup>1,2</sup>, Н.Л. Меньших<sup>1</sup>, Н.Е. Шапкина<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет

Целью работы является исследование путем математического моделирования двух методов, позволяющих уменьшить влияние взаимодействия опоры и объекта в безэховой камере, а также сравнение эффективности методов для различных частот.

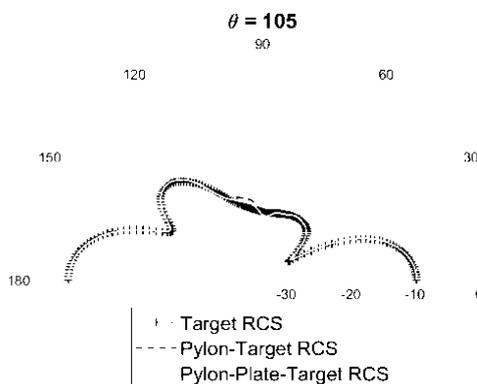
Исследуемый объект размещается на вспомогательной пенопластовой колонне, установленной на опорно-поворотном устройстве в виде пилона. В качестве объектов измерения выбраны сферические и цилиндрические эталонные отражатели, характеристики рассеяния плоской волны на которых в свободном пространстве можно рассчитать с высокой точностью. Выбраны сферы трёх размеров, чтобы оценить точность получаемых результатов при разных уровнях значений ЭПР:  $0.1 \text{ м}^2$ ,  $0.01 \text{ м}^2$  и  $0.001 \text{ м}^2$ , а также цилиндр, который расположен горизонтально. На объект измерения падает плоская монохроматическая волна линейной поляризации.

В данной работе представлено два способа минимизации влияния взаимодействия между опорой и объектом. В первом способе перед поворотной частью головы пилона устанавливается радиопоглощающее укрытие, позволяющее минимизировать сигнал от опоры без объекта. Дно пенопластовой колонны при этом закрыто слоем плоского радиопоглощающего материала (РПМ). Второй способ заключается в том, чтобы опору укрыть пластиной из РПМ, для снижения переотражений между объектом и пилоном. Пластина имеет форму круглого цилиндра, размеры которого выбираются исходя из размеров верхнего торца пилона.

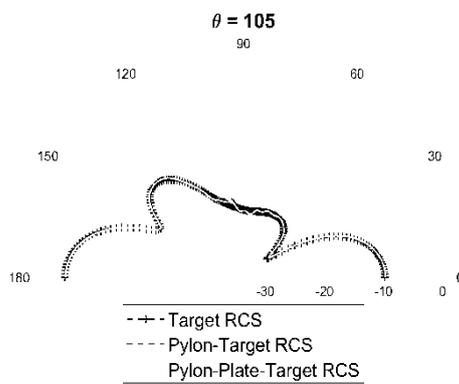
Результаты исследований показали, что для сферы с ЭПР  $0.1 \text{ м}^2$  (уровень -10 дБ) влияние взаимодействия велико. Погрешность определения ЭПР без укрытий составляет 0,3 дБ, в то время как с укрытием 0,03 дБ, а с пластиной 0,06 дБ. Для сферы с ЭПР  $0.01 \text{ м}^2$  (уровень -20 дБ) использование пластины повышает точность измерения ЭПР с 0,2 дБ до 0,01 дБ, использование укрытия уже не смогло повысить точность измерения. В целом пластина из РПМ лучше справляется с задачей снижения влияния взаимодействия между опорой и объектом и эффективнее повышает точность измерения ЭПР объекта. Аналогичные измерения проведены для горизонтально расположенного цилиндра. Полученные результаты показали, что оба способа позволяют повысить точность измерения в областях максимумов диаграмм рассеяния, т.е. не только

восстанавливается форма двухпозиционных диаграмм, но и повышается точность результатов.

Применение рассмотренных методов позволяет определить погрешности измерений и указать секторы углов двухпозиционных диаграмм рассеяния, в которых сохраняется высокая точность результатов измерения.



**Рис. 1.** Двухпозиционная диаграмма рассеяния цилиндра при длине опоры 100 мм



**Рис. 2.** Двухпозиционная диаграмма рассеяния цилиндра при длине опоры 400 мм

Взаимодействие объекта происходит преимущественно с верхним торцом пилона, поэтому в численных экспериментах, описанных выше, вместо пилона учитывалась только верхняя площадка. Для определения степени влияния всей опоры на точность измерения характеристик рассеяния объекта была проведена серия численных расчётов для различных значений высоты оживальной части пилона. Результаты моделирования характеристик рассеяния при угле места  $\theta = 105^\circ$  для длины пилона 100 и 400 мм представлены на рис. 1 и рис. 2.

По результатам моделирования можно сказать, что оживальная часть пилона оказывает некоторое влияние на погрешность измерения характеристик рассеяния объекта.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] *P. Chen, X. Xu, Y. Jiang*, Comparison of Methods to Extract Target Scattering from Scattering of Target-Metal Pylon Combination, School of Electronic and Information Engineering Beihang University Beijing, China.
- [2] *B.K. Chung, C.H. Tex, H.T. Chuan*, Modeling of anechoic chamber using a beam-tracing technique, PIER 49, 2004, pp. 23–38.
- [3] *N.P. Balabukha, E.E. Evstafev, N.L. Menshikh, N.E. Shapkina*, Comparison of Two Methods for Reducing the Support Influence on the Electromagnetic Field Scattered by an Object Using the Method of Mathematical Modeling, PIER 2021, Hangzhou, Nov. 22, 2021.

## ЗАДАЧА ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ЗЕРКАЛЬНОГО КОЛЛИМАТОРА СО СКРУГЛЕННЫМИ КРАЯМИ

Ф.Б. Хлебников<sup>1</sup>, М.И. Пропой<sup>1</sup>, Д.А. Коняев<sup>1,2</sup>,  
Н.Е. Шапкина<sup>1,2</sup>, А.Н. Боголюбов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет

<sup>2</sup>ИТПЭ РАН

Основным элементом любого компактного полигона является коллиматор, представляющий собой во многих случаях импедансное параболическое зеркало. Для уменьшения неравномерности распределения поля отраженной волны кромку отражателя коллиматора делают звездообразной или отогнутой.

Зеркало со скругленными краями имеет области различной кривизны, и его не так легко изготовить, как зеркало с зазубренными краями. Но при этом коллиматоры со скругленными краями позволяют получить лучшие характеристики отраженного поля при таких же размерах безэховой камеры [1].

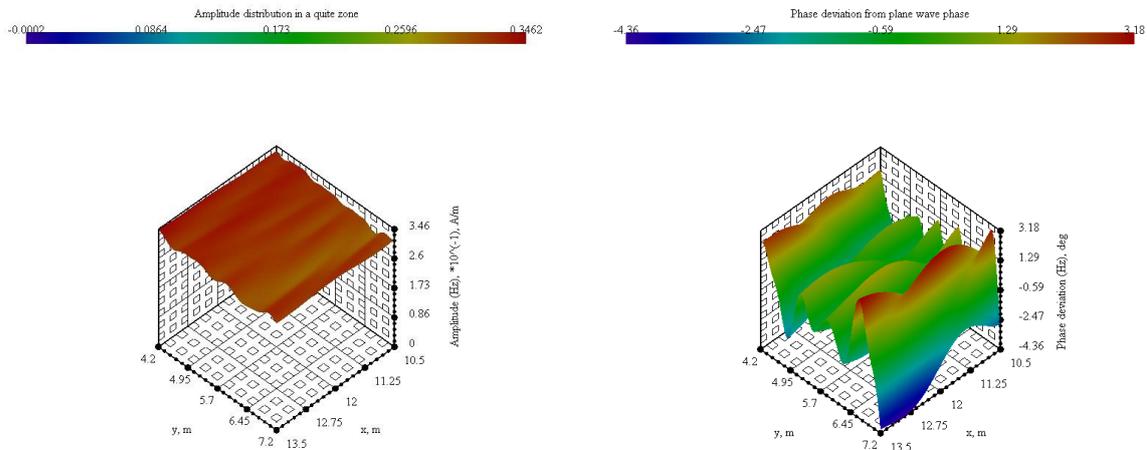
Задачу дифракции электромагнитных волн на сложном трехмерном коллиматоре удобно свести к задачам дифракции его вертикальном и горизонтальном сечениях. Вертикальное сечение можно рассматривать как направляющую для несимметричного цилиндрического зеркала, а горизонтальное сечение – для симметричного. Источником излучения в обоих случаях является нить тока, расположенная в фокусе зеркала параллельно образующей цилиндра. Для получения поля  $u(M)$  отраженной от зеркала волны в рабочей зоне численно решается интегральное уравнение Фредгольма

$$\frac{1}{2}u(M) + \frac{1}{2\pi} \oint_{\Gamma} \left[ \frac{\partial g(M, P)}{\partial n} - i\alpha g(M, P) \right] u(P) dl_P = u_0(M), \quad (1)$$

вытекающее из системы уравнений Максвелла и граничных условий (прямая задача дифракции) [2, 3]. Здесь  $g(M, P)$  – функция Грина свободного пространства,  $\Gamma$  – граница поперечного сечения с единичной внешней нормалью  $n$ , точка  $P \in \Gamma$ ,  $u_0(M)$  – поле источника,  $\alpha$  – коэффициент, зависящий от свойств среды, в которой находится зеркало, и от поляризации падающей волны.

Обратная задача дифракции сводится к минимизации стандартного отклонения поля в рабочей зоне от поля плоской волны. При фиксированной частоте излучения такое стандартное отклонение является функционалом, зависящим от геометрических характеристик зеркала. В данной работе в качестве варьируемых параметров выбраны полуоси эллипсов  $a$  и  $b$ , лежащих в основе скруглений. Для поиска минимума стандартного

отклонения и оптимальных значений полуосей эллипсов используется метод Нелдера-Мида, на каждой итерации которого многократно решается прямая задача дифракции [4].



**Рис. 1.** Распределение амплитуды поля в рабочей зоне для несимметричного зеркала при  $\lambda=0.15$  м и Н-поляризации

**Рис. 2.** Отклонение фазы поля в рабочей зоне для несимметричного зеркала при  $\lambda=0.15$  м и Н-поляризации

Результатами работы являются решения скалярной задачи дифракции на несимметричном и симметричном зеркалах, а также оптимальные геометрические параметры обоих типов зеркал. Измерения поля в рабочей зоне проводились при различных длинах волн, двух разных поляризациях падающей волны. Оптимизация формы зеркала была проведена для частот от 1 до 7 ГГц. Отклонения поля в рабочей зоне по амплитуде и по фазе от соответствующих характеристик плоской волны не превышают 1 дБ и 10 градусов соответственно, что подтверждает близость отраженной волны к плоской. Оптимизация зеркала при фиксированной длине волны позволяет существенно подавить дифракционные эффекты, искажающие поле в рабочей зоне, как для симметричного, так и для несимметричного зеркала.

## ЛИТЕРАТУРА

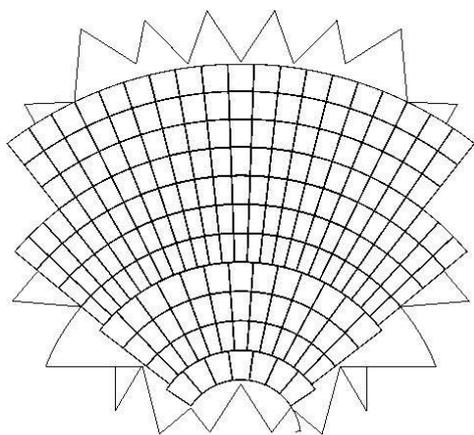
- [1] Н.П. Балабуха, А.С. Зубов, В.С. Солосин, Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов. – М.: Наука, 2007.
- [2] Т.Н. Галишникова, А.С. Ильинский, Численные методы в задачах дифракции. – МГУ, 1987.
- [3] А. Г. Свешников, И. Е. Могилевский. Математические задачи теории дифракции. – М.: Физический факультет МГУ, 2012.
- [4] J.A. Nelder, R.A Mead, Simplex method for function minimization // The computer journal, vol. 7, No 4, 1965, P. 308–313.

## МОДЕРНИЗАЦИЯ ЗВЕЗДООБРАЗНОЙ КРОМКИ КОЛЛИМАТОРА МАРК12

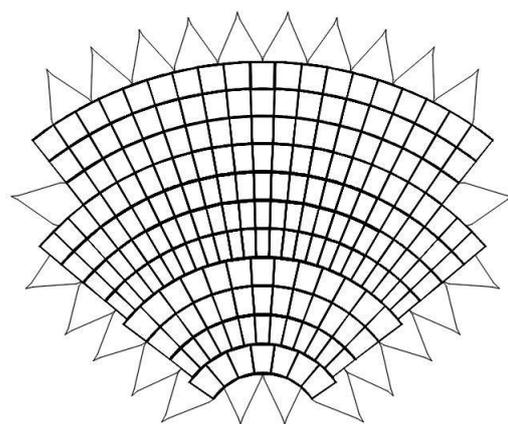
Н.П. Балабуха, А.С. Зубов, Н.Л. Меньших, В.С. Солосин

ИТПЭ РАН

Компактный полигон – это универсальный измерительный комплекс, позволяющий проводить измерения рассеивающих свойств объектов и параметров антенн. Основой компактного полигона является коллиматор, обычно зеркальный. Внешний вид коллиматора МАРК12 до и после модернизации показан на рис. 1, 2.



**Рис. 1.** Внешний вид рефлектора коллиматора МАРК12



**Рис. 2.** Внешний вид рефлектора коллиматора с модернизированной звездообразной кромкой

Неравномерность поля в рабочей зоне компактного полигона главным образом определяется точностью поверхности и видом кромки зеркала коллиматора.

Чтобы уменьшить влияние дифракционных эффектов на поле в рабочей зоне, края зеркала коллиматора выполняют в виде зубцов или плавно отгибают [1].

В коллиматоре МАРК12 контур рефлектора выполнен в виде зазубренной кромки, как это показано на рис. 1. Многолетняя эксплуатация компактного полигона показала, что модификация зубчатого контура может повысить точность проводимых на компактном полигоне измерений. В настоящее время широкое внедрение получили зубцы с криволинейными ребрами, которые при той же высоте обеспечивают более равномерное распределение поля в рабочей зоне компактного полигона. При разработке формы звездообразной кромки также учитывалась необходимость сохранения габаритных размеров коллиматора, так как рассеянные контуром коллиматора электромагнитные волны, отражаясь от близко расположенных стенок безэховой камеры, попадают в рабочую зону компактного полигона, приводя к увеличению неравномерности поля.

Задача модернизации звездообразной кромки рефлектора коллиматора решалась в два этапа. Первоначально было изучено влияние формы ребер зубцов на дифракционное поле в модельной задаче о дифракции волны на бесконечной пластине с зубчатым краем. В этой части работы на базе модельной задачи методом интегральных уравнений был выполнен поиск формы ребер зубцов, которая обеспечивает распределение поля с меньшим уровнем колебаний в рабочей зоне двумерного коллиматора.

Конечной целью является анализ распределения поля в существующем компактном полигоне с модернизированным коллиматором [2]. Учитывая возможности вычислительных ресурсов, расчет выполнялся в приближении физической оптики с помощью программного комплекса для электромагнитного моделирования FEKO. Для рассмотрения различных вариантов размеров и форм профиля контура рефлектора была разработана программа, которая дополняет основное зеркало рефлектора, зубцами с оптимизированной формой профиля.

Было выполнено сравнение распределения полей в рабочей зоне сформированными рефлектором с прямолинейными зубцами (существующий вариант) и с модернизированными зубцами. Расчет выполнялся с помощью программы FEKO на частоте 1 ГГц в приближении физической оптики. Анализ состоял в выделении данных, попавших в круг диаметром 6 метров (диаметр рабочей зоны). Далее отбрасывается 5% точек с максимальным отклонением, и таким образом получаем величину колебаний в заданной области с достоверностью 95%.

После последовательных уточнений профиля звездообразной кромки, удалось снизить величину колебания амплитуды поля в рабочей зоне диаметром 6 м до  $\pm 0,95$  дБ, что является на  $\pm 0,15$  дБ лучше, чем для исходного варианта профиля кромки действующего коллиматора МАРК12 при тех же габаритах рефлектора.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] *T. Lee, W.D. Burnsid*, Performance Trade-Off Between Serrated Edge And Blended Rolled Edge Compact Range Reflectors. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, V. 44, No. 1, January, 1996.
- [2] *Shaohui Quan*, Compact Range Performance Evaluation Using Aperture Near-Field Angular Spectrums. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, V. 61, No. 5, May, 2013.

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В РАБОЧЕЙ ЗОНЕ РУПОРНОЙ БЕЗЭХОВОЙ КАМЕРЫ ПИРАМИДАЛЬНОЙ И КОНИЧЕСКОЙ ФОРМЫ С ЛИНЗОЙ

Н.Л. Меньших<sup>1</sup>, Н.Е. Шапкина<sup>1,2</sup>, Н.П. Балабуха<sup>1</sup>, А.Д. Сахно<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>МГУ имени М.В. Ломоносова, Физический факультет

В работе представлено сравнение распределения электромагнитного поля в рабочих зонах рупорной пирамидальной и конической безэховых камер (РБЭК) при наличии линзы. Данное сравнение весьма интересно, так как РБЭК обеих форм применяются при измерениях в диапазоне метровых длин волн [1]. Для расширения рабочего диапазона частот необходима коррекция фазы поля в рабочей зоне. В работе исследуется влияние линзы на неоднородность поля в рабочей зоне РБЭК.

Исследуемые БЭК имеют одинаковый угол раскрыва ( $33,4^\circ$ ) и площади апертур рупорных частей. Назовем такие камеры эквивалентными. В сечении пирамидальной камеры лежит квадрат стороной 9 м, а в сечении конической камеры - круг соответствующего радиуса (5,08 м). Длина рупорной части пирамидальной камеры составляет 15 м, длина конической немного больше. Части с постоянным сечением имеют одинаковую длину 9 м. диапазон рабочих частот: 0,1 – 1 ГГц.

Для расчетов характеристик БЭК использовался вычислительный пакет FEKO, позволяющий проводить моделирование с помощью метода моментов. В обеих моделях внешние поверхности камеры идеально проводящие, внутренние поверхности покрыты радиопоглощающим материалом, который в модели представлен слоем диэлектрика с заданными параметрами ( $\varepsilon = 1,37 + 0,65i$  для частоты 800 МГц) и постоянной толщиной 300 мм. Моделируется реальный материал, параметры которого имеют частотную зависимость, и в данной задаче считаются известными с хорошей точностью. Измерения проводились на частотах 250 и 800 МГц.

В качестве корректора фазы в обеих исследуемых РБЭК применялась гиперболическая линза как наиболее простая линза с одной преломляющей поверхностью. В обеих моделях камер рассматривалась линза из однородного диэлектрика с  $\varepsilon = 1,6$ . Диаметр линзы  $d = 4$  м, фокусное расстояние  $F = 17$  м для пирамидальной камеры и  $F = 20$  м для конической.

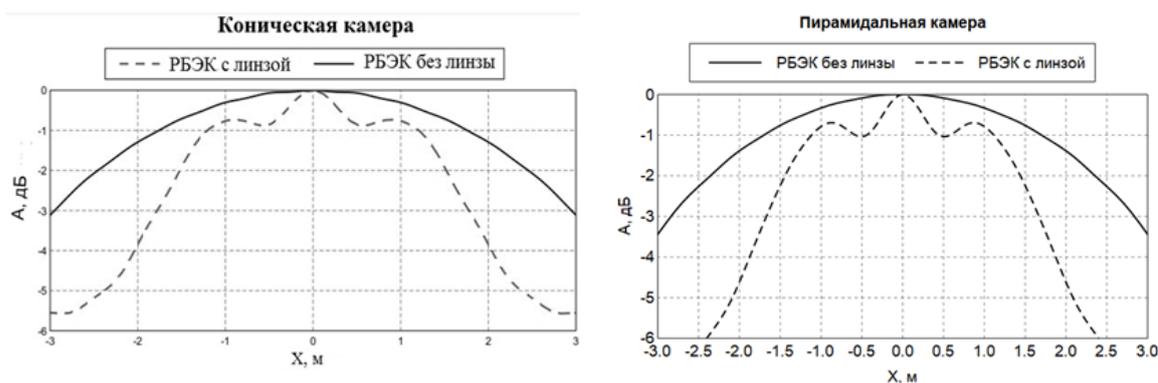
Так как моделируются камеры реальных размеров, задача является очень ресурсоемкой. Поэтому в данной работе были предложены несколько упрощений. Линза находится в свободном пространстве, на нее падает электромагнитное поле, заданное на плоскости перед ней. Это поле соответствует полю в апертуре рупорной части камеры. Ранее было

показано, что предложенный метод пересчета мало влияет на погрешность расчетов.

Итак, анализ распределения поля в конической и пирамидальной камерах показал, что на низкой частоте камеры дают похожие результаты. В целом рабочие зоны в обеих камерах при частоте 250 МГц оказались примерно одинаковыми (3,2×2,9 м в конической камере, 3,3×2,8 м в пирамидальной). Так как размеры рабочей зоны в обеих камерах примерно равны трем метрам в обеих плоскостях, фазовая коррекция на этой частоте не требуется.

При частоте 800 МГц фазовое распределение в обеих камерах значительно ухудшается. Хотя амплитуда поля и становится более равномерной, но из-за того, что фаза быстро спадает от центра к краю, размеры рабочей зоны в обеих камерах заметно уменьшаются. Размер рабочей зоны составил 1,8×1,8 м в обеих камерах. Как видно, обе РБЭК на частоте 800 МГц нуждаются в фазовой коррекции.

На рис. 1 представлены распределения амплитуды поля в центре рабочей зоны в камерах с линзой.



**Рис. 1.** Распределение амплитуды электромагнитного поля в конической и пирамидальной камерах с линзой и без нее

Как видно из графиков, линзы в обеих камерах ухудшают распределением амплитуды поля. С помощью линзы удалось увеличить размеры рабочей зоны до 3,0×3,0 м в конической камере и 2,9×2,8 м в пирамидальной на частоте 800 МГц. Фаза исправляется хорошо в обеих камерах. Из этого можно заключить, что фазовая коррекция положительно сказывается на поле в обеих камерах.

## ЛИТЕРАТУРА

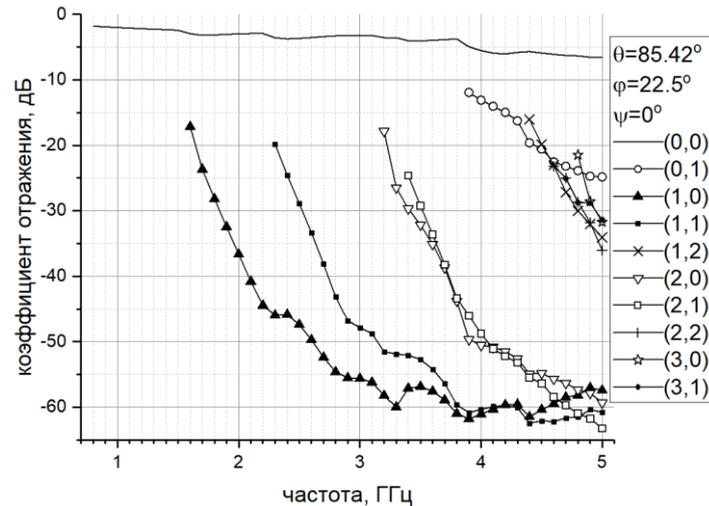
[1] N.P. Balabukha, N.L. Men'shikh, and N.E. Shapkina, A Study of Electromagnetic Fields in Conical and Pyramidal Tapered Anechoic Chambers, Moscow University Physics Bulletin, vol. 76, No. 3, 2021, pp. 126–135.

**ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ОТРАЖЕНИЯ ОТ ПОТОЛКА БЭК НА ПОЛЕ  
В РАБОЧЕЙ ЗОНЕ КОМПАКТНОГО ПОЛИГОНА В ЗАВИСИМОСТИ  
ОТ УГЛА ПОВОРОТА ПИРАМИДАЛЬНОГО РПМ**

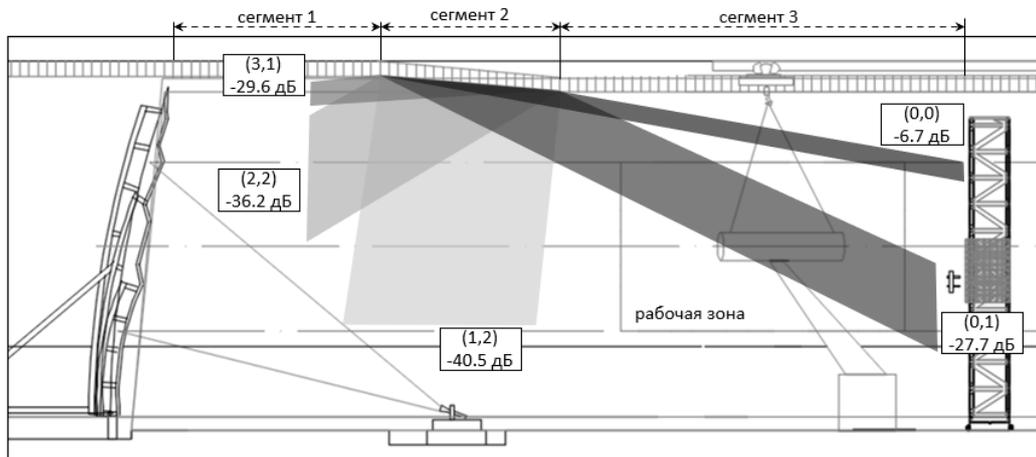
**Н.П. Балабуха, А.С. Зубов, Н.Л. Меньших, А.В. Никитенко, В.С. Солосин  
ИТПЭ РАН**

Двухпериодические пирамидальные радиопоглощающие материалы (РПМ) получили широкое распространение в безэховых камерах (БЭК). Такие материалы обладают низким коэффициентом зеркального отражения при нормальном падении волны, например при падении на заднюю стенку БЭК. Однако вблизи устройств формирования поля, таких как коллиматор, волна падает на РПМ под скользящими углами [1]. В этом случае возрастает не только отражение в зеркальном направлении, которое зачастую не попадает в рабочую зону БЭК, но и возрастает отражение в направлении дифракционных лепестков. Амплитуда отражения и направление дифракционных лепестков определяется как периодом пирамидального материала, так и углом поворота пирамид  $\varphi$  по отношению к направлению распространения падающей волны. В данной работе рассматривалась задача оценки влияния этих лепестков на неравномерность поля в рабочей зоне с целью выбора оптимального угла поворота пирамид при размещении РПМ на потолке компактного полигона ИТПЭ РАН. Для анализа был выбран РПМ пирамидальной формы высотой 31.5 см и периодом 10.2x10.2 см. Оценка вклада в неравномерность поля в рабочей зоны проводилась в два этапа. Сначала вычислялась зависимость коэффициентов отражения от РПМ от частоты при различных углах падения плоской волны –  $\theta$  и углах поворота  $\varphi$  – 0, 22.5 и 45 градусов. Угол  $\theta$  – угол между волновым вектором и высотой пирамиды, угол  $\varphi$  – угол между плоскостью падения и одной из сторон основания пирамиды, угол  $\psi$ , задающий поляризацию волны – угол между вектором электрической напряженности и плоскостью падения. Расчет был выполнен с помощью программы, реализующей метод связанных волн для двухпериодических дифракционных структур [2]. Пример расчета приведен на рис.1. Далее был проведен анализ вклада отражения от потолка в неравномерность поля в рабочей зоне. Как видно из рис. 2, потолок БЭК имеет два горизонтальных сегмента (1 и 3), и скос (2). Для каждого сегмента выделялось доминирующее направление падающей волны и для нее вычислялись направления и амплитуды отраженных волн, часть из которых попадает в рабочую зону. В качестве примера на рис. 2 показано отражение на частоте 4.8 ГГц (поляризация  $\psi=90^\circ$ ) от сегмента 2, который находится в области прямой засветки зубцами коллиматора. Как видно один из дифракционных лепестков попадает непосредственно

в рабочую зону. Анализ в широком диапазоне частот показал, что оптимальным углом поворота пирамид на скосе потолка является угол  $\varphi = 0^\circ$ , а при угле  $\varphi = 22.5^\circ$  происходит максимальная засветка рабочей зоны. При таком угле поворота РПМ дополнительная неравномерность поля в рабочей зоне может достигать  $\pm 0.3$  дБ в случае, когда поле коллиматора попадает на всю площадь сегмента 2 потолка.



**Рис. 1.** Пример расчета коэффициентов отражения от пирамидального РПМ



**Рис. 2.** Схематическое изображение отраженных от сегмента 2 полей в компактном полигоне ИТПЭ РАН. Указаны номера и величины гармоник. (0,0) – зеркальное отражение.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Н.П. Балабуха, А.С. Зубов, В.С. Солосин, Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния. М.:Наука, 2007.
- [2] А.В. Никитенко, А.С. Зубов, Е.В. Булычев, 3D моделирование электромагнитного рассеяния на рпм методом связанных волн. // Журнал Радиоэлектроники (электронный журнал), № 12, 2014.

# ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА СВЧ МАГНИТНУЮ ПРОНИЦАЕМОСТЬ КОМПОЗИТОВ, НАПОЛНЕННЫХ ПОРОШКОМ ГАДОЛИНИЯ

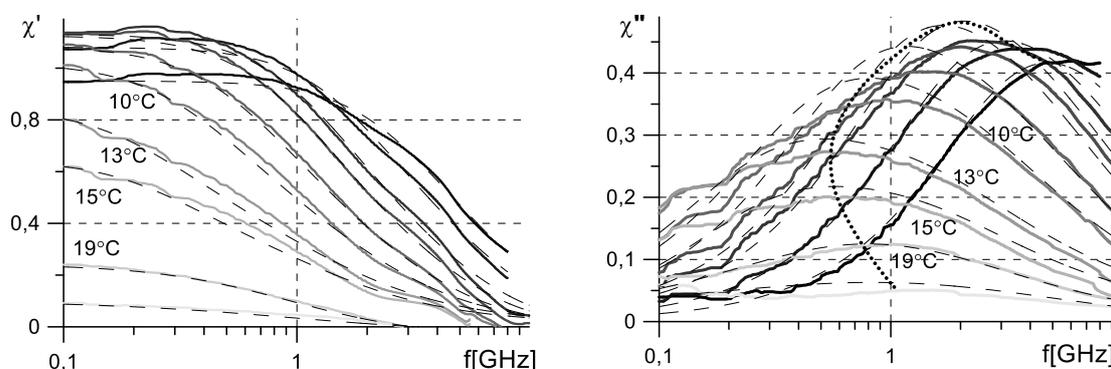
С.Н. Старостенко<sup>1</sup>, Д.А. Петров<sup>1</sup>, К.Н. Розанов<sup>1</sup>, А.О. Ширяев<sup>1</sup>,  
С.Ф. Ломаева<sup>2</sup>, И.В. Комаров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ИТПЭ РАН

<sup>2</sup>ФТИ Ур.отд.РАН

Превращение ферромагнетик – парамагнетик является фазовым переходом второго рода, обычно равновесное превращение происходит при бесконечно малом отклонении от температуры Кюри ( $t_c$ ). По литературным данным гадолиний (Gd) имеет  $t_c$  близкую к комнатной, что облегчает по сравнению с другими ферромагнетиками исследование свойств композитов в окрестности  $t_c$ , открывает возможность создания СВЧ экрана с управляемым температурой ослаблением и дает дополнительные возможности для уточнения моделей смешения.

В работе синтезирован устойчивый на воздухе композит с 30%об. порошка Gd. Материальные параметры композита исследовались в полосе частот от 0.01 до 15 ГГц в охлаждаемой коаксиальной линии при температурах  $t$  от -190° до +35 °С. Полученные зависимости магнитной восприимчивости  $\chi$  от частоты  $f$  приведены на рис. 1. Диэлектрическая проницаемость композита не зависит от частоты и температуры и равна  $\epsilon \approx 15$ .

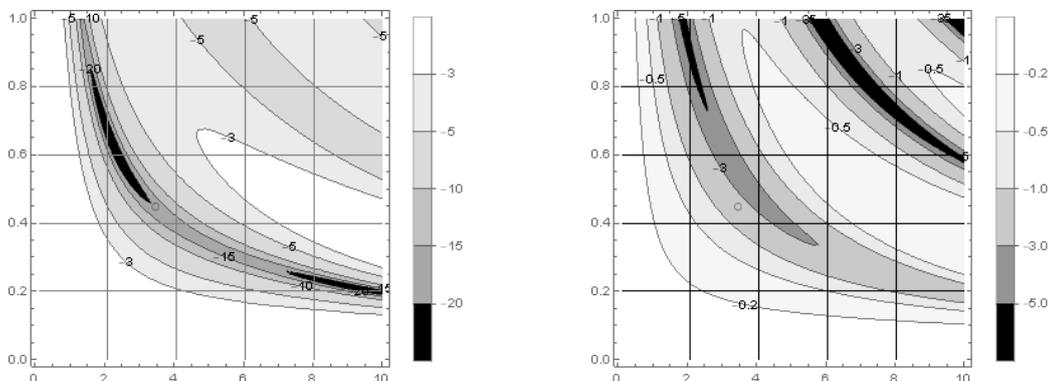


**Рис. 1.** Спектры магнитной восприимчивости  $\chi$  композита с 30%об. Gd при  $t = -190, -44, -8, 0, +6, 10, 13, 15, 19, 28^\circ\text{C}$ ; более темная линия соответствует меньшей температуре. Сплошные линии – эксперимент, пунктир - расчет; точки - траектория максимума магнитных потерь как функция  $t$

Показано, что у композита  $t_c \approx 15.5^\circ\text{C}$ , что заметно ниже, чем у массивного Gd ( $t_c = 20.5^\circ\text{C}$ ), а фазовый переход происходит в интервале температур  $\Delta t \approx 10-12^\circ$ , превышающем теоретическую оценку  $\Delta t \leq 5^\circ$  [1], а наблюдаемая температура превращения зависит от величины внешнего поля [2].

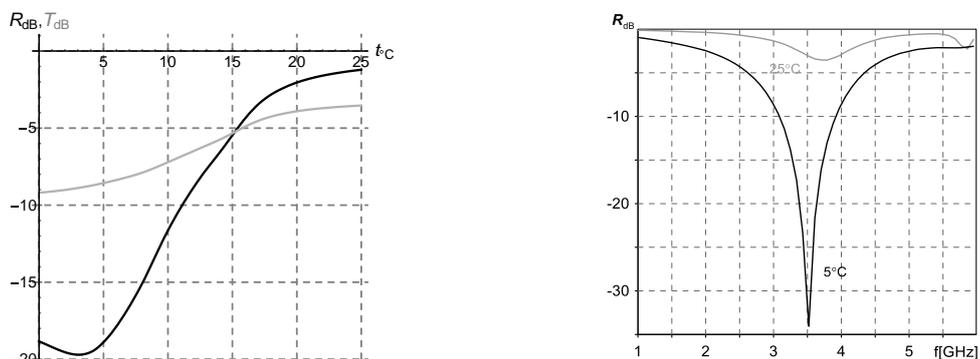
Влияние температуры на комплексную магнитную восприимчивость  $\chi$  композита в окрестности  $t_c$  описано в рамках модели кластерного

намагничивания, полученной на основе обобщения формулы Винера на бесконечное количество компонентов смеси. В рамках этой модели рассчитаны СВЧ спектры отражения  $R$  и прохождения  $T$  от 4.5 мм слоя композита: на 3.5 ГГц нагрев от 5 °С до 25 °С увеличивает величину  $R$  от слоя на металле от -20 до -2 дБ (рис. 2); при этом  $T$  изменяется от -20 до -9 дБ.



**Рис. 2.** Карты расчетных спектров отражения (дБ) слоя композита при  $t=0^{\circ}\text{C}$  (слева) и  $t=20^{\circ}\text{C}$  (справа). Ось абсцисс соответствует частоте (ГГц), ось ординат – толщине слоя (мм)..

Результаты моделирования (рис. 2) хорошо согласуются с измерениями частотных зависимостей  $R$  и  $T$  4.5 мм композита (рис. 3).



**Рис. 3.** Измеренные температурные зависимости коэффициентов прохождения и отражения на металле 4.5мм композита на частоте 3.5ГГц (слева) и частотная зависимость коэффициента отражения этого образца на металле при температурах 5°С и 25°С (справа).

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 21-19-0013.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] В.И. Зверев, Магнитные и термомагнитные свойства Gd, Tb и Ho вблизи магнитных фазовых переходов, Дисс. к.ф-м.н, МГУ, Москва 2012.
- [2] P. Egolf, R. Rosensweig, Magnetic Refrigeration at Room Temperature, Annals of telecommunications, vol.58, 2003, No 11-12, p.45.

## РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ ПРИ МАСКИРОВКЕ ПИРАМИДАЛЬНЫМИ ПОГЛОТИТЕЛЯМИ

**И.И. Краснолобов, А.М. Лебедев,  
В.Н. Семенов, Т.А. Фурманова**

ИТПЭ РАН

Пирамидальный поглотитель из пористого материала с потерями широко используется для маскировки элементов конструкции, например, в целях обеспечения электромагнитной совместимости. Размерный эффект определяет нижнюю границу частотного диапазона эффективного использования поглотителя. Эффект проявляется как значительно меньшее снижение ЭПР маскируемого элемента, чем это имело бы место для элемента увеличенных, в пределе – бесконечных размеров. В данной работе исследовано влияние размерного эффекта на моностатическую ЭПР квадратной и круглой металлических пластин в направлении нормали к поверхности при маскировке пластин пирамидальным поглотителем. На электродинамических моделях численно исследовалась ситуация, характерная для проявления размерного эффекта в метровом диапазоне длин волн: маскируемая поверхность имеет размеры порядка длины волны, для пирамидок в составе поглотителя основание много меньше, а высота составляет долю длины волны. При этом к низкочастотной границе применимости поглотителя возрастает мнимая часть его диэлектрической проницаемости (за счёт возрастания отношения проводимости к круговой частоте).

Для поглотителя на металлической плоскости вычисляется коэффициент отражения  $R_{P\infty}$ , он характеризует снижение заметности пластины в отсутствие дифракционных эффектов. Для пластины конечных размеров эффективность маскировки характеризуется коэффициентом отражения  $R_P$ , равным отношению ЭПР замаскированной и незамаскированной пластин.

Полученные в работе результаты доказывают, что основной причиной размерного эффекта для пирамидального поглотителя с используемой на практике геометрией является дифракционный эффект вследствие неполного усреднения вкладов в поле рассеяния от отдельных пирамид. Количественно влияние указанного дифракционного эффекта заметно превышает влияние дифракционного эффекта из-за наличия краёв у маскируемой пластины. Наблюдавшееся превышение  $R_P$  над  $R_{P\infty}$  для пластины с пирамидальным поглотителем составляло порядка 10 дБ при размерах пластины, равных  $\lambda_0$ , 5 дБ при  $2\cdot\lambda_0$ , 3 дБ при  $4\cdot\lambda_0$ , где  $\lambda_0$  – длина волны.

Интересное проявление размерного эффекта, изученное в работе – это всё более сильная зависимость  $R_P$  от зазора между пирамидами при увеличении размеров макета, приближающаяся к соответствующей зависимости для металлической плоскости с пирамидальным поглотителем.

В работе также показано, что уменьшение размеров основания пирамид и использование магнитного подслоя в составе пирамид приводят к ускорению сходимости  $R_P$  к  $R_{P\infty}$ , что позволяет уменьшить низкочастотную границу проявления размерного эффекта.

## СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ТРЕУГОЛЬНИКОМ И СТЕРЖНЕМ

А.М. Лебедев, Т.А. Фурманова

ИТПЭ РАН

Металлические треугольная пластина и стержень (цилиндр с радиусом много меньше и длиной много больше длины волны) являются базовыми объектами – понимание закономерностей рассеяния ими является необходимым условием правильной интерпретации рассеяния более сложными объектами. Закономерности рассеяния металлическим треугольником изучены в [1]. Рассеяние стержнем во многих аспектах должно соответствовать рассеянию краем треугольной пластины.

В пространственном распределении двухпозиционной ЭПР стержня отсутствуют выраженные зеркальный и теневой лепестки, однако выделяется конус дифракционных лучей, аналогичный келлеровским конусам, привязанным к краям пластины [2]. В относительно малой угловой окрестности конуса дифракционных лучей и для треугольной пластины, и для стержня наблюдается семейство дифракционных конусов с последовательно уменьшающейся двухпозиционной ЭПР. Каждому дифракционному конусу соответствует образование определённого нечётного числа зон Френеля вдоль края треугольника, либо вдоль стержня. Максимальное значение двухпозиционной ЭПР на конусе дифракционных лучей пропорционально квадрату длины стороны треугольника, либо длины стержня. Это указывает на существование регулярной составляющей тока вдоль стержня, такой же, такой же, как и вдоль стержня бесконечной длины. Поскольку регулярная составляющая тока вдоль стержня не является физикооптической, то, во-первых, формирование зон Френеля – самостоятельный, а не физикооптический эффект, и, во-вторых, формирование дифракционных эффектов имеет место вследствие отклонения поверхностных токов не от физико-оптических (как это указано в [3]), а от регулярных (как для бесконечного образца) значений тока.

Поверхностный ток, генерируемый в результате первичной дифракции на краях (на концах) объекта и бегущий далее с фазовой скоростью, равной скорости света, от места своего возникновения, есть и на пластине, и на стержне. На стержне он может принимать вид только рёберной волны, на пластине – и рёберной волны, и собственно тока вдоль поверхности, текущего под ТЕМ волной, расходящейся от края пластины. Рёберная волна обуславливает формирование своего семейства дифракционных конусов в окрестности направления ориентации края пластины, либо стержня. В работе доказывается, что рёберная волна создаётся излучением

линейного тока, бегущего со скоростью света вдоль края пластины, либо вдоль стержня. При этом максимум фрагмента двухпозиционной ЭПР, создаваемого рёберной волной, нелинейно возрастает с увеличением длины края, либо стержня, а направление на максимум всё более приближается к направлению вдоль края, либо стержня.

## ЛИТЕРАТУРА

[1] *J.B. Keller*, Geometrical theory of diffraction. Journal of the Optical Society of America, vol.52, No2, 1962, P.116–130.

[2] А.М. Лебедев, М.Л. Обухов, И.А. Селин, Т.А. Фурманова, Закономерности двухпозиционного рассеяния металлическим треугольником, Журнал радиоэлектроники [электронный журнал], № 12, 2019.

[3] П.Я. Уфимцев, Основы физической теории дифракции. М: Бином, 2009. 352 с.

## ДИФFUЗНОЕ РАССЕЙАНИЕ СИСТЕМОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТРЕУГОЛЬНИКОВ

А.М. Лебедев, Т.А. Фурманова, П.В. Благовисный  
ИТПЭ РАН

Решалась задача перевода двухпозиционного рассеяния плоской металлической пластиной, имеющей размеры много больше длины волны и облучаемой по нормали к её поверхности, в существенно диффузное путём расположения на поверхности пластины металлических треугольников. Предполагается, что одна сторона каждого треугольника лежит на поверхности пластины, а сами треугольники расположены наклонно и по возможности хаотично по отношению как к поверхности пластины, так и к соседним треугольникам. При этом с направления облучения треугольники в значительной мере перекрывают друг друга. Поэтому падающие лучи после первого отражения от наклонных треугольников отбрасываются вглубь области с треугольниками и начинают "блуждать" в этой области.

Рассматриваемая конфигурация напоминает пирамидальную структуру в виде двумерной решётки пирамид. Диаграмма двухпозиционного рассеяния уже такой вполне упорядоченной структуры может иметь диффузный характер. Как и в случае с пирамидальным поглотителем, электромагнитная волна согласованно входит в область с треугольниками, проходя через заострения и не встречая на входе ни поверхностей с нормальными в направлении облучения, ни рёбер, перпендикулярных направлению облучения. Далее взаимодействие электромагнитной волны с треугольниками можно представить как множество переотражений мелких фрагментов волны, в результате которых происходит достаточно полная хаотизация распространения волны.

О достижении высокой степени хаотизации можно судить по уменьшению однопозиционной ЭПР до уровней порядка  $S$ , где  $S$  – площадь пластины, и по достижению однородности двухпозиционной диаграммы рассеяния с выходом ЭПР на тот же уровень  $S$ . В принятых условиях  $S \gg \lambda^2$  указанный уровень ЭПР много меньше ЭПР пластины по нормали к ней  $\sigma \sim 4\pi \cdot S^2 / \lambda^2 \gg S$ . Здесь  $\lambda$  - длина волны.

Предположение отсутствия поглощающих материалов в структуре принято для сокращения времени расчётов. Однако если удаётся добиться хаотизации в структуре без поглотителя, то с его введением эффект снижения обратного и двухпозиционного рассеяния станет существенно более заметным из-за многократного подхода электромагнитной волны к поглотителю (вследствие хаотизации распространения волны).

Пусть хаотизация распространения в области с треугольниками имеет

место для достаточно коротких длин волн – фактически в лучевом приближении. Тогда возникает вопрос о низкочастотной границе эффекта хаотизации, как о связи между длиной волны и средним возвышением вершин треугольников над закрываемой поверхностью, – этот вопрос исследовался в данной работе численно, на электродинамических моделях.

## ЛИТЕРАТУРА

[1] *E.F. Knott, J.F. Shaeffer, M.T. Tuley*, Radar cross Section, Scitech Publishing Inc., 2004.

**ПОДАВЛЕНИЕ ЭФФЕКТА ГИББСА ПРИ ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКЕ  
СИГНАЛОВ С ЦЕЛЬЮ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ  
ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОБРАЗЦОВ МАТЕРИАЛОВ**

**К.М. Басков, В.Н. Семенов, Т.А. Фурманова, В.А. Чистяев**

ИТПЭ РАН

Развитие радиотехнической измерительной техники с целью повышения точности результатов измерений имеет два направления. Во-первых, необходимо повышать точностные характеристики аппаратуры, которая применяется при проведении измерений радиотехнических характеристик объектов [1]. Во-вторых, необходимо совершенствовать алгоритмы цифровой обработки сигналов [2]. С появлением векторных анализаторов цепей появилась возможность при проведении радиоизмерений проводить калибровку с вычитанием фона, т.е. осуществлять вычитание сигналов, которые связаны с отражениями электромагнитной волны от посторонних предметов, не относящихся к исследуемому объекту. При этом чаще всего вычитание фона для достижения высокой точности измерений оказывается недостаточным, поэтому при проведении измерений электродинамических параметров объектов для повышения точности используют процедуру селекции сигналов во временной области Time Domain. Известно, что использование такого вида цифровой обработки, связанной с обратным преобразованием Фурье измеренного сигнала, приводит к появлению паразитных осцилляций сигнала на краях частотного диапазона, так называемого эффекта Гиббса [3].

В настоящей работе описан способ подавления эффекта Гиббса, основанный на представленном в [4] математическом алгоритме, в котором подавление эффекта Гиббса осуществляется с помощью добавления функции предискажения в обрабатываемый сигнал в частотной области. В работе рассматриваются два типа функции предискажения, а также приводятся результаты численного моделирования, в котором демонстрируется эффективность применения каждого из двух типов этих функций.

Математическая запись процедуры цифровой фильтрации Time Domain с подавлением эффекта Гиббса выражается формулой:

$$S = F(w(t)F^{-1}(S_0 - T)) + T, \quad (1)$$

где  $T$  – функция предискажения первого типа, дискретные значения которой определены в массиве  $T_i = S_1 + (S_N - S_1)(i-1)/N$ ;  $S_1$  и  $S_N$  – первый и последний элементы массива, содержащего результаты измерений  $S$  после цифровой обработки сигнала Time Domain.

Так как значения в массиве  $S_{0i}$ , содержащем необработанный сигнал  $S_0$ , определяются не только измеряемой величиной  $S$ , но и аддитивной помехой, источник которой расположен на некотором расстоянии от измеряемого образца, определить функцию  $T$ , а именно определить точные значения измеряемой величины на границах диапазона частот сразу невозможно. Для определения значений первого и последнего элементов массива в работе используется усреднение скользящим средним сигнала с аддитивной помехой. Эта процедура записывается рекуррентной формулой:

$$T'_{ik} = \sum_{j=-n}^{j=+n} \frac{T_{(i+j)k-1}}{n+1}, \quad k=2 \dots K, \quad (2)$$

где  $n$  – число точек усреднения;  $K$  – количество итераций при усреднении;  $T'_{i1} = S_{0i}$ .

Формула (2) позволяет не только определить первый и последний элементы массива  $S_i$ , содержащего результаты измерений, для определения функции предсказания  $T$ , но и определяет второй тип функции предсказания  $T'$ , который рассматривается в работе и который более эффективный, чем первый тип, при обработке измеренного сигнала, содержащего узкополосные резонансы.

В работе представлены как результаты численного моделирования процедуры цифровой фильтрации Time Domain с подавлением эффекта Гиббса, так и результаты измерений, обработанные этой процедурой, демонстрирующие эффективность применения обеих функций предсказания.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ж. Макс, Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях. т. 1. М.: Мир, 1983. 312 с.
- [2] Р.В. Хемминг, Цифровые фильтры. М.: Недра, 1987. 221 с.
- [3] J. W. Gibbs, Nature, vol.59, 1899, P. 606.
- [4] Cheh Pan, Gibbs phenomenon removal and digital filtering directly through the fast Fourier transform, IEEE Transactions on Signal Processing, vol.49, No2, 2001, P. 444 – 448. DOI: 10.1109/78.902128.

# ВЛИЯНИЕ МОД ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ НА ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНОЙ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МАТЕРИАЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ

П.А. Иванов, К.Н. Розанов

ИТПЭ РАН

Среди методов измерения СВЧ материальных параметров материалов методы на основе полосковых линий передачи имеют ряд преимуществ, таких как отсутствие частоты отсечки на низких частотах, относительная простота реализации, возможность измерения образцов небольшого размера при отсутствии жестких требований к их форме. Стандартным подходом при измерениях в полосковых линиях является использование одномодового квази-ТЕМ приближения, что существенно ограничивает область применимости таких методов. Квази-ТЕМ приближение допустимо, если образец заполняет измерительную ячейку однородно или доля заполнения не велика, что не приводит к существенному искажению структуры электромагнитной волны. В других случаях, когда заполнение неоднородно с сопоставимым размером образца с размером измерительной ячейки по каждому координатному направлению, образец обладает большими значениями магнитной и диэлектрической проницаемостей и длина электромагнитной волны сравнима с размерами образца, это приближение несправедливо.

В работе [1] было предложено использование метода расчета в спектральной области для учета высших мод электромагнитной волны в измерительной полосковой ячейке. Недостатком этого метода является большой объем вычислений и длительное время расчета, поскольку метод требует суммирования бесконечных медленно сходящихся рядов. Для увеличения скорости расчета был использован подход из работы [2], которой использует асимптотическую аппроксимацию функции Грина и функции Бесселя (базисной функции) в спектральной области с последующим использованием двух различных быстро сходящихся рядов. В докладе представлены результаты численного анализа влияния мод высших порядков на измерение магнитной и диэлектрической проницаемости материалов с использованием полосковых линий передачи.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] P. Queffelec, et al., IEEE Trans. Microw. Theory Techn., vol. 44, 1996, P. 816.
- [2] S. Jain et. al., IEEE Trans. Compon. Packag. Manuf. Technol., vol. 3, 2013, P. 401.

**ДЛЯ ЗАМЕТОК**

## СОДЕРЖАНИЕ

1. ВЫБОР ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПОКРЫТИЯ ВНУТРЕННЕЙ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ <u>В.Н. Кисель</u> , А.С. Кожеко, ИТПЭ РАН, МФТИ (НИУ) .....	3
2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ АНГИОТЕНЗИН-ПРЕВРАЩАЮЩЕГО ФЕРМЕНТА ЧЕЛОВЕКА С ПОМОЩЬЮ ГКР СПЕКТРОСКОПИ И МЕТОДА ЛИНЕЙНОГО ДИСКРИМИНАНТНОГО АНАЛИЗА <u>Р.Р. Сафиуллин</u> , И.А. Богинская, Н.Л. Нечаева, В.Е. Тихомирова, О.В. Крюкова, О.А. Кост, К.Н. Афанасьев, И.А. Рыжиков, Н.И. Булаева, Е.З. Голухова, ИТПЭ РАН, МФТИ (НИУ), ИБХФ РАН, МГУ им. М.В. Ломоносова, Химический факультет, НМИЦ ССХ им. А.Н. Бакулева .....	4
3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЛОКАЛИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ГКР ПОДЛОЖКАХ <u>И.А. Богинская</u> , Е.А. Слипченко, К.А. Верещагин, И.А. Рыжиков, М.В. Седова, В.М. Миславский, А.М. Мерзликин, ИТПЭ РАН, ИОФ РАН, МФТИ (НИУ) ..	6
4. ГКР СПЕКТРОСКОПИЯ ДЛЯ КОЛИЧЕСТВЕННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ АЛЬБУМИНА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ <u>Е.А. Слипченко</u> , Р.Р. Сафиуллин, И.А. Богинская, М.В. Седова, К.Н. Афанасьев, И.А. Рыжиков, ИТПЭ РАН, МФТИ (НИУ) .....	8
5. СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ ЛАЗЕРНОЙ ДИФРАКЦИИ И ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ ДЛЯ ГРАНУЛОМЕТРИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ <u>А.В. Долматов</u> , С.С. Маклаков, С.А. Маклаков, А.С. Набоко, В.А. Гаранов, И.Н. Беляйков, Д.А. Петров, А.О. Ширяев, А.В. Осипов, ИТПЭ РАН, МФТИ (НИУ) .....	10
6. ПРИКЛАДНОЕ ПРИМЕНЕНИЕ СИНХРОННОГО ТЕРМИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ <u>А.В. Артёмова</u> , С.С. Маклаков, В.А. Гаранов, И.Н. Беляйков, ИТПЭ РАН .....	12
7. ПОЛУЧЕНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ТОНКИХ ПЛЁНОК ДИОКСИДА ВАНАДИЯ НА РАЗЛИЧНЫХ ПОДЛОЖКАХ <u>В.И. Полозов</u> , С.С. Маклаков, С.А. Маклаков, Д.А. Петров, Е.А. Слипченко, ИТПЭ РАН, МФТИ (НИУ) .....	14
8. МАГНИТНО-ЭЛЕКТРОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ГРАФЕНА НА ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПОДЛОЖКЕ <u>Д.Н. Дресвянкин</u> , А.В. Рожков, А.О. Сбойчаков, МФТИ (НИУ), ИТПЭ РАН .....	16
9. СПИНОВЫЕ ВИХРИ И МАЙОРАНОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ В ДОПИРОВАННЫХ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРАХ С НЕМАТИЧЕСКОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬЮ <u>А.Л. Рахманов</u> , Р.Ш. Акзянов, А.В. Капранов, ИТПЭ РАН, ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова, МФТИ (НИУ) .....	18

<b>10. ДИСКРЕТНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ «ОТ СКАЧКА К СКАЧКУ» <u>А.В. Рожков</u>, К. Гнейтинг, Ф. Нории, ИТПЭ РАН, Center for Emergent Matter Science, RIKEN, Wako-shi, Saitama, Japan .....</b>	<b>20</b>
<b>11. ЭФФЕКТЫ СТАТИСТИКИ ФОТОНОВ ПРИ СМЕШЕНИИ ВОЛН НА ЕДИНИЧНОМ КУБИТЕ <u>В.В. Погосов</u>, А.Ю. Дмитриев, О.В. Астафьев, ФГУП «ВНИИА» им.Н.Л. Духова, ИТПЭ РАН, МФТИ (НИУ), МИСиС (НИТУ), Сколковский институт науки и технологий, Сколтех, University of London, United Kingdom .....</b>	<b>22</b>
<b>12. КВАНТОВАЯ ЗАПУТАННОСТЬ В СПИН-ОРБИТАЛЬНЫХ МОДЕЛЯХ <u>В.Э. Валиулин</u>, Н.М. Щелкачев, А.В. Михеенков, <u>К.И. Кугель</u>, ИФВД РАН, ИТПЭ РАН .....</b>	<b>24</b>
<b>13. МАГИЧЕСКИЙ РАДИУС КВАНТОВОЙ ТОЧКИ ДВУХСЛОЙНОГО АА ГРАФЕНА <u>А.О. Сбойчаков</u>, А.В. Рожков, А.Л. Рахманов, ИТПЭ РАН .</b>	<b>26</b>
<b>14. НЕЛИНЕЙНОЕ ПОПЕРЕЧНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В ВЕЙЛЕВСКИХ ПОЛУМЕТАЛЛАХ С СИЛЬНЫМ КУЛОНОВСКИМ БЕСПОРЯДКОМ <u>Я.И. Родионов</u>, К.И. Кугель, Б.А. Аронзон, ИТПЭ РАН, ФИАН им. П.Н. Лебедева .....</b>	<b>27</b>
<b>15. НЕЭРМИТОВЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В ЭРМИТОВЫХ СИСТЕМАХ <u>Т.Т. Сергеев</u>, А.А. Зябловский, Е.С. Андрианов, ИТПЭ РАН, МФТИ (НИУ), ФГУП «ВНИИА» им. Н.Л. Духова .....</b>	<b>28</b>
<b>16. ПРЕОДОЛЕНИЕ ДИФРАКЦИОННОГО ПРЕДЕЛА НА РАЗМЕР РЕЗОНАТОРА ПРИ ПОМОЩИ УСИЛИВАЮЩЕЙ СРЕДЫ <u>И.В. Доронин</u>, Е.С. Андрианов, А.А. Зябловский, ИТПЭ РАН, МФТИ (НИУ), ФГУП ВНИИА им. Духова .....</b>	<b>29</b>
<b>17. ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ АКТИВНЫХ СРЕД НА РЕЖИМЫ РАБОТЫ ЛАЗЕРОВ <u>Е.А. Терещенков</u>, Е.С. Андрианов, А.А. Зябловский, А.П. Виноградов, А.А. Пухов, А.А. Лисянский, ИТПЭ РАН, МФТИ (НИУ), ФГУП «ВНИИА» им. Н.Л. Духова, ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Department of Physics, Queens College of the City University of New York, The Graduate Center of the City University of New York .....</b>	<b>30</b>
<b>18. МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХПОЗИЦИОННОЙ ДИАГРАММЫ РАССЕЙЯНИЯ ТЕЛА НА ОСНОВЕ ДАННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПЛОСКОСТИ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ <u>Д.А. Коняев</u>, Н.П. Балабуха, Н.Е. Шапкина, ИТПЭ РАН, МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, каф. Математики .....</b>	<b>32</b>
<b>19. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭТАЛОНА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ БИСТАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЙЯНИЯ ПЛОСКИХ ОБРАЗЦОВ МАТЕРИАЛА <u>Р.В. Гильмутдинов</u>, Н.Л. Меньших, С.А. Фёдоров, ИТПЭ РАН, МФТИ (НИУ) .....</b>	<b>34</b>

20. РАЗРАБОТКА КОНФИГУРАЦИЙ ОБРАЗЦА ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ БИСТАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯНИЯ <u>Р.В. Гильмутдинов</u> , Н.Л. Меньших, С.А. Фёдоров, ИТПЭ РАН, МФТИ (НИУ) .....	36
21. ВЛИЯНИЕ ПЕРЕОТРАЖЕНИЙ МЕЖДУ ЛИНЗОЙ И ОБЪЕКТОМ НА ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ЕГО ЭПР В БЕЗЭХОВОЙ КАМЕРЕ Н.П. Балабуха, <u>Н.Л. Меньших</u> , В.С. Солосин, ИТПЭ РАН .....	38
22. ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ СНИЖЕНИЯ ВЛИЯНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОПОРЫ И ОБЪЕКТА НА ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ Н.П. Балабуха, <u>Е.Е. Евстафьев</u> , Н.Л. Меньших, Н.Е. Шапкина, ИТПЭ РАН, МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет .....	40
23. ЗАДАЧА ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ЗЕРКАЛЬНОГО КОЛЛИМАТОРА СО СКРУГЛЕННЫМИ КРАЯМИ <u>Ф.Б. Хлебников</u> , М.И. Пропой, Д.А. Коняев, Н.Е. Шапкина, А.Н. Боголюбов, МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, ИТПЭ РАН .....	42
24. МОДЕРНИЗАЦИЯ ЗВЕЗДООБРАЗНОЙ КРОМКИ КОЛЛИМАТОРА МАРК12 Н.П. Балабуха, А.С. Зубов, Н.Л. Меньших, <u>В.С. Солосин</u> , ИТПЭ РАН .....	44
25. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В РАБОЧЕЙ ЗОНЕ РУПОРНОЙ БЕЗЭХОВОЙ КАМЕРЫ ПИРАМИДАЛЬНОЙ И КОНИЧЕСКОЙ ФОРМЫ С ЛИНЗОЙ <u>Н.Л. Меньших</u> , Н.Е. Шапкина, Н.П. Балабуха, А.Д. Сахно, ИТПЭ РАН, МГУ имени М.В. Ломоносова, Физический факультет .....	46
26. ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ОТРАЖЕНИЯ ОТ ПОТОЛКА БЭК НА ПОЛЕ В РАБОЧЕЙ ЗОНЕ КОМПАКТНОГО ПОЛИГОНА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УГЛА ПОВОРОТА ПИРАМИДАЛЬНОГО РПМ Н.П. Балабуха, А.С. Зубов, Н.Л. Меньших, <u>А.В. Никитенко</u> , В.С. Солосин, ИТПЭ РАН ...	48
27. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА СВЧ МАГНИТНУЮ ПРОНИЦАЕМОСТЬ КОМПОЗИТОВ, НАПОЛНЕННЫХ ПОРОШКОМ ГАДОЛИНИЯ <u>С.Н. Старостенко</u> , Д.А. Петров, К.Н. Розанов, А.О. Ширяев, С.Ф. Ломаева, И.В. Комаров, ИТПЭ РАН, ФТИ Ур.отд.РАН .....	50
28. РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ ПРИ МАСКИРОВКЕ ПИРАМИДАЛЬНЫМИ ПОГЛОТИТЕЛЯМИ И.И. Краснолобов, <u>А.М. Лебедев</u> , В.Н. Семенов, Т.А. Фурманова, ИТПЭ РАН .....	52
29. СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ТРЕУГОЛЬНИКОМ И СТЕРЖНЕМ <u>А.М. Лебедев</u> , Т.А. Фурманова, ИТПЭ РАН .....	54

30. ДИФФУЗНОЕ РАССЕЯНИЕ СИСТЕМОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТРЕУГОЛЬНИКОВ <u>А.М. Лебедев</u> , Т.А. Фурманова, П.В. Благовисный ИТПЭ РАН .....	56
31. ПОДАВЛЕНИЕ ЭФФЕКТА ГИББСА ПРИ ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКЕ СИГНАЛОВ С ЦЕЛЮ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОБРАЗЦОВ МАТЕРИАЛОВ <u>К.М. Басков</u> , В.Н. Семенов, Т.А. Фурманова, В.А. Чистяев, ИТПЭ РАН .....	58
32. ВЛИЯНИЕ МОД ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ НА ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНОЙ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МАТЕРИАЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ <u>П.А. Иванов</u> , К.Н. Розанов, ИТПЭ РАН .....	60

**ДВАДЦАТЬ ТРЕТЬЯ ЕЖЕГОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ  
ИТПЭ РАН**

Сборник тезисов докладов

---

Подписано в печать 04.22		Формат 60x84/16
Печать офсетная	Уч.-изд.л. 2,25	Усл.-печ.л 2,09
Тираж 100 экз.	Заказ № 37	

---

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