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

ДВАДЦАТЬ СЕДЬМАЯ ЕЖЕГОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ИТПЭ РАН

(Москва – 18–21 мая 2026 г.)

Сборник тезисов докладов

Москва-2026

ДВАДЦАТЬ СЕДЬМАЯ ЕЖЕГОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ИТПЭ РАН
Сборник тезисов докладов.
Под редакцией д.ф.-м.н. В.Н. Киселя – М.: ИТПЭ РАН, 2026. – 76 с.

Сборник содержит тезисы докладов, представленных на Двадцать седьмой ежегодной научной конференции Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук. Конференция посвящена обзору научных разработок и практических приложений в области современной электродинамики. Целью конференции является обмен информацией, призванный дать импульс развития фундаментальным исследованиям и ускорить практическое внедрение полученных результатов.

Организационный комитет
академик РАН А.Н. Лагарьков
чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н. А.М. Мерзликин
д.ф.-м.н. В.Н. Кисель
к.ф.-м.н. А.Т. Кунавин
Е.В. Зеневич
М.Е. Жукова

© ИТПЭ РАН, 2026

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ НА ТЕЛАХ С КОНЕЧНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

И.С. Хузин[1], Д.А. Коняев[1,2]

[1]МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

[2]ИТПЭ РАН

Задача дифракции электромагнитных волн на телах произвольной формы с конечной проводимостью возникает при необходимости получения их характеристик. Одним из подходов при моделировании явлений дифракции на телах с большой проводимостью является использование импедансного граничного условия Щукина-Леонтовича [1], связывающего тангенциальные составляющие магнитного ($\mathbf{H}$) и электрического ($\mathbf{E}$) полей соответственно на поверхности тела через импеданс:

$$\left[\mathbf{n},\mathbf{E}\right]=-\zeta\left[\mathbf{n},\left[\mathbf{n},\mathbf{H}\right]\right], \qquad (1)$$

где $\zeta=\sqrt{\mu/\varepsilon_{eff}}$ – импеданс, а $\varepsilon_{eff}=\varepsilon-i\sigma/\omega$ – мнимая диэлектрическая проницаемость, σ – проводимость тела, ε, μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости исследуемого объекта, ω – частота падающего излучения.

Стационарная задача дифракции падающего электромагнитного поля на такой объект с условиями (1) является внешней краевой задачей для уравнений Максвелла [2], которую можно свести к интегро-дифференциальному уравнению относительно плотности поверхностных токов [3], положив вклад магнитных токов равным нулю, можно получить для $\mathbf{r}\in S$:

$$\frac{i}{4\pi}\left[\omega\mu_0\int_S\mathbf{J}(\mathbf{r}')\frac{e^{-ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}d\sigma'+\frac{1}{\omega\varepsilon_0}\left(\nabla\int_S\left(\nabla,\mathbf{J}(\mathbf{r}')\right)\frac{e^{-ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}d\sigma'\right)-\zeta\mathbf{J}(\mathbf{r}'),\mathbf{n}\right]=\left[\mathbf{E}^i,\mathbf{n}\right], \qquad (2)$$

где $\mathbf{J}(\mathbf{r}')$ – плотность тока на поверхности проводника, $\mathbf{E}^i$ – напряженность падающего поля, $\mathbf{n}$ – внешняя нормаль к поверхности S исследуемого тела. Данное уравнение решается методом моментов [3]. Заметим, что уравнение (2) отличается от идеально проводящего случая последним слагаемым в левой части [3]. Разработана соответствующая программа, которая находится на стадии исследования целесообразности использования указанного приближения. Предполагается ее дальнейшая модификация с добавлением в (2) слагаемых, отвечающих за вклад магнитных токов.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Леонтович М.А.// Исслед. по распростр. радиоволн. – 1948. – С. 5-22.

[2] Стрэттон Дж.А. Теория электромагнетизма. – ОГИЗ, 1948.

[3] Glisson A.W. // Radio science. – 1992. – V. 27. – No. 06. – C. 935-943.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛИСАХАРИДНЫХ МАРКЕРОВ ГРИБКОВЫХ ИНФЕКЦИЙ МЕТОДОМ ГКР

Ю.Ю. Звягина[1], Р.С. Сафиуллин[1,2], А.С. Набоко[1], В.И. Полозов[1], М.В. Седова[1], И.А. Богинская[1], И.А. Рыжиков[1,3], В.Б. Крылов[4], Н.Э. Нифантьев[4], А.М. Мерзликин[1], А.Н. Лагарьков[1]

[1]ИТПЭ РАН

[2]МФТИ

[3]МГТУ им. Н.Э. Баумана

[4]ИОХ РАН

Грибковые инфекции представляют серьезную проблему современной клинической медицины, особенно у пациентов с иммунодефицитными состояниями. Инвазивные микозы, вызванные Candida spp. и Aspergillus fumigatus, характеризуются быстрым прогрессированием и высокой летальностью при несвоевременной диагностике. Клиническая симптоматика таких инфекций часто неспецифична, что затрудняет раннее выявление возбудителя и своевременное назначение противогрибковой терапии [1].

Традиционные методы диагностики грибковых инфекций включают культуральное исследование (золотой стандарт), микроскопию, иммунологические тесты и ПЦР, однако они либо требуют длительной подготовки, либо обладают ограниченной чувствительностью и специфичностью, а также подвержены ложным результатам [2]. В связи с этим сохраняется потребность в быстром, высокочувствительном и надежном методе выявления грибковых инфекций.

Перспективным направлением является применение спектроскопии гигантского комбинационного рассеяния (ГКР). Метод основан на усилении сигнала комбинационного рассеяния молекул при их адсорбции на наноструктурированных металлических поверхностях (золото, серебро), что позволяет регистрировать спектры при крайне низких концентрациях вещества. ГКР обеспечивает получение молекулярного «спектрального отпечатка», отражающего структуру анализируемых соединений, требует минимального объема образца и позволяет существенно сократить время анализа.

Ранее была показана возможность определения структур, содержащих остаток β-D-галактофуранозида (Galf), методом ГКР [3]. Galf является характерным компонентом галактоманнана Aspergillus spp. и в норме отсутствует в организме человека, что делает его высокоспецифичным маркером аспергиллезной инфекции. Регистрация характерных колебательных полос Galf подтверждает потенциал ГКР для выявления видоспецифичных структур грибов.

В настоящем исследовании проводится определение β-1,3- и β-1,6-глюканов, а также антигенов Candida albicans (Ag.C.a.) и Aspergillus fumigatus (Ag.A.f.) методом ГКР. β-1,3- и β-1,6-глюканы являются основными структурными полисахаридами клеточной стенки патогенных грибов. Ag.C.a. представлены белковыми и гликопротеиновыми структурами, включая маннановые компоненты клеточной стенки. Ag.A.f. включают галактоманнан и специфические белковые эпитопы, играющие ключевую роль в диагностике инвазивного аспергиллеза.

Были исследованы водные растворы веществ в диапазоне концентраций от 100 мкг/мл до 10 пг/мл, а также модельные растворы на основе человеческого сывороточного альбумина (45 мг/мл) с содержанием целевых аналитов от 100 нг/мл до 10 пг/мл. Спектры анализировали методом логистической регрессии, на основании которого рассчитывали метрики качества классификации, отражающие точность классификации исследуемых веществ. Для водных растворов продемонстрирована концентрационно-зависимая динамика спектральных профилей при снижении концентрации, что свидетельствует о возможности построения устойчивой калибровочной модели; калибровка была выполнена для модельных растворов. Слепое тестирование подтвердило возможность построения трех отдельных калибровочных зависимостей – для β-1,3-глюкана, β-1,6-глюкана и Ag.C.a.

Таким образом, использование ГКР для определения полисахаридных маркеров и видоспецифичных антигенов грибов представляет собой перспективный подход к созданию быстрых и высокочувствительных методов диагностики инвазивных микозов, способных дополнить или оптимизировать существующие диагностические алгоритмы.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Jafari A.Sh., et. al. // Scientifica. – 2025. – P. 6840605.
[2] Landscape analysis of commercially available and pipeline in vitro diagnostics for fungal priority pathogens. – Geneva: World Health Organization, 2025. – ISBN 978-92-4-010553-9.
[3] Zvyagina J. // Int. J. Mol. Sci. – 2025. – V. 26. – P. 4218.

ДИФФЕРЕНЦИАЦИЯ ЛИНЕЙНЫХ ОЛИГОГЛЮКОЗИДОВ, СТРУКТУРНО СВЯЗАННЫХ С ЦИКЛИЧЕСКИМ β-(1→2)-d-ГЛЮКАНОМ BRUCELLA, МЕТОДОМ ГИГАНТСКОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

С.И. Гудков[1], Н.С. Фролов[1,2], А.С. Набоко[1], В.И. Полозов[1], М.В. Седова[1], И.А. Богинская[1], И.А. Рыжиков[1,3], В.Б. Крылов[4], А.Н. Кузнецов[4], Н.Э. Нифантьев[4], А.М. Мерзликин[1]

[1]ИТПЭ РАН

[2]МФТИ

[3]МГТУ им. Н.Э. Баумана

[4]ИОХ РАН

Бруцеллез – широко распространенное зоонозное заболевание, вызываемое бактериями рода Brucella. Существующие методы диагностики, основанные на использовании О-цепи липополисахарида, имеют ряд ограничений: низкую доступность антигена, сложность дифференциации вакцинированных и инфицированных животных, а также перекрестную реактивность с другими патогенами. В этой связи особый интерес представляет циклический β-(1→2)-d-глюкан (CβG), являющийся структурной основой клеточной стенки Brucella (1–5% сухой массы бактерии) [1]. В частности, несмотря на то, что Brucella CβG считается неиммуногенным, у людей выявлены специфические антитела к β-(1→2)-d-олигоглюкозидам [2–3].

В этой работе впервые с использованием метода гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) света проведено исследование и сравнение спектральных данных CβG и синтезированных олигоглюкозидов: ди-, три-, тетра- и пента-β-(1→2)-d. Исследуемые вещества осаждались из водных растворов с концентрациями от 100 до 0,001 мкг/мл с шагом разведения 1:10 на серебряные поликристаллические наноструктурированные подложки каплями объемом 4 мкл. Серебряные пленки толщиной 200 нм наносились на предметное стекло методом электронно-лучевого испарения. Капли раствора целевого вещества высушивались на серебряных подложках при температуре 25°C до образования на поверхности пленок сухого осадка. Регистрация сигнала ГКР осуществлялась с сухих осадков олигоглюкозидов и глюкана при их облучении возбуждающим лазерным излучением с длиной волны 532 нм. Характеризация специфичности спектров ГКР исследуемых веществ, а также спектров одного вещества при различных концентрациях исходного раствора осуществлялась с использованием ряда методов машинного обучения, в частности CatBoost (ООО «Яндекс», Россия), линейного метода опорных векторов и логистической регрессии.

Установлено, что вид осадков олигоглюкозидов и циклического β-(1→2)-d-глюкана, образующихся при высыхании капель, зависит от концентрации исходного раствора. Для концентрации 100 мкг/мл наблюдается появление типичного «кофейного кольца». При концентрациях ниже 100 мкг/мл имеет место образование агломератов, часть из которых имеет кристаллоподобную структуру и в основном сосредоточена в центре осадка, а другая часть обладает аморфной структурой и располагается ближе к краю осадка. Каждый из этих видов агломератов несет различную спектрографическую информацию, что проявляется в наличии нескольких типов спектральных данных. Анализ полученных спектральных данных позволяет установить специфичность исследуемых олигоглюкозидов и провести их классификацию с точностью 85–95% при концентрациях выше 10 мкг/мл и с точностью 67–75% при концентрациях ниже 10 мкг/мл в зависимости от метода машинного обучения. При этом обнаружено, что для исследуемых веществ имеет место специфичность по концентрациям, что подтверждается разделением спектральных данных одного вещества при разных концентрациях исходного раствора с помощью методов машинного обучения с точностью 67–78% в зависимости от используемого метода.

Таким образом, установлено, что метод гигантского комбинационного рассеяния света позволяет осуществлять дифференциацию циклического β-(1→2)-d-глюкана Brucella и олигоглюкозидов, структурно связанных с ним. Это открывает новые перспективы в разработке высокоспецифичных методов диагностики и лечения бруцеллеза.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Kuznetsov A.N. et al. // Commun. Chem. – 2025. – V. 8. – P. 172.
[2] Martirosyan A. et. al. // PLoS Pathog. – 2012. – V. 8. – P. e1002983.
[3] Temme J.S. et. al. // J. Biol. Chem. – 2022. – V. 298. – P. 102468.

КОЛИЧЕСТВЕННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОЛИГОГЛЮКОЗИДОВ И ЦИКЛИЧЕСКОГО β-(1→2)-D-ГЛЮКАНА ПО ИХ ГКР-СПЕКТРАМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ

Н.С. Фролов[1,2], С.И. Гудков[1], А.С. Набоко[1], В.И. Полозов[1], М.В. Седова[1], И.А. Богинская[1], И.А. Рыжиков[1,3], В.Б. Крылов[4], А.Н. Кузнецов[4], Н.Э. Нифантьев[4], А.М. Мерзликин[1]

[1]ИТПЭ РАН

[2]МФТИ

[3]МГТУ им. Н.Э. Баумана

[4]ИОХ РАН

Циклический β-(1→2)-d-глюкан (CβG), являющийся структурной основой клеточной стенки бактерии Brucella [1], и его линейные участки: ди-, три-, тетра- и пента-β-(1→2)-d-глюкозиды – являются маркерами бактериальных инфекций. Обнаружение маркеров и их количественное определение в плазме крови пациентов спектральными методами является перспективным направлением исследований при разработке высокоспецифичных диагностических маркеров бруцеллеза.

В работе для количественного определения был проверен комплексный подход, осуществленный с использованием спектральных данных гигантского комбинационного рассеяния (ГКР), зарегистрированных с сухих осадков спайк-растворов, имитирующих сыворотку крови человека, и методов машинного обучения. Для получения модельной сыворотки циклического β-(1→2)-d-глюкана (CβG), ди-, три-, тетра- и пента-β-(1→2)-d-глюкозиды в заданных количествах были введены в водный раствор человеческого сывороточного альбумина (ЧСА) в соотношении: 40,5 мг/мл ЧСА и 100−0,001 мг/мл целевого аналита (с шагом разведения 1:10). Полученные растворы осаждались на серебряные наноструктурированные поликристаллические серебряные пленки каплями объемом 4 мкл. После осаждения капли раствора высушивались при температуре 25°C с целью образования на поверхности подложки сухих осадков, с которых осуществлялась регистрация спектров ГКР. Длина волны лазерного излучения для возбуждения комбинационного рассеяния составляла 532 нм. Регистрация спектров осуществлялась в области «кофе-ринга» в режиме сканирования линии с шагом 2 мкм.

Для визуальной оценки потенциальной линейной зависимости спектральных данных от логарифма концентрации применялись метод частичных наименьших квадратов (PLS) и метод главных компонент (PCA). Проекция спектральных данных в пространство первых двух главных компонент (PCA) показала высокую степень перекрытия кластеров

для логарифмов различных концентраций, что указывает на сложность извлечения полезного сигнала методами обучения без учителя. Переход к контролируемому обучению (PLS) выявил тенденцию к упорядоченному распределению облаков по логарифму концентрации. Для структурных моделей ди-, три-, тетра- и пента-β-(1→2)-d-глюкозидов наблюдается строгая линейная зависимость спектральных данных в пространстве первых двух латентных переменных от логарифма концентрации.

Для построения предиктивных моделей на спектральных данных ГКР использовались метод опорных векторов (SVR), RandomForest и Catboost. Для разделения данных на тестовую и тренировочные выборки применялась методика вложенной кросс-валидации. Учитывая высокую размерность спектров и сложную зависимость рамановских сдвигов от пространственной конформации молекул, использовался алгоритм отбора топ-200 наиболее стабильных признаков на основе PLS.

Модели PLS, ElasticNet и SVR продемонстрировали наивысшую обобщающую способность для синтетических моделей ди-, три-, тетра- и пента-β-(1→2)-d-глюкозидов. Значения метрики R^2 на тестовых выборках стабильно достигали 0,66–0,79. Алгоритмы успешно выявили зависимость положения характеристических пиков ГКР от логарифма концентрации. Для образца CβG зафиксировано значительно меньшее значение метрик (R^2 на тестовой выборке 0,58 для PLS, 0,63 для ElasticNet, 0,68 для SVR) в сравнении с данными для олигоглюкозидов.

Таким образом, показано, что спектральные профили ГКР синтетических линейных олигоглюкозидов, структурно связанных с циклическим β-(1→2)-d-глюканом-Brucella, успешно поддаются количественной оценке с использованием методов машинного обучения. Алгоритмы PLS, ElasticNet и SVR в комбинации с предварительным отбором признаков являются оптимальным и наиболее обоснованным выбором для анализа подобных данных.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Kuznetsov A.N. et al. // Commun. Chem. – 2025. – V. 8. – P. 172.

УСТОЙЧИВАЯ МНОГОКЛАССОВАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ ГКР-СПЕКТРОВ МИКРООРГАНИЗМОВ ЧЕРЕЗ ПОПАРНОЕ ОБУЧЕНИЕ И STACKED OVR

Р.Р. Сафиуллин[1,2], З.М. Шибзухов[1], Т.А. Терентьев[1], А.С. Набоко[1], В.И. Полозов[1], М.В. Седова[1], И.А. Богинская[1], И.А. Рыжиков[1,3], А.М. Мерзликин[1]

[1]ИТПЭ РАН

[2]МФТИ

[3]МГТУ им. Н.Э. Баумана

Необходимость анализа больших массивов спектральных данных различных биологических объектов определяет актуальность направлений исследований, выполняемых с помощью методов машинного обучения для ускорения лабораторных процессов и повышения их точности. При этом устойчивая автоматическая идентификация большого числа бактериальных штаммов по ГКР-спектрам их лизатов, полученных термическим или механическим разрушением клеток, осложняется межсерийной вариабельностью измерений и близостью спектральных профилей. При росте числа классов K прямое обучение многоклассовых моделей (softmax/one-vs-rest) на исходных спектрах может демонстрировать повышенную дисперсию качества между сериями и фолдами.

В работе рассматривается классификация ГКР-спектров x∈ℝ^p по K классам (вид/штамм). Обозначим ℓ(u) = log(1+exp(-u)). Базовый one-vs-rest (OVR) для каждого класса c минимизирует:

$$\min_{v_c,\, a_c} \sum_{i=1}^{n} \ell\big(s_{i,c} \cdot (v_c^\top x_i + a_c)\big) + \lambda \|v_c\|_2^2$$

Предлагается двухэтапная схема. На этапе 1 для каждой пары классов (a, b) обучается бинарный классификатор и сохраняются коэффициенты (w_{ab}, b_{ab}):

$$\min_{w_{ab},\, b_{ab}} \sum_{i:\ y_i \in \{a,b\}} \ell\big(t_i \cdot (w_{ab}^\top x_i + b_{ab})\big) + \lambda_1 \|w_{ab}\|_2^2$$

На этапе 2 выполняется преобразование x→z(x) в пространство попарных маржинов размерности M=K(K-1)/2, после чего обучается финальный OVR на z(x) с регуляризацией (например, elastic-net), выбирающей информативные пары и стабилизирующей модель:

$$z(x) = \phi(W^\top x + \beta) \in \mathbb{R}^M, \quad M = \tfrac{K(K-1)}{2}, \quad \phi(u) \in \{u, \sigma(u)\}$$

$$\min_{u_c,\, \alpha_c} \sum_{i=1}^{n} \ell\big(s_{i,c} \cdot (u_c^\top z(x_i) + \alpha_c)\big) + \lambda_2 \|u_c\|_2^2 + \gamma \|u_c\|_1$$

$$\hat{y}(x) = \arg\max_c \,(u_c^\top z(x) + \alpha_c)$$

В линейном случае $\varphi(u) = u$ итоговый вес $v_c = W u_c$, то есть многоклассовая модель ограничена линейной оболочкой попарных направлений, а $\|u_c\|_1$ подавляет «шумные» сравнения. Метод нацелен на более устойчивое качество при большом числе классов и доменной вариабельности ГКР-данных.

Практическое применение описанного подхода на спектральных данных, полученных на 10 биологических повторах лизатов бактерий *Staphylococcus aureus, Staphylococcus haemolyticus, Staphylococcus saprophyticus*, изготовление которых было разнесено во времени, показало точности классификации не хуже 0,8 в слепом эксперименте.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Hastie T., Tibshirani R. Classification by pairwise coupling // The Annals of Statistics. – 1998. – V. 26 (2). – P. 451-471.

[2] Dietterich T.G., Bakiri G. Solving multiclass learning problems via error-correcting output codes // Journal of Artificial Intelligence Research. – 1995. – V. 2. – P. 263-286.

РОБАСТНЫЙ ОБОБЩЕННЫЙ МЕТОД УИТТАКЕРА ДЛЯ ОБРАБОТКИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ДАННЫХ

З.М. Шибзухов
ИТПЭ РАН

Метод Уиттакера [1] первоначально был использован в задаче градуирования. Но с начала 2000-ых стал применяться для сглаживания спектров и поиска базовой линии. Он привлекателен тем, что не использует модель кривой, но лишь использует ограничение на ее гладкость. Предложен ряд методов сглаживания [2] и поиска базовой линии [3-6], которые успешно применяются на практике. Все являются развитием первоначальной постановки задачи [2,3]:

$$\sum_{k=1}^{N} w_k d_k^2 + \lambda \sum_{j=1}^{N-q} (D^q y_j)^2 \underset{\mathbf{y}}{\to} \min, \tag{1}$$

где $d_k = x_k - y_k$, $\mathbf{x} = (x_1, \dots, x_N)$ – исходный вектор, $\mathbf{y} = (y_1, \dots, y_N)$ – сглаженный вектор, $D^q\mathbf{y} = (D^q y_1, \dots, D^q y_{N-q})$ — вектор конечных разностей порядка $q \geq 1$, $\lambda > 0$ – параметр, определяющий степень сглаживания, $w_1, \dots, w_N$ – неотрицательные веса.

В обобщенной постановке задача принимает вид:

$$\sum_{k=1}^{N} \rho(d_k) + \lambda \sum_{j=1}^{N-q} \eta(D^q y_j) \underset{\mathbf{y}}{\to} \min, \tag{2}$$

где $\rho(x)$ и $\eta(x)$ – неотрицательные функции. В случае сглаживания $\rho(x)$ – квазивыпуклая функция с минимумом в нуле, а в случае поиска базовой линии – монотонно убывающая функция.

Для поиска решения применяется *метод итеративного перевзвешивания*, в котором на каждом шаге решается система линейных уравнений:

$$W^t(\mathbf{y} - \mathbf{x}) + \lambda (D^q)^{\mathrm{T}} V^t D^q \mathbf{y} = \mathbf{0}, \tag{3}$$

где t – номер шага, $W^t = \mathrm{diag}(w_1, \dots, w_N)$, $V^t = \mathrm{diag}(v_1, \dots, v_{N-q})$ – неотрицательные диагональные матрицы весов,

$$w_k = \frac{\rho'(d_k^t)}{d_k^t}, \quad v_k = \frac{\eta'(z_j^t)}{z_j^t}, \quad d_k^t = x_k - y_k^t, \quad z_j^t = D^q y_j^t. \tag{4}$$

В более *робастной* постановке, когда в спектре содержатся выбросы, задача принимает вид:

$$\mathrm{M}\{\rho(d_1), \dots, \rho(d_N)\} + \frac{\lambda}{N-q} \sum_{j=1}^{N-q} \eta(D^q y_j) \underset{\mathbf{y}}{\to} \min, \tag{5}$$

где M – *агрегирующая функция среднего*, нечувствительная к выбросам.

Для поиска решения также используется процедура итеративного перевзвешивания, в которой

$$w_k^t = \frac{\partial \mathrm{M}\{u_1^t, \dots, u_N^t\}}{\partial u_k} \frac{\rho'(d_k^t)}{d_k^t}, \quad u_k^t = \rho(d_k^t), \quad v_k = \frac{1}{N-q} \frac{\eta'(z_j^t)}{z_j^t}. \tag{6}$$

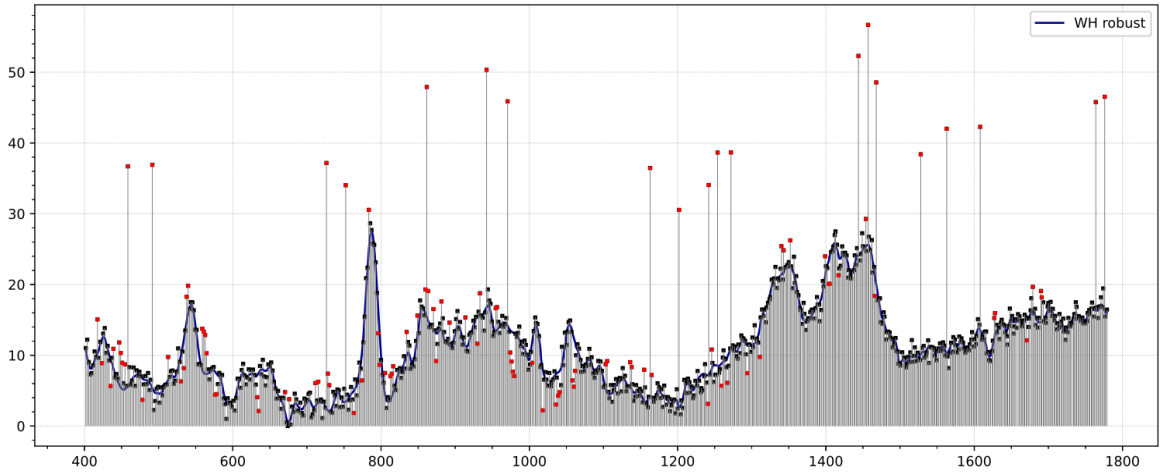


Рисунок 1 – Пример сглаживания спектра с выбросами

ЛИТЕРАТУРА

[1] Whittaker E.T. // Proceedings of the Edinburgh Mathematical Society. – 1922. – V. 41. – P. 63-75.

[2] Eilers P.H.C. // Anals of Chemystry. – 2003. – V. 75. – No. 14. – P. 3631-3636.

[3] Eilers P.H.C. et al // Leiden University Medical Centre Report. – 2005. – V. 1. – No. 1. – P. 1-5.

[4] Zhang Z.-M. et al // The Analyst. – 2010. – V. 135. – No. 5. – P. 1138-1146.

[5] Baek S.-J. et al // The Analyst. – 2015. – V. 140. – No. 1. – P. 250-257.

[6] Zhang F. et al // Spectroscopy Letters. – 2020. – V. 53. – No. 3. – P. 222-233.

РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ ПРОСВЕТЛЕНИЯ КРЕМНИЕВЫХ ОКОН В ДАЛЬНЕМ ИК ДИАПАЗОНЕ

В.И. Полозов[1], А.С. Набоко[1], А.П. Шматков[1,2], К.Н. Афанасьев[1], А.В. Дорофеенко[1]

[1]ИТПЭ РАН

[2]ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ»

Корпусирование микроболометрических сенсоров требует применения ИК-прозрачных окон из кремния, германия или сапфира. В спектральном диапазоне 8–14 мкм собственное пропускание (T) этих материалов ограничено френелевскими потерями, что делает обязательным их просветление для достижения T > 90% в целях получения устройств с максимальной чувствительностью. Просветляющее покрытие должно не только обеспечивать высокое пропускание, но и выдерживать высокотемпературную обработку и воздействие агрессивных сред во время сборки, герметизации или эксплуатации готовых изделий. Существующие стратегии просветления принципиально делятся на два класса: осаждение интерференционных многослойных покрытий и формирование дифракционных микроструктур непосредственно на поверхности окна. Первый обеспечивает широкополосное просветление с T на центральной длине волны, превышающим 95%, использует хорошо известные материалы и методы, легко масштабируется, но не устойчив к термообработке при 200°C и более, обработке в кислотах и механическому воздействию. Второй класс стабилен в указанных условиях, но сложнее в получении.

В данной работе предложены и опробованы технологические подходы к созданию просветления на монокристаллических кремниевых окнах при помощи интерференционных покрытий, жидкостного и плазмохимического травления кремния. При помощи электронно-лучевого испарения изготовлено просветляющее покрытие с T > 80% в указанном диапазоне, стабильное при нагреве до 250°C и погружении в разбавленную HCl. Методом контактной фотолитографии с последующим травлением (жидкостным в анизотропном и изотропном вариантах, а также плазмохимическим) получено просветляющее покрытие, представляющее собой периодические массивы элементов пирамидальной, столбчатой или игольчатой формы с характерным размером 800 нм и глубиной от 1 мкм. Приведена методика расчета T данных структур, демонстрирующая возможность получения на них пропускания более 90% в диапазоне длин волн от 8 до 9,5 мкм. Экспериментальная реализация рассчитанных структур в настоящее время обеспечивает рост T кремниевого окна после текстурирования не менее чем на 10%. Дополнительно показано, что комбинирование интерференционных покрытий

с микротекстурированием поверхности позволяет расширить рабочий спектральный диапазон и повысить устойчивость просветления к технологическим воздействиям. Дальнейший рост T может быть достигнут путем улучшения точности и однородности изготавливаемых структур в рамках оптимизации технологических режимов их изготовления. Данный подход является предпочтительным для перехода к массовому производству доступных, но при этом высококачественных микроболометров, которое потребует выполнения операций корпусирования на уровне пластины [1] всей матрицы или отдельных пикселей [2], требующих устойчивости к температурам до 400°C и к различным видам механической или химической обработки. Полученные технологические решения могут быть адаптированы для различных типов ИК-оптических материалов и геометрии окон.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Kim T., et al. Development and Characterization of Low Temperature Wafer-Level Vacuum Packaging Using Cu-Sn Bonding and Nanomultilayer Getter // Micromachines. – 2023. – V. 14. – No. 2. – P. 448.

[2] Tanrikulu M.Y. Pixel level vacuum packaging for single layer microbolometer detectors with on pixel lens // Journal of Electrical Engineering. – 2022. – V. 73. – No. 3. – P. 203-208.

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ФОРМИРОВАНИЮ СУБМИКРОННЫХ СТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ МЕТОДОМ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ

А.П. Шматков[1,2], А.С. Набоко[1], В.И. Полозов[1]

[1]ИТПЭ РАН

[2]ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ»

Развитие микроэлектроники, фотоники и МЭМС-технологий требует формирования высокоточного микро- и нанорельефа на поверхности монокристаллического кремния. Одним из эффективных методов получения профилированных структур является плазмохимическое реактивно-ионное травление в среде фторсодержащих газов. Ключевыми параметрами процесса являются анизотропия, селективность по отношению к маске и скорость травления, которые определяются химическим составом плазмы и режимом разряда.

Целью работы являлась оптимизация режимов реактивно-ионного травления кремния в смеси CF_4/Ar и выбор маскирующего материала, обеспечивающего повышение селективности процесса при сохранении высокой анизотропии профиля.

После механохимической подготовки поверхности, включающей ультразвуковую очистку, на кремниевую подложку методом электронно-лучевого испарения наносился слой хрома толщиной 30 нм. Хром выбран в качестве химически стойкого и адгезионно-прочного маскирующего слоя. Формирование рисунка осуществлялось методом фотолитографии с использованием позитивного фоторезиста ФП-3513. Травление хрома проводилось в растворе аммоний-церий(IV) нитрата, в результате формировалась двухслойная маска металл–фоторезист.

Рельеф формировался методом реактивно-ионного травления во фтор-ионной плазме после предварительного удаления нативного оксида в HF. Проведена серия последовательных процессов с контролем глубины после каждого этапа травления. Морфология поверхности и глубина структур определялись методами атомно-силовой микроскопии и интерферометрии.

В результате оптимизации режимов достигнуты параметры структуры: минимальный размер элемента 0,8 мкм, перепад высот не менее 1,5 мкм, что свидетельствует о высокой анизотропии процесса и стабильности профиля при формировании структур с отношением глубины к ширине более единицы.

Применение двухслойной маски хром/фоторезист повысило селективность травления по отношению к кремнию и обеспечило устойчивость маски при длительном воздействии фторсодержащей плазмы.

Это позволило минимизировать подтрав маски и шероховатость поверхности, а также сохранить геометрию элементов.

Показано, что сочетание тонкого металлического слоя и органической маски эффективно компенсирует деградацию фоторезиста во фторсодержащей плазме и обеспечивает устойчивость процесса при формировании глубокого рельефа.

Разработанный технологический подход может быть использован при создании МЭМС, микро-оптических элементов и сенсорных платформ, где требуется формирование субмикронной структурированной поверхности с высоким разрешением.

ДВУХСЛОЙНЫЙ АВ-ГРАФЕН В ПОПЕРЕЧНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Д.В. Житов[1], А.В. Рожков[2], А.О. Сбойчаков[2], А.Л. Рахманов[2]

[1]НИТУ МИСИС

[2]ИТПЭ РАН

Двухслойный графен с АВ-упаковкой слоев (так называемый графен с берналовской упаковкой) представляет собой двумерную электронную систему, в которой поперечное электрическое поле, индуцируемое напряжением на управляющих затворных электродах, приводит к нарушению симметрии между слоями и к появлению энергетической щели в электронном спектре. Более того, ее величина может регулироваться силой внешнего поля.

Упорядоченные фазы такой системы изучались в работе [1] в рамках метода среднего поля. В низкоэнергетическом пределе электронный спектр может быть разбит на четыре сектора, соответствующих двум спиновым и двум долинным степеням свободы. Внутри одного сектора электроны взаимодействуют посредством экранированного кулоновского потенциала. Кроме того, электроны взаимодействуют между секторами посредством емкостного члена: из-за конечного расстояния между слоями перенос заряда сопровождается электростатической энергией, дающей дополнительный вклад в свободную энергию системы. Учет этого вклада существенно влияет на конкуренцию возможных фаз.

В рассматриваемой задаче естественным образом возникает многокомпонентный параметр порядка, который может быть представлен в виде матрицы 4x4. Он описывает интенсивность межслоевых переходов, при которых электрон переходит между слоями с возможным изменением сектора. Ненулевые значения параметра порядка соответствуют нарушению симметрии между слоями и приводят к открытию спектральной щели. Матричная структура параметра порядка позволяет в общем случае учитывать различия межслойных корреляций для различных секторов, что делает возможным возникновение состояний с неэквивалентным поведением отдельных компонент электронной системы.

В данном исследовании мы обобщили результаты работы [1] на случай конечного легирования. Нами построена фазовая диаграмма в координатах «число частиц — поперечное электрическое поле» в рамках теории среднего поля при нулевой температуре.

Минимизация свободной энергии приводит к системе уравнений самосогласования для четырех параметров порядка, определяющих величины спектральных щелей в каждом секторе. Из-за нелинейного

характера уравнения его аналитическое решение затруднительно, поэтому фазовая диаграмма исследуется численно. При компьютерном расчете мы используем некоторые особенности полученной системы уравнений, которые позволяют не только упростить численный подход, но и дают возможность разработать достаточно простую классификацию найденных решений.

Результаты теоретического анализа указывают на существование в системе широкого набора состояний с различной степенью заполнения секторов, так называемых дробнометаллических фаз, включая четверть-металлические, полуметаллические, трехчетвертные металлические состояния, а также полностью металлические режимы. Переходы между этими состояниями происходят при изменении как концентрации носителей, так и поперечного электрического поля.

Полученная фазовая диаграмма сопоставлена с результатами недавних экспериментальных исследований двуслойного графена в аналогичной геометрии [2,3].

ЛИТЕРАТУРА

[1] Rozhkov A.V. et al. // arXiv:2602.11647 [cond-mat.mes-hall].
[2] Zhou H. et al. // Science. – 2022. – V. 375. – No. 6582 – P. 774.
[3] De la Barrera S.C. et al. // Nature Physics. – 2022. – V. 18. – No. 7 – P. 771.

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ТИПА КОНА-ЛАТТИНЖЕРА В ПОДКРУЧЕННОМ ДВУХСЛОЙНОМ ГРАФЕНЕ ПРИ БОЛЬШИХ УГЛАХ ПОДКРУТКИ

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

Сверхпроводимость в системах на основе графена была впервые открыта в 2018 году для т.н. подкрученного двухслойного графена при магическом угле подкрутки ($\theta \approx 1^o$) [1]. Такая система характеризуется плоскими зонами, выходящими на уровень Ферми, которые возникают за счет особенности гибридизации электронов, движущихся в разных слоях. Через несколько лет сверхпроводимость была также открыта в слегка допированном двухслойном AB графене [2], трехслойном ABC графене [3], а также в системах, содержащих от четырех до шести слоев графена. Все эти материалы характеризуются большой плотностью состояний электронов на уровне Ферми, которая возникает либо за счет плоских зон (подкрученный графен), либо вследствие наличия низкоэнергетической особенности ван-Хова (AB, ABC графен и др.). Во многих работах (см., например, [4,5]) было показано, что в такой ситуации для графеновых систем одно лишь экранированное кулоновское взаимодействие может приводить к сверхпроводящему спариванию с экспериментально наблюдаемой температурой перехода, T_c. Более того, теоретически рассчитанная в работе [4] температура сверхпроводящего перехода AB графена количественно (с точностью до десятка процентов) согласуется с экспериментально наблюдаемым значением, T_c = 26 мК.

В настоящей работе мы предсказываем, что подкрученный двухслойный графен с большим углом подкрутки ($\theta \approx 21.8^o$) и малой ячейкой сверхрешетки также должен быть сверхпроводящим. Такой материал характеризуется энергетической щелью в спектре на уровне Ферми. Эта щель возникает за счет гибридизации электронов, движущихся в разных слоях с импульсами, близкими к точкам Дирака, которые эквивалентны друг другу в зоне Бриллюэна сверхрешетки. Небольшое допирование двухслойки приводит к появлению носителей заряда, имеющих большую плотность состояний. Мы показываем, что экранированного кулоновского взаимодействия достаточно для стабилизации сверхпроводящего состояния. Сверхпроводящий параметр порядка имеет симметрию типа *d*. Приложение разности потенциалов между слоями увеличивает температуру сверхпроводящего перехода. При экспериментально достижимых значениях параметров модели (напряжение смещения $D \sim 0{,}3$ В/нм, концентрация электронов $n \sim 0{,}2 \times 10^{12}$ см$^{-2}$) T_c может достигать нескольких сотен милликельвинов (рисунок 1).

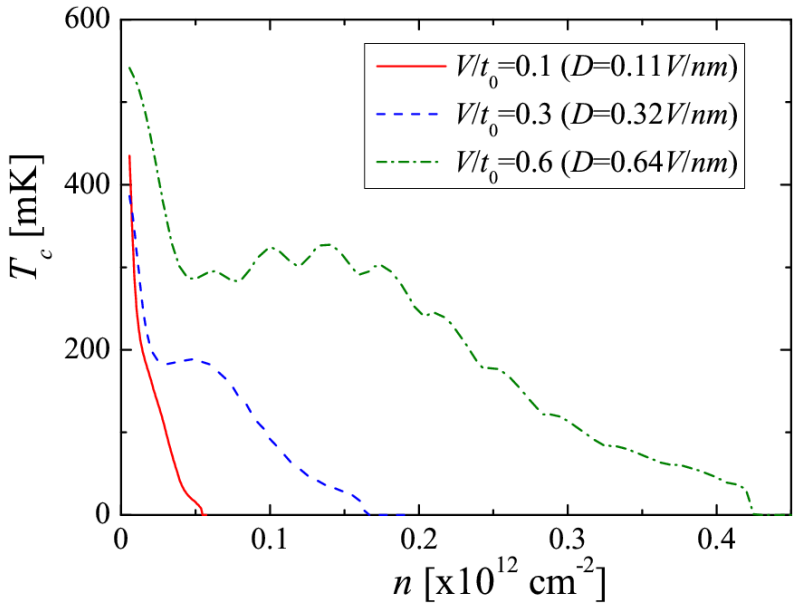


Рисунок 1 – Зависимость T_c от концентрации допирования n, рассчитанная при трех различных значениях напряжения смещения

ЛИТЕРАТУРА

[1] Cao Y., et al. // Nature. – 2018. – V. 556. – P. 43.

[2] Zhou H., et al. // Science. – 2022. – V. 375. – P. 774.

[3] Zhou H., et al. // Nature. – 2021. – V. 598. – P. 434.

[4] Sboychakov A.O., Rozhkov A.V., and Rakhmanov A.L. // Phys. Rev. B. – 2023. – V. 108. – P. 184503.

[5] Jimeno-Pozo A., et al. // Phys. Rev. B. – 2023. – V. 107. – P. L161106.

ФОРМИРОВАНИЕ ФЕРРОМАГНИТНОГО ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ В СИСТЕМАХ С НЕСТИНГОМ ПОВЕРХНОСТИ ФЕРМИ

Я.И. Родионов[1], А.В. Рожков[1], С. Бек[2], А.О. Сбойчаков[1], К.И. Кугель[1], А.Л. Рахманов[1]

[1]ИТПЭ РАН

[2]НИТУ МИСИС

Исследована модель, в которой наноструктурные неоднородности возникают за счет идеальной вложенности (нестинга) различных листов поверхности Ферми. Предполагается, что носители заряда различных типов взаимодействуют как друг с другом, так и с кристаллической решеткой. Показано, что в отсутствие допирования основное состояние такой модели является диэлектриком с волной спиновой или зарядовой плотности. При допировании возникает конечная ферромагнитная поляризация. Продемонстрировано, что механизм ферромагнетизма отличается здесь от обычно предполагаемого механизма Стонера. Построена фазовая диаграмма модели и изучены различные свойства упорядоченных фаз, что открывает новые перспективы в области физики и технологии магнитных материалов.

Цель данного исследования – детальный и разносторонний анализ различных типов основного состояния в рамках общей модели системы с нестингом листов поверхности Ферми. Наш подход основан на выяснении конкретных параметров, необходимых для возникновения стабильного ферромагнетизма. А именно, мы предполагаем, что система состоит как из электронов, так и из дырок, поверхности Ферми которых являются вложенными. Фермионы взаимодействуют друг с другом посредством кулоновского отталкивания. Важно при этом, что кулоновское взаимодействие в системе является слабым, что дает возможность анализировать последнюю в формализме приближения среднего поля. Кроме того, гамильтониан системы включает в себя взаимосвязь между фермионами и деформациями решетки на векторе нестинга (эта взаимосвязь в некоторой степени является вспомогательной, поскольку ферромагнитная поляризация может возникать и без нее).

Основным результатом данного исследования является подробная демонстрация стабильного ферромагнетизма в этой модели при допировании и фазовая диаграмма. Мы также показываем, что соответствующее ферромагнитное состояние оказывается полуметаллическим (half-metallic) и, в зависимости от параметров системы, характеризуется либо идеальной спиновой поляризацией состояний на поверхности Ферми, либо так называемой спин-долинной поляризацией.

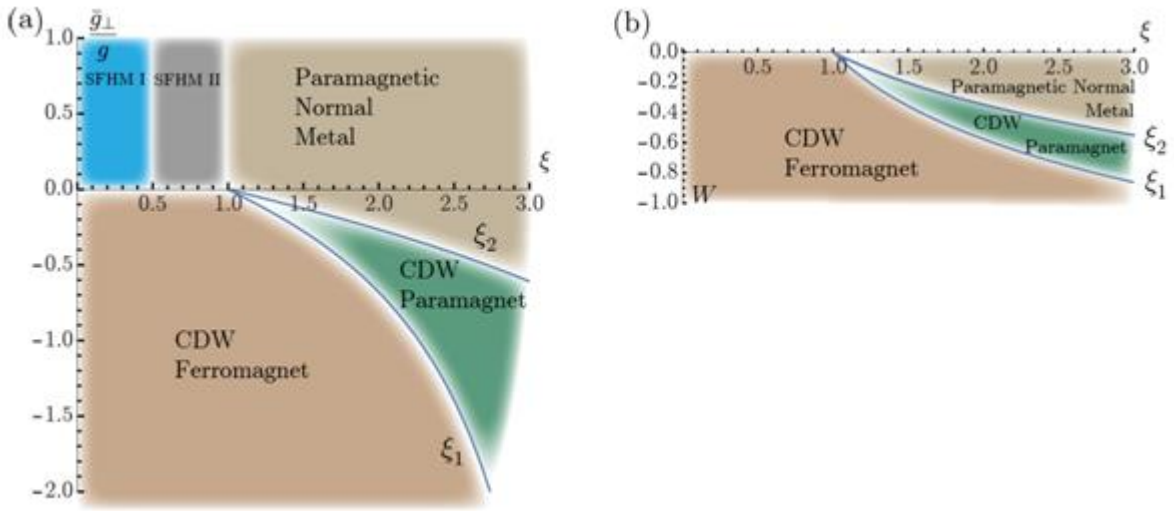


Рисунок 1 – Фазовая диаграмма.
(a) $\xi = \gamma x/(2N_F\Delta_0)$ – безразмерное число частиц.
Для определенности мы использовали $gN_F = 0{,}5$.
Кривая ξ_1 становится вертикальной при $\xi \to \exp(1/gN_F)$.
(b) Фазовая диаграмма, представленная в универсальных единицах (независимых от параметра связи gN_F) W и ξ для отрицательных значений W.
Здесь обе кривые имеют экспоненциальное асимптотическое поведение $\xi_1(W) \to \exp(2|W|)/|W|$, а $\xi_2(W) = \exp(2|W|)$ при больших значениях $|W|$.
SFHM – спин-долинный полуметалл

ЛИТЕРАТУРА

[1] Rodionov Ya.I., Rozhkov A.V., Beck M.E.S., Sboychakov A.O., Kugel K.I., Rakhmanov A.L. // Phys.Rev.B. – 2025. – V. 112 – P. 205129.

НЕЛИНЕЙНОЕ ВОЛНОВОЕ СМЕШЕНИЕ В СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ КУБИТАХ КАК СПЕКТРАЛЬНЫЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ КВАНТОВОЙ ФОТОННОЙ СТАТИСТИКИ

А.В. Васенин[1,2], С.А. Гунин[1,2], А.Ю. Дмитриев[1], А.А. Елистратов[3], Р.Д. Ивановских[3], С.В. Ремизов[3,4], Т.Р. Сабиров[1,2], <u>В.В. Погосов</u>[3,6,1], О.В. Астафьев[2,1]

[1]МФТИ

[2]Сколковский институт науки и технологий (Сколтех)

[3]ФГУП «ВНИИА»

[4]ИРЭ РАН

[5]ВШЭ

[6]ИТПЭ РАН

Представлены теоретические и экспериментальные результаты, посвященные исследованию нелинейных квантово-оптических процессов на уровне одиночной двухуровневой искусственной атомной системы – сверхпроводникового кубита. Основной акцент сделан на анализе механизмов генерации неклассических состояний электромагнитного поля (в частности, фотонных пар) и на использовании волнового смешения для диагностики фотонной статистики в микроволновом диапазоне [1,2].

Одним из рассматриваемых сценариев является генерация фотонных пар при помощи вырожденного параметрического усилителя либо кубита-источника, находящегося под действием интенсивной классической накачки. Параметрический усилитель реализуется в виде резонатора с нелинейной средой, который при сильном классическом возбуждении формирует состояние сжатого вакуума. Для такого состояния характерно появление коррелированных пар фотонов с суммарной энергией, равной удвоенной частоте накачки, а также отклонение фотонной статистики от классической.

Теоретическое описание взаимодействия сжатого излучения с двухуровневой системой проводится в рамках уравнений движения в белошумовом приближении с учетом параметров сжатия и среднего числа фотонов в моде. В результате взаимодействия в спектре излучения кубита возникают дополнительные боковые компоненты, обусловленные многократными процессами упругого рассеяния как фотонных пар, так и одиночных фотонов квантового и классического полей. Наличие этих линий, а также отсутствие определенных частотных компонент определяется квантовыми свойствами входящего состояния. Таким образом, спектральная структура волнового смешения несет прямую информацию о фотонной статистике и позволяет реализовать неинвазивную диагностику параметров сжатого поля.

Второй рассматриваемый механизм связан с генерацией неклассического излучения непосредственно двухуровневым квантовым источником — кубитом, находящимся под непрерывным возбуждением. В таком режиме формируется поток одиночных фотонов с выраженной антигруппировкой. При интерференции (волновом смешении) излучения данного квантового источника с классическим сигналом на втором кубите, выполняющем функцию детектора, в спектре возникают особенности, отсутствующие в полностью классическом случае. В частности, наблюдается подавление процессов высоких порядков многократного смешения и доминирование мультифотонных процессов с участием единственного фотона из квантового канала. Эти эффекты позволяют использовать второй кубит как чувствительный сенсор статистических свойств падающего излучения.

Представленные результаты указывают на возможность создания нового класса квантовых сенсоров фотонной статистики на основе искусственных атомов. Предлагаемый подход, основанный на анализе спектра волнового смешения с двухуровневыми системами, открывает альтернативу традиционным методам прямого измерения корреляционных функций и особенно перспективен для задач микроволновой квантовой оптики.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Pogosov W.V., Dmitriev A.Yu., Astafiev O.V. // Phys. Rev. A. – 2021. – V. 104. – P. 023703.

[2] Dmitriev A.Yu., Vasenin A.V., Gunin S.A., Remizov S.V., Elistratov A.A., Pogosov W.V., Astafiev O.V. // Phys. Rev. A. – 2025. – V. 111. – P. 043715.

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ ПОВЕРХНОСТНОГО УСИЛЕНИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

А.П. Виноградов[1,3], **Е.С. Андрианов**[1,2,3]

[1]ИТПЭ РАН

[2]МФТИ

[3]ФГУП «ВНИИА»

Предложен новый механизм поверхностного усиления комбинационного рассеяния (КР) света, основанный на применении подложки с близкой к нулю отрицательной диэлектрической проницаемостью ($\varepsilon \approx -0$). Показано, что в этом случае в подложке в качестве изображения нано-диполя выступает дипольный момент того же знака, но существенно больший по величине, что приводит к конструктивной интерференции излучения от диполя и его изображения и увеличению интенсивности КР в несколько тысяч раз.

Известно [1], что когда полупространство под плоскостью $z=0$ заполнено однородной средой с диэлектрической проницаемостью ε, то заряд q, расположенный над этой плоскостью, в точке $\mathbf{r}_{q'}=(0,0,-z_0)$ ($z_0>0$) создает в верхнем полупространстве потенциал, равный

$$\varphi(r)=\frac{q}{|r-r_q|}+\frac{(1-\varepsilon)}{(1+\varepsilon)}\frac{q}{|r-r_{q'}|}. \qquad (1)$$

Здесь $\mathbf{r}=(x,y,z)$ – положение точки наблюдения в верхнем полупространстве, $\mathbf{r}_q=(0,0,z_0)$ – положение заряда, $\mathbf{r}_{q'}=(0,0,-z_0)$ – положение изображения заряда, а $q(1-\varepsilon)/(1+\varepsilon)$ – величина заряда изображения. Знак этого заряда при $-1<\varepsilon<0$ совпадает со знаком заряда q, а его величина при $\varepsilon\to-1$ может быть сколь угодно большой. Аналогично ведет себя и дипольный момент $d=ql$.

Длины волн, на которых действительная часть диэлектрической проницаемости металлов находится в диапазоне от -1 до 0, лежат в ультрафиолете. Однако ранее [2] было показано, что такой материал может быть искусственно реализован как среда Хашина-Штрикмана, состоящая из диэлектрических шариков всевозможных размеров, покрытых металлической (серебряной) оболочкой и заполняющих полностью весь объем [3, 4]. Размеры «нано-пузырьков» предполагаются много меньше всех характерных размеров задачи. В квазистатическом приближении, когда длина волны много больше всех характерных размеров задачи, эффективная диэлектрическая проницаемость ε_{HS} такой среды определяется из условия того, что «нано-пузырек», помещенный в однородную среду с $\varepsilon=\varepsilon_{HS}$, не возмущает существовавшее в ней однородное электрическое поле [3]. Потери в такой искусственной среде

меньше потерь в серебре на рассматриваемой длине волны, что связано с тем, что эффективный дипольный момент пропорционален объему нано-пузырька, а потери пропорциональны объему оболочки. Технология получения такого материала была предложена в [5].

Чтобы получить максимальное усиление, мы рассматриваем геометрию «нано-антенна (НА) на подложке» [6]. В качестве НА рассматривается сплошной металлический сплюснутый эллипсоид вращения. В этом случае благодаря эффекту Перселла [6] раман-активная молекула безызлучательно передает возбуждение НА, которая и излучает полученную энергию. Дипольный момент НА примерно в $\left(l_{PNA}, /l_{mol}\right)$ больше дипольного момента молекулы [7]. Здесь l_{PNA}, l_{mol} – линейные масштабы (НА) и молекулы. Это усиление соответствует обычному усилению при гигантском комбинационном рассеянии (ГКР) на НА. Оно может достигать нескольких десятков [7].

При наличии подложки необходимо учитывать еще и возникающее в ней изображение дипольного момента НА. В силу малости дипольного момента молекулы мы будем пренебрегать его вкладом в полное излучение.

Так как знак дипольного момента изображения совпадает со знаком дипольного момента НА, то происходит конструктивная интерференция, что приводит к увеличению интенсивности КР более чем в сто раз по сравнению с ГКР на одной НА.

Заметим, что в подложке, сделанной из сплошного материала, в оптике знак дипольного момента изображения обратен знаку дипольного момента нано-антенны, что приводит к деструктивной интерференции и уменьшению интенсивности при малом расстоянии z_0.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Тамм И.Е. Основы теории электричества. – Москва: Наука, 1976.

[2] Liznevи E.O., et al. Appl. Phys. – 2010. V. A100. – P. 321.

[3] Miltonи G.W. The theory of composites. – Cambridge: University Press, 2002.

[4] Виноградови А.П. Электродинамика композитов. Москва: УРСС, 2001.

[5] Kuchmizhakи A., et. al. ACS. – 2016. – V. 8. – P. 24946.

[6] Zhang J., et al. Nano Lett. – 2007. – V. 7. – P. 2101.

[7] Lisyansky A.A., et al. Quantum Optics of Light Scattering. – NY: Springer, 2007.

[8] Bozhevolnyi S.I., Khurgin J.B. // Optica. – 2016. – V. 3. – P. 1418.

РОЛЬ ЭФФЕКТА ПЕРСЕЛЛА В ГКР

А.П. Виноградов, Е.С. Андрианов
ИТПЭ РАН

В 1928 году Раман [1] открыл неупругое рассеяние света молекулами. Это явление связали с модуляцией релеевского рассеяния колебаниями отдельных атомов внутри молекулы, в связи с чем это явление получило название комбинационного рассеяния (КР). Так как КР гораздо слабее релеевского, то его практическое применение тормозилось отсутствием метода его усиления. В 1974 году [2] экспериментально был открыт эффект гигантского КР (ГКР), было показано, что КР от молекул, находящихся на металлической шероховатой поверхности, сильнее, чем обычно. Это усиление связывается с образованием на шероховатой поверхности неоднородностей, играющих роль плазмонных наноантенн (ПНА) [3]. Явление ГКР объясняется двумя механизмами. Во-первых, это резонансное (плазмонное) усиление локального поля вблизи ПНА. Второй механизм усиления связан с эффектом Перселла [4], когда возбужденная молекула, не излучая фотон в свободное пространство, передает свое возбуждение в ПНА. Дипольный момент ПНА существенно больше дипольного момента молекулы, поэтому интенсивность ее излучения выше.

В данном сообщении мы рассмотрим роль эффекта Перселла при ГКР. Согласно золотому правилу Ферми, скорость перехода квантового эмиттера (КЭ) из возбужденного состояния в основное пропорциональна плотности состояний электромагнитного поля на частоте перехода ω_0:

$$\gamma\left(\omega_0\right)=\left(2\pi/\hbar^2\right)\left|M_{12}\right|^2\Pi\left(\omega_0\right)V_0. \qquad (1)$$

Здесь M_{12} – матричный элемент перехода из возбужденного состояния в основное, V_0 – объем моды конечного состояния, $\Pi_0=\omega^2/\left(3\pi^2c^3\right)$ – плотность состояний электромагнитного поля на единицу объема в свободном пространстве. Скорость излучения КЭ в вакууме $\gamma_{em}^{(vac)}=2\pi\Omega_R^2\Pi_0\left(\omega_\sigma\right)$.

Вблизи ПНА Π_0 надо заменить на локальную плотность состояний $g_{PNA}\left(\omega\right)$, которая с учетом потерь имеет вид лорентцевской линии с шириной $\Delta\omega_{PNA}$ [5], если частота КЭ совпадает с частотой ПНА, то $g_{PNA}\left(\omega_0\right)=2/\pi\Delta\omega_{PNA}=2Q_{PNA}/\pi\omega_{PNA}$, где $Q_{PNA}=\omega_{PNA}/\Delta\omega_{PNA}$ – добротность, а $2\gamma_{PNA}^{(vac)}=\Delta\omega_{PNA}$ – скорость излучения ПНА.

Взаимодействие КЭ (молекулы) и ПНА является ближнепольным с константой связи $\Omega_{R\,PNA}=d_{PNA}d_{em}^{(eg)}/\left(\hbar a\right)^3$. Для скорости передачи энергии от молекулы к ПНА имеем $\gamma_{em}^{(PNA)}=2\pi\,\Omega_{R\,PNA}^2\left(\omega_\sigma\right)g_{PNA}\left(\omega_\sigma\right)=8\pi\left(d_{em}^{(eg)}\right)^2Q_{PNA}/3V_0\hbar$. Исходя из этого,

можно сделать вывод, что при помещении КЭ вблизи ПНА за счет уменьшения времени жизни возбужденного КЭ мощность накачки ПНА увеличивается в $F_p = \gamma_{em\ in\ PNA} / \gamma_{em} = \left(\lambda^3 / V\right) Q_{PNA} / 4\pi^2$ раз.

Однако не вся мощность накачки идет в дело. При высоких Q_{PNA} наблюдается лишь увеличение запаса энергии в ПНА. Очевидно, что для увеличения мощности излучения ПНА необходимо, чтобы, по возможности, вся поступающая в ПНА мощность, увеличенная за счет эффекта Перселла, излучалась. Иными словами, скорость излучения ПНА должна превосходить скорость излучения эмиттера в вакуум, как минимум, в F_P раз. Увеличение скорости излучения ПНА означает увеличение радиационных потерь и уменьшение добротности. Таким образом, тенденция увеличения добротности ПНА с целью увеличить мощность накачки ПНА за счет Перселл-фактора вступает в противоречие с возникающим при этом уменьшением интенсивности излучения ПНА. На необходимость нахождения компромиссного, оптимального значения добротности впервые было указано в работе [6]. Чтобы энергия не накапливалась в ПНА, необходимо, чтобы вся она высвечивалась, поэтому оптимальное значение добротности достигается при $\gamma_{em}^{(PNA)} = \gamma_{PNA}^{(vac)}$, откуда следует, что оптимальная добротность равна $Q_{PNA}^{(opt)} = 2\pi\sqrt{\left(\omega_{PNA} / \gamma_{em}^{(vac)}\right)\left(V / \lambda^3\right)}$. Из этой формулы становится очевидно, почему диэлектрические высокодобротные резонаторы непригодны для ГКР. Высокая добротность требует макроскопически большого объема у этих резонаторов. Сравнительно низкодобротные ПНА идеально подходят для ГКР.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Raman C.V. A change of wave-length in light scattering // Nature. – 1928. – V. 121. – P. 619-619.

[2] Fleischmann M., Hendra P., and McQuillan A. Raman spectra of pyridine adsorbed at a silver electrode // Chem. Phys. Lett. – 1974. – V. 26. – P. 163-166.

[3] Этчгоин П.Г., ле Ру Э.К., Юлинг Ванг. Поверхностное усиление рамановской спектроскопии // Сборник «МИР ХИМИИ ГКР SERS». – М.: Техносфера, 2017.

[4] Purcell E.M. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies // Phys. Rev. A. – 1946. – V. 69. – P. 681.

[5] Ораевский А.Н. Спонтанное излучение в резонаторе // Успехи физических наук. – 1994. – Т. 164. – С. 415-427.

[6] Bozhevolnyi S.I., Khurgin J.B. Fundamental limitations in spontaneous emission rate of single-photon sources // Optica. – 2016. – V. 3. – P. 1418-1421.

ФОРМИРОВАНИЕ ДВУХ- И ТРЕХЧАСТИЧНЫХ КВАЗИЧАСТИЦ В УПРАВЛЯЕМОЙ ОПТОМЕХАНИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

Е.А. Терещенков, А.А. Зябловский, Е.С. Андрианов
ИТПЭ РАН

Рассматривается динамика молекулы в оптическом резонаторе. Модель включает два электронных уровня молекулы ($|g\rangle$, $|e\rangle$), колебательную моду (фонон) с частотой ω_{v} и резонаторную моду с частотой ω_a. Полный гамильтониан системы содержит энергию электронного перехода, энергию фонона, электрон-фононное взаимодействие, энергию резонатора, связь молекула-резонатор и внешнюю оптическую накачку [1, 2]:

$$\hat{H} = \hbar\omega_\sigma \hat{\sigma}^\dagger \sigma + \hbar\omega_{\mathrm{v}} \hat{b}^\dagger \hat{b} + \hbar g \hat{\sigma}^\dagger \sigma \left(\hat{b} + \hat{b}^\dagger\right) + \hbar\omega_{\mathrm{a}} \hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{\hbar\Omega_{\mathrm{R}}}{2}\left(\hat{a}\hat{\sigma}^\dagger + \hat{a}^\dagger \hat{\sigma}\right) + \\ + \frac{\hbar\Omega}{2}\left(\hat{a} e^{i\omega_{\mathrm{ext}} t} + \hat{a}^\dagger e^{-i\omega_{\mathrm{ext}} t}\right). \tag{1}$$

Динамика системы описывается уравнениями Гейзенберга для операторов $\hat{a}$, $\hat{b}$, $\hat{\sigma}$ с релаксационными членами ($-\gamma_a \hat{a}$, $-\gamma_{\mathrm{v}} \hat{b}$, $-\gamma_\sigma \hat{\sigma}$) [2, 3]. Система уравнений нелинейна, что затрудняет получение аналитического решения. Для анализа используется теория возмущений:

$$\begin{aligned} \hat{a} &= \hat{\alpha} e^{-i\omega_{\mathrm{ext}} t} + \hat{A}_{\mathrm{St}}(t) e^{-i(\omega_{\mathrm{ext}} - \omega_{\mathrm{v}})t}, \\ \hat{\sigma} &= \hat{S} e^{-i\omega_{\mathrm{ext}} t} + \hat{S}_{\mathrm{St}}(t) e^{-i(\omega_{\mathrm{ext}} - \omega_{\mathrm{v}})t}, \\ \hat{b} &= \hat{\beta} + \hat{B}_{\mathrm{St}}(t) e^{-i\omega_{\mathrm{v}} t}. \end{aligned} \tag{2}$$

Члены $\hat{\alpha}$, $\hat{S}$, $\hat{\beta}$ соответствуют рэлеевскому рассеянию и статическому смещению ядер. Слагаемые с $\hat{A}_{\mathrm{St}}$, $\hat{S}_{\mathrm{St}}$, $\hat{B}_{\mathrm{St}}$ описывают стоксово рассеяние и представляют собой небольшие поправки первого порядка. Уравнения, которым они подчиняются, следующие:

$$\begin{aligned} \dot{A}_{\mathrm{St}} &= -\left(i\omega_{A,\mathrm{eff}} + \gamma_{\mathrm{a}}\right) A_{\mathrm{St}} - i\frac{\Omega_{\mathrm{R}}}{2} S_{\mathrm{St}}, \\ \dot{B}^*_{\mathrm{St}} &= -\gamma_{\mathrm{v}} B^*_{\mathrm{St}} + i g_{BS} S_{\mathrm{St}}, \\ \dot{S}_{\mathrm{St}} &= -\left(i\omega_{S,\mathrm{eff}} + \gamma_{S,\mathrm{eff}}\right) S_{\mathrm{St}} - i g_{BS} B^*_{\mathrm{St}} - i\frac{\Omega_{\mathrm{R}}}{2} A_{\mathrm{St}}, \end{aligned} \tag{2}$$

где эффективные параметры $\omega_{\mathrm{A,eff}}$, $\omega_{S,\mathrm{eff}}$, g_{BS} выражены через параметры системы. Эти уравнения описывают связанную систему резонатор-экситон-фонон.

Собственные значения этой системы исследованы аналитически. При условии $\gamma_{\mathrm{a}} \approx \gamma_{\mathrm{v}} \approx \gamma_\sigma$ в системе может возникнуть особая точка третьего порядка, в которой сливаются три собственных значения и соответствующие им собственные векторы.

Численные расчеты показывают, что для параметров $\gamma_\sigma = \gamma_a = \gamma_\text{v} = 5\cdot 10^{-3}$ эВ, $\omega_\sigma = 2.428$ эВ, $\omega_a = 2.4$ эВ, $\omega_\text{v} = 0.2$ эВ, $\omega_\text{ext} = 2.6$ эВ, $g = 0.2$ эВ, $\Omega_\text{R} = 0.08$ эВ особая точка достигается при амплитуде накачки $\Omega \approx 0.32$ эВ.

В этот момент наблюдается слияние действительной и мнимой частей собственных значений и коллинеарность всех собственных векторов. Таким образом, разработанная модель демонстрирует возможность возникновения особой точки высокого порядка в гибридной оптомеханической системе «молекула-резонатор», что открывает перспективы управления оптическими свойствами на фундаментальном уровне.

Для исследования отклика системы добавляется слабое зондирующее поле частотой ω_p. В полный гамильтониан добавляется член $\frac{\hbar\Omega_\text{p}}{2}\left(\hat{a}e^{i\omega_\text{p}t} + \hat{a}^\dagger e^{-i\omega_\text{p}t}\right)$. Уравнения для операторов модифицируются путем добавления члена $-i\frac{\Omega_\text{p}}{2}e^{-i\omega_\text{p}t}$ в уравнение для $\hat{a}$. Численный спектр системы находится путем решения уравнений для различных ω_p, выполнения преобразования Фурье оператора $\hat{a}(t)$ и выделения составляющей на частоте ω_p. Аналитический спектр получается из линеаризованной системы уравнений. Такое поведение согласуется с анализом мнимых частей собственных значений, определяющих затухание моды.

Анализ собственных векторов эффективного гамильтониана позволяет идентифицировать тип генерируемых составных квазичастиц в зависимости от параметров накачки (ω_ext, Ω). Критерии основаны на вкладе компонент ($\hat{a}$, $\hat{\sigma}$, $\hat{b}$) в собственный вектор с положительной мнимой частью собственного значения. Область генерации тройной квазичастицы расположена вблизи точки бифуркации и, предположительно, вблизи особой точки третьего порядка. Таким образом, варьируя частоту и интенсивность накачки, можно возбуждать различные типы гибридных квазичастиц в системе «молекула-резонатор».

Исследования выполнены за счет гранта Фонда развития теоретической физики и математики «Базис» № 23-1-5-93-1.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Scully M.O., Zubairy M.S. and et al. Quantum optics cambridge university press (Cambridge, CB2 2RU, UK). – Cambridge University Press, 1997. – P. 630.

[2] Carmichael H.J. Statistical methods in quantum optics 1: Master equations and Fokker-Planck equations. – Springer Science & Business Media, 1999 – P. 365.

[3] Breuer H.-P., Petruccione F. and et al. The theory of open quantum systems. – Oxford University Press on Demand, 2002.

НЕКЛАССИЧЕСКИЕ КОРРЕЛЯЦИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ СИГНАЛА В ВОЛНОВОДЕ

И.В. Панюков[1,2,3], **Е.С. Андрианов**[1,2,3]

[1]ФГУП «ВНИИА»

[2]МФТИ

[3]ИТПЭ РАН

При спонтанном комбинационном (рамановском) рассеянии возникает неклассический свет, имеющий высокие корреляции интенсивности между стоксовой и антистоксовой компонентами [1]. Помимо вопросов, касающихся временной когерентности рамановского света, в последнее время также вызывают интерес проблемы его пространственной когерентности. Недавние эксперименты выявили две особенности корреляций интенсивности спонтанного рамановского рассеяния [2]. Во-первых, корреляции интенсивности стоксова и антистоксова сигналов остаются неклассическими даже для макроскопических образцов, содержащих много молекул. Во-вторых, данные корреляции уменьшаются при распространении сигнала по многомодовому оптическому волноводу (волокну): чем больше в волокне распространяющихся мод, тем меньше корреляции. Более того, автокорреляционная функция второго порядка стоксова и антистоксова сигналов также уменьшается с увеличением числа распространяющихся мод.

В этой работе мы разрабатываем модель корреляций интенсивности света, возникающего при спонтанном рамановском рассеянии на ансамбле молекул и распространяющегося через слабонаправляющее оптическое волокно. Мы показываем, что ортогональность мод волокна приводит к некоррелированным квантовым амплитудам возбуждения различных мод волокна. Ортогональность мод приводит к подавлению неклассических корреляций интенсивности при распространении рамановского света в многомодовом волокне. Мы также определяем количественную зависимость степени подавления корреляций от параметров волокна. Полученные результаты могут быть полезны для управления неклассическими корреляциями рамановского света и для описания распространения неклассического рамановского света в различных средах.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Kasperczyk M. et. al. // Physical review letters. – 2016. – V. 117. – No. 24. – P. 243603.

[2] Vento V. et. al. // Nature Communications. – 2023. – V. 14. – No. 1. – P. 2818.

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ СПОСОБ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ВЕРТИКАЛИЗИРОВАННОЙ ДИСКРЕТНОЙ РЕШЕТКИ ДЛЯ ВВОДА ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАНАРНЫЙ ОДНОМОДОВЫЙ ВОЛНОВОД

П.А. Лебедев[1,2], А.И. Игнатов[1,3]

[1]ИТПЭ РАН

[2]МФТИ

[3]ФГУП «ВНИИА»

Одной из общих задач по управлению светом является изменение его состояния, в частности трансформация из одной моды в другую с минимальными потерями. В связи с развитием интегральной фотоники особо актуальной стала проблема эффективного возбуждения света в планарных структурах, поскольку свет из генераторов (лазеров) обычно поступает в оптоволокно и уже из него, например, в фотонный чип.

Одним из способов возбуждения собственной моды планарного волновода является создание интегрированной в него дифракционной решетки [1]. Падающий на нее дальневолновой свет рассеивается в виде дифракционных лепестков. Те из них, что имеют подходящую продольную компоненту волнового вектора, преобразуются в собственную моду волновода. Возникает задача оптимизации параметров решетки для того, чтобы как можно большая доля энергии падающего на нее излучения преобразовывалась в собственные моды волновода. Пространство параметров, в котором происходит оптимизация, может быть весьма большой размерности, даже если принять, что сама решетка строго периодична и дискретна, в связи с чем возникает проблема быстрого поиска оптимальной (в вышеупомянутом смысле) структуры.

Мы численно исследуем голографический метод, предложенный в работах [2-4], и развиваем его для случая, приближенного к практическим возможностям, а именно, вертикализированной дискретной решетки, изготовление которой возможно с помощью довольно широко распространенной бинарной литографии.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Marchetti R. et. al. // Photonics Research. – 2019. – V. 7. – No. 2. – P. 201-239.

[2] Ignatov A.I., Merzlikin A.M. // Optics communications. – 2018. – V. 410. – P. 83-87.

[3] Ignatov A.I., Merzlikin A.M. // JOSA B. – 2018. – V. 35. – No. 2. – P. 308-316.

[4] Ignatov A.I., Merzlikin A.M. // JOSA B. – 2024. – V. 41. – No. 2. – P. 1-6.

МОДЕЛЬ ВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА С БРЭГГОВСКОЙ РЕШЕТКОЙ, СОДЕРЖАЩЕЙ НЕСКОЛЬКО π-ШИФТОВ

Д.К. Высоких[1,2], О.В. Бутов[2,3], А.В. Дорофеенко[1]

[1]ИТПЭ РАН

[2]МФТИ

[3]ИРЭ им.В.А. Котельникова РАН

Одним из важных направлений развития современных технологических решений является создание волоконных лазеров с предельно узкой полосой пропускания. В качестве усиливающей среды используются ионы редкоземельных металлов, такие как Er^{3+} или система Er^{3+}/Yb^{3+}. Как правило, такие структуры представляют собой волоконные лазеры с резонатором в виде брэгговской решетки с π-шифтом, то есть сдвигом фазы на половину периода, необходимым для формирования лазерной моды. Вместе с тем в последнее время предлагаются и более сложные конфигурации, содержащие два и более π-шифтов. В подобных системах удалось пронаблюдать многомодовое лазирование. Теоретическая модель многомодовой генерации требует корректного описания взаимодействия мод с усиливающей средой.

Для упрощения модели поле резонатора часто описывают с использованием модового приближения. Одна из таких моделей, получившая широкое распространение, была предложена Тангом, Статцем и Демарсом (модель TSD) [1]. В рамках данной модели рассматривается взаимодействие между полем лазерных мод и усиливающей средой, инверсия населенностей которой представлена суммой пространственно однородной части и периодических по пространству решеток. В результате приходят к системе скоростных уравнений на временные зависимости интенсивностей лазерных мод и амплитуд решеток инверсии населенностей. Идея пространственных решеток инверсии населенностей получила развитие через их формальное введение путем определения процедуры проецирования поля на моды в системе пространственно-временных уравнений Максвелла-Блоха [2, 3]. Тем не менее, такая процедура приводит к проблеме замыкания системы уравнений, описывающих лазер. Одним из возможных решений этой проблемы является использование модели четырехволнового смешения, которая описывает взаимодействие каждой пары мод с пространственной решеткой, образованной другой парой мод на частоте их биения [2, 4]. Однако такой подход требует большого количества мод для формирования полного базиса, затрудняя его практическое применение.

Мы предлагаем модель описания взаимодействия излучения с усиливающей средой в волоконном лазере с резонатором в виде брэгговской решетки с двумя π-шифтами, в которой поле раскладывается по модам, но при этом сохраняется точная пространственная зависимость инверсии населенностей среды [5]. Таким образом, удается одновременно упростить вычисления и избежать проблемы замыкания системы уравнений. Также мы исследовали влияние периодических компонент (решеток) инверсии населенностей усиливающей среды на установление того или иного режима генерации и показали, что наличие неоднородности в распределении мощности накачки вдоль волокна приводит к гистерезисному характеру лазерной кривой (рисунок 1).

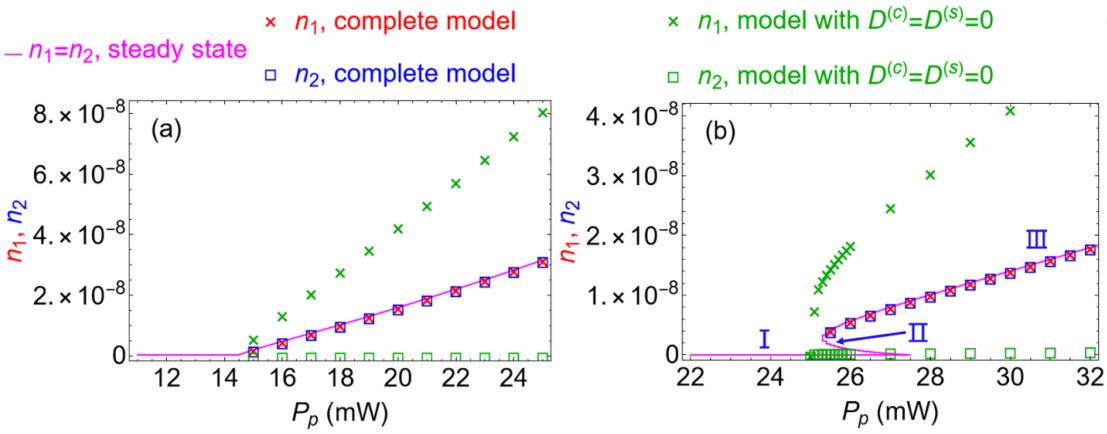


Рисунок 1 – Лазерные кривые для резонаторов с длиной средней решетки $L_2 = 1.0$ см (a) и $L_2 = 1.8$ см (b). Кривые показывают стационарные состояния, соответствующие режиму сосуществования мод. Синие квадраты и красные крестики показывают стабильные интенсивности первой и второй моды соответственно, т.е. решения лазерных уравнений при достаточно большом времени интегрирования. Зеленые символы соответствуют стабильным интенсивностям в модели без решеток инверсии населенностей.

Исследования выполнены за счет гранта фонда «Базис» № 24-1-1-49-3 за участие в конкурсе «Ведущий ученый (Теоретическая физика)».

ЛИТЕРАТУРА

[1] Tang C.L. // Journal of Applied Physics. – 1963. – V. 34. – N 8. – P. 2289-2295.
[2] Khanin Y.I. Principles of laser dynamics. – Amsterdam: North Holland, 1995.
[3] Hollinger F. et. al. // Optics communications. – 1990. – V. 75. – No. 1. – P. 84-92.
[4] Hodges S. et. al. // JOSA B. – 1997. – V. 14. – No. 1. – P. 191-199.
[5] Vysokikh D.K. et. al. // Physical Review A. – 2025. – V. 112. – No. 5. – P. 053508.

ЭКОНОМИЧНОЕ РАСПОЛОЖЕНИЕ ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ В МЕТОДЕ ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ ПРИ РАСЧЕТЕ ЭПР ОБЪЕКТА ПО ДАННЫМ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ

Д.А. Коняев[1,2], Н.П. Балабуха[1], А.А. Викуловская[1,3], И.В. Лопушенко[4], Н.Е. Шапкина[1,2]

[1]ИТПЭ РАН

[2]МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

[3]МФТИ

[4]Независимый исследователь

Большинство компактных полигонов на сегодняшний день допускают измерение только однопозиционных ЭПР объектов [1]. Однако все более актуальным становится вопрос о получении двухпозиционных ЭПР при помощи измерений. Прямое измерение двухпозиционных ЭПР в условиях компактного полигона зачастую ограничено техническими трудностями. Для опосредованного измерения двухпозиционной ЭПР можно воспользоваться сканером, размещенным в ближней зоне. Измеренное при помощи этого сканера поле можно использовать для расчета поля в дальней зоне и соответствующей диаграммы ЭПР. На практике обычно используют один из трех видов сканеров: планарный, цилиндрический или сферический [2]. В качестве примера в этой работе рассматривается планарное сканирование.

В данной работе изучается вопрос расстановки дискретных источников (ДИ) при их использовании для пересчета поля из ближней зоны в дальнюю зону [3]. Подход, предложенный в [3], основан на идеях метода ДИ [4] и состоит в аппроксимации рассеянного поля линейной комбинацией полей набора ДИ. В качестве ДИ применяются фиктивные электрические диполи, расположенные на сфере, целиком охватывающей рассеиватель. Для поиска амплитуд ДИ используется обобщенный метод коллокаций [4], в качестве точек коллокаций выбираются точки, в которых производятся измерения. Полученная переопределенная система линейных алгебраических уравнений решается методом наименьших квадратов с использованием метода сопряженных градиентов. По найденным амплитудам ДИ приближенно рассчитывается двухпозиционная диаграмма ЭПР.

В рамках настоящей работы была предпринята попытка сократить вычислительные затраты, расположив ДИ в узлах треугольной сетки, заданной на сфере (исключая точки, расположенные в полюсах сферы). Такое расположение позволяет получить близкое к равномерному распределение точек на сфере. Пример треугольной сетки, узлы которой использовались в качестве точек расположения ДИ, представлен на рисунке 1.

Рассмотрим дифракцию плоской волны (E ∥ Oz) с частотой 1 ГГц на идеально проводящем цилиндре радиуса R_{cyl} ≈ 0,3 м и высоты H_{cyl} ≈ 0,9 м. Ось цилиндра лежит в плоскости xOz и составляет угол 15° с осью Ox, а ее середина находится в точке (0 м; 0 м; -1,499 м). В качестве плоской поверхности сканирования используется квадрат со стороной 5 м. Расстояние между точками, в которых задана тангенциальная компонента электрического поля рассеянной волны, равно λ/4, где λ – длина волны. ДИ располагаются на сфере радиуса 54 см с центром в точке (0 м; 0 м; -1,499 м).

На рисунке 2 представлены диаграммы ЭПР, рассчитанные при помощи САПР FEKO методом интегральных уравнений, а также при помощи метода на основе ДИ с разным размещением диполей: равномерно по угловым координатам и в узлах вспомогательной треугольной сетки. Из рисунка видно, что в секторах [307.5; 360] и [0; 52.5] градусов (максимально широкие секторы, в которых ожидается расчет ЭПР) результаты практически не различаются, при этом существенно сокращено число ДИ, вследствие чего время счета сократилось приблизительно втрое.

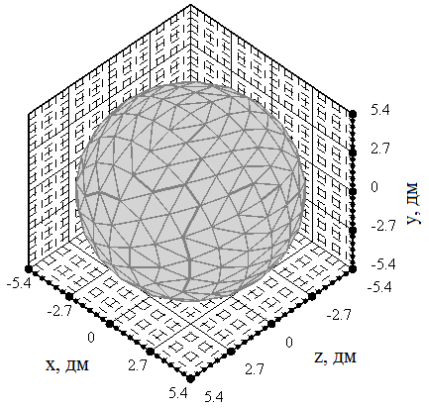


Рисунок 1 – Пример треугольной сетки, узлы которой использовались в качестве точек расположения ДИ

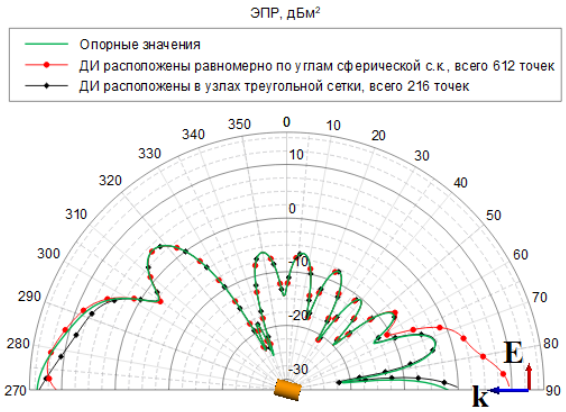


Рисунок 2 – Сравнение результатов расчета сечения двухпозиционной диаграммы ЭПР плоскостью OXZ при сканировании в ближней зоне

ЛИТЕРАТУРА

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

[2] Бахрах Л.Д. Методы измерений параметров излучающих систем в ближней зоне. – Наука, Ленинградское отделение, 1985.

[3] Балабуха Н.П., Коняев Д.А., Шапкина Н.Е. // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. – 2025. – № 4.

[4] Еремин Ю.А. Свешников А.Г. Метод дискретных источников в задачах электромагнитной дифракции. – М.: МГУ, 1992.

МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ БИСТАТИЧЕСКОГО РАДИОИЗОБРАЖЕНИЯ В КОМПАКТНОМ ПОЛИГОНЕ С ПЛОСКИМ СКАНЕРОМ

А.А. Викуловская[1,2], Д.А. Коняев[1,3], Н.П. Балабуха[1]

[1]ИТПЭ РАН

[2]МФТИ

[3]МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Радиоизображение [1] – это важный инструмент для анализа и наглядного отображения радиолокационных свойств объектов. При этом радиоизображения, построенные в бистатической конфигурации, дают дополнительную информацию о рассеивающих свойствах объектов. Поэтому безэховые камеры желательно оснащать средствами для измерения такой характеристики. Для этого можно установить плоский сканер на боковой стене в уже существующем полигоне, предназначенном для моностатических измерений. В связи с вышесказанным разработка алгоритма построения изображения по полученным данным является актуальной. Для построения радиоизображения в компактном полигоне с плоским сканером, так как объекты часто оказываются в ближней зоне зонда, предлагается следующий алгоритм. Во-первых, получить значения рассеянного объектом поля в дальней зоне по измеренным значениям поля в ближней зоне, а во-вторых, получить по этим данным искомое радиоизображение при помощи метода обратных проекций [2].

В данной работе для сравнения используются два метода пересчета значений поля из ближней в дальнюю зону: метод, основанный на разложении рассеянного поля по плоским волнам [3], и метод, основанный на идеях дискретных источников [4], а затем по полученным данным с помощью адаптированного метода обратных проекций строится радиоизображение. Метод обратных проекций, обычно применяемый в моностатическом случае, был адаптирован для указанной бистатической конфигурации.

Апробация адаптированного алгоритма проводилась при помощи численного эксперимента. Модельная конфигурация представлена на рисунке 1.

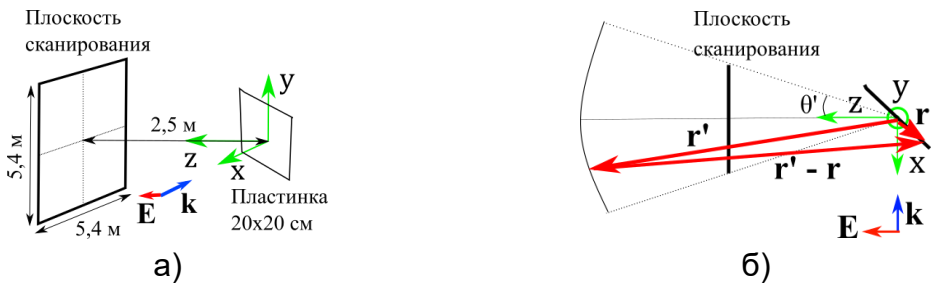
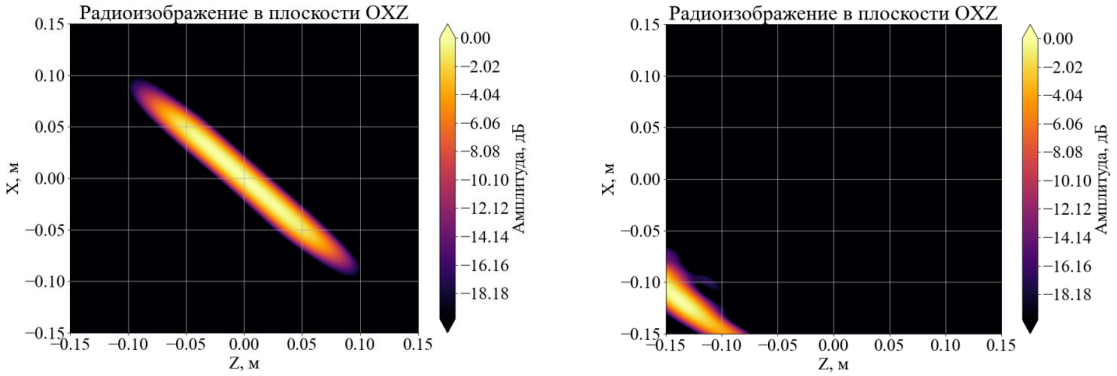


Рисунок 1 – Модельная конфигурация:
(а) вид сбоку, (б) вид сверху

Сканирование поля на плоскости ведется на частотах от 2 до 18 ГГц с шагом 400 МГц.

Изображение пластины, полученное описанным методом, представлено на рисунке 2. Из рисунка 2(а) видно, что при использовании метода пересчета поля в дальнюю зону, основанного на идеях дискретных источников, положение и размеры пластины передаются хорошо (в рамках разрешения, определяемого угловой апертурой сканирования и шириной полосы частот). При этом для традиционного метода пересчета количество точек сканирования оказывается недостаточным, что приводит к ошибочной передаче размера и положения пластинки на радиоизображении (рисунок 2(б)). Это указывает на преимущество метода пересчета, основанного на идеях дискретных источников, а именно возможность уменьшения количества точек, в которых необходимо провести измерения.



а) б)

Рисунок 2 – Радиоизображение пластины, полученное
(а) на основе метода дискретных источников,
(б) на основе метода разложения по плоским волнам

ЛИТЕРАТУРА

[1] Dean L. Mensa High resolution radar imaging // Artech House Radar Library. – 1991. – P. 1.

[2] Desai M.D. and Jenkins W.K. Convolution backprojection image reconstruction for spotlight mode synthetic aperture radar // IEEE Transactions on Image Processing. – 1992. – V. 1. – No. 4. – P. 505-517.

[3] Бахрах Л.Д. Методы измерений параметров излучающих систем в ближней зоне. – Наука, Ленинградское отделение, 1985. – С. 272.

[4] Балабуха Н.П., Коняев Д.А., Шапкина Н.Е. Метод получения двухпозиционной диаграммы ЭПР тела по данным электромагнитного поля на плоскости или цилиндре в ближней зоне с помощью дискретных источников // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. – 2025. – № 3.

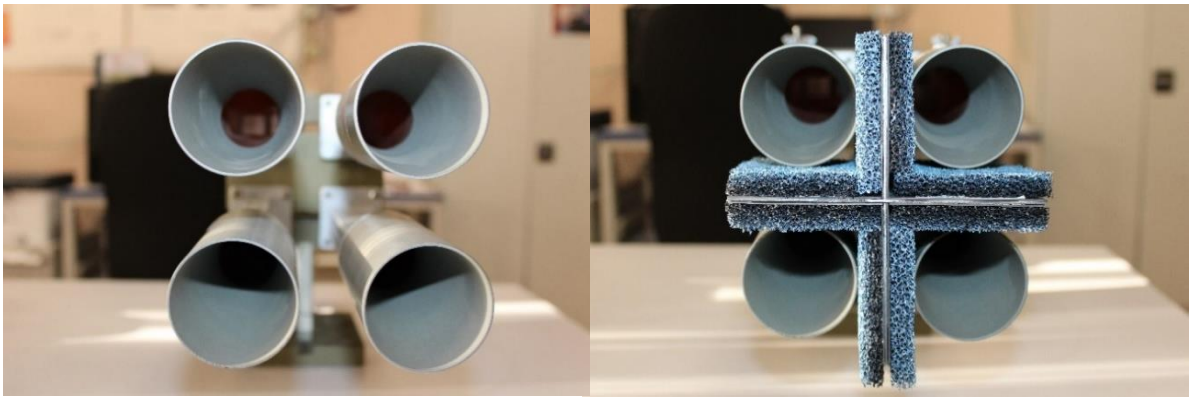
СПОСОБ УВЕЛИЧЕНИЯ РАЗВЯЗКИ МЕЖДУ ОБЛУЧАТЕЛЯМИ КОЛЛИМАТОРА КОМПАКТНОГО ПОЛИГОНА

Н.П. Балабуха, Е.В. Булычев, Р.В. Гильмутдинов, И.В. Камышанов, Н.Л. Меньших, А.И. Мрочковский, В.Н. Семененко

ИТПЭ РАН

Повышение точности измерений характеристик рассеяния малоотражающих объектов на компактном полигоне может быть достигнуто за счет уменьшения уровня помеховых сигналов, создаваемых просачиванием между передающими и приемными облучателями [1].

В данной работе рассматривается способ увеличения развязки между облучателями С2-диапазона частот (5,85 – 8,20 ГГц), позволяющий создавать конструкции, препятствующие просачиванию сигнала напрямую из передающего в приемный тракт. Сборка облучателей содержит четыре одинаковых рупорных облучателя, которые работают парами на согласованной поляризации на прием и передачу сигнала (рисунок 1(а)). Предлагаемая конструкция (рисунок 1(б)) состоит из двух металлических пластин, соединенных перпендикулярно, с установленными на них тонким радиопоглощающим магнитным покрытием (РПП) РАН-18М и листовым радиопоглощающим материалом (РПМ) на основе полупроводящего пенополиуретана РАН-29М толщиной 10 мм [2]. Использование таких радиопоглощающих конструкций в системе облучателей рефлектора коллиматора на основе системы РПП/РПМ позволяет существенно уменьшить взаимовлияние электромагнитных полей, излучаемых рупорными облучателями. При этом такая конструкция для увеличения развязки между облучателями должна минимально искажать диаграммы направленности (ДН) облучателей.



а) б)

Рисунок 1 – (а) Облучатели С2-диапазона частот зеркала компактного полигона и (б) предлагаемая поглощающая конструкция для увеличения их развязки

Измерения уровня развязки между облучателями проводились в безэховой камере с помощью векторного анализатора цепей, измеряемый параметр – коэффициент передачи S_{21}. С целью минимизации завязки между облучателями исследовались разные варианты установки системы РПП/РПМ на металлических пластинах и их положения относительно раскрыва облучателей. При этом также выполнялось измерение ДН сборки облучателей для контроля сохранения коэффициента усиления и ширины главного лепестка ДН облучателей.

На рисунке 2 показаны сравнительные частотные характеристики коэффициента передачи S_{21} между двумя облучателями счетверенной сборки С2-диапазона частот в исходном виде и после установки металлических пластин с системой РПП/РПМ.

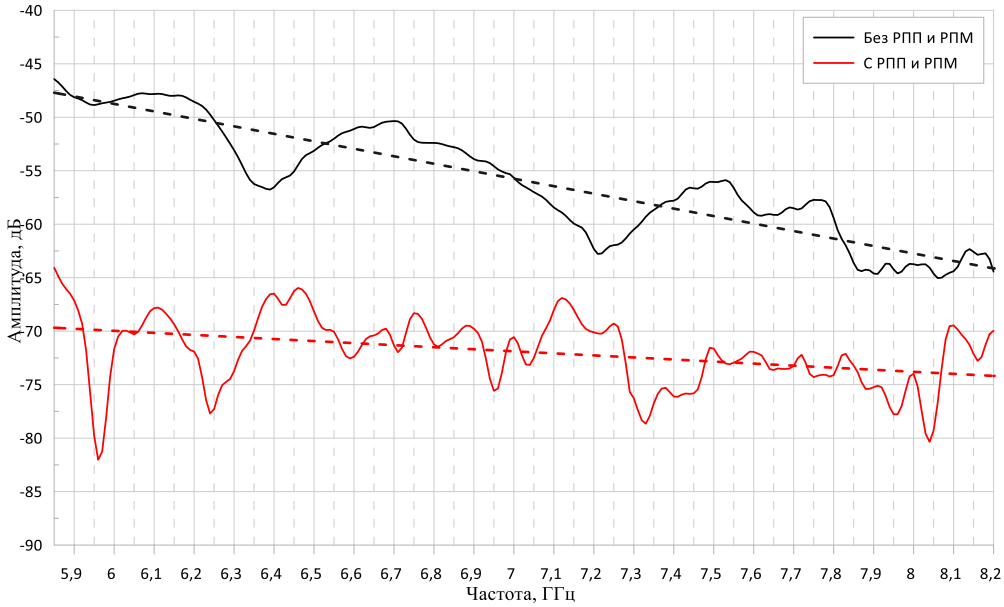


Рисунок 2 – Частотные характеристики коэффициента передачи S_{21} между двумя облучателями С2-диапазона частот

Из представленных графиков видно, что предлагаемая радиопоглощающая конструкция позволяет значительно увеличить развязку между облучателями - от 10 до 25 дБ в зависимости от рабочей частоты.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов. Под общ. ред. Н.П. Балабухи. – Москва: Наука, 2007. – 265с.

[2] Семененко В.Н. Композитные материалы для антенной техники и СВЧ-устройств в сверхшироком диапазоне частот: Диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук. – Москва, 2016. – 397 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРИМЕНЕНИЯ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ НА ОПОРНО-ПОВОРОТНЫХ УСТРОЙСТВАХ ДЛЯ УМЕНЬШЕНИЯ ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯНИЯ ОБЪЕКТОВ

Н.П. Балабуха, Е.В. Булычев, Р.В. Гильмутдинов,
И.В. Камышанов, Н.Л. Меньших, В.Н. Семененко
ИТПЭ РАН

Для проведения измерений характеристик рассеяния необходимо размещение исследуемого объекта в рабочей зоне компактного полигона и его угловое позиционирование на опорно-поворотном устройстве (пилоне) с точностью, достаточной для получения качественных диаграмм обратного рассеяния [1]. Пилон имеет малоотражающую форму [1], но наличие в верхней части поворотного вала в форме вертикально расположенного цилиндра приводит к увеличению погрешности измерений объектов из-за высокой собственной ЭПР опоры и взаимодействия с объектом измерений. Для уменьшения погрешности измерений характеристик рассеяния предлагается нанести радиопоглощающее покрытие (РПП) на верхнюю и боковую части пилона.

Ранее были рассмотрены способы минимизации взаимодействия между опорой и объектом измерений, например, с помощью установки на пилоне защитных экранов [2]. Такие способы уменьшают погрешность измерений, но имеют невысокую стабильность остаточного фона.

В данной работе проведено численное моделирование характеристик рассеяния опоры в металлическом исполнении и с нанесенным на внешнюю поверхность РПП. Проведены расчеты ЭПР моделей в программном пакете FEKO методом моментов на отдельных частотах в диапазоне 1 – 10 ГГц при двух ортогональных поляризациях электромагнитной волны. На рисунке 1 приведена модель пилона для расчетов в программном комплексе FEKO.

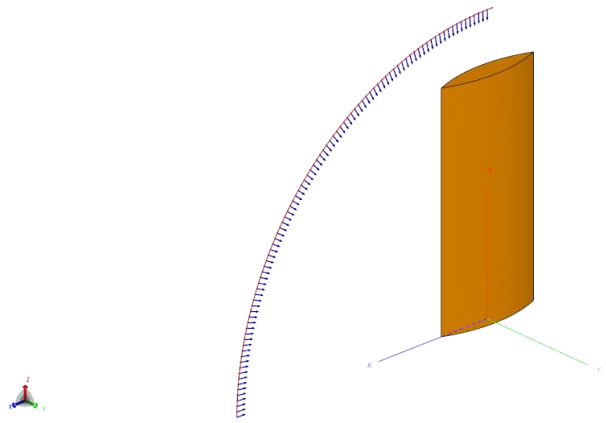


Рисунок 1 – Модель пилона для проведения расчетов в программном комплексе FEKO

Для моделирования РПП на внешней поверхности пилона в качестве опорного варианта было выбрано РПП РАН-18М. Толщина покрытия 1,4 мм обеспечивает наибольшую ширину полосы частот со значением модуля коэффициента отражения ниже минус 6 дБ при нормальном падении волны на материал. Задаваемые для расчетов значения материальных параметров слоя магнитодиэлектрика в зависимости от частоты получены экспериментальным путем.

По результатам исследований показано, что применение РПП на поверхности пилона приводит к снижению ЭПР в диапазоне частот от 3 до 10 ГГц на 10 дБ. Наилучший эффект (рисунок 2) от применения РПП получен на частоте 3 ГГц при вертикальной поляризации электромагнитной волны. По нормали к верхнему срезу пилона ЭПР также снижена на 5-10 дБ в зависимости от частоты, что должно снизить взаимодействие пилона и объекта измерений. Однако вследствие зависимости эффективности РПП от диапазона частот требуется проведение исследований по увеличению широкополосности используемых материалов.

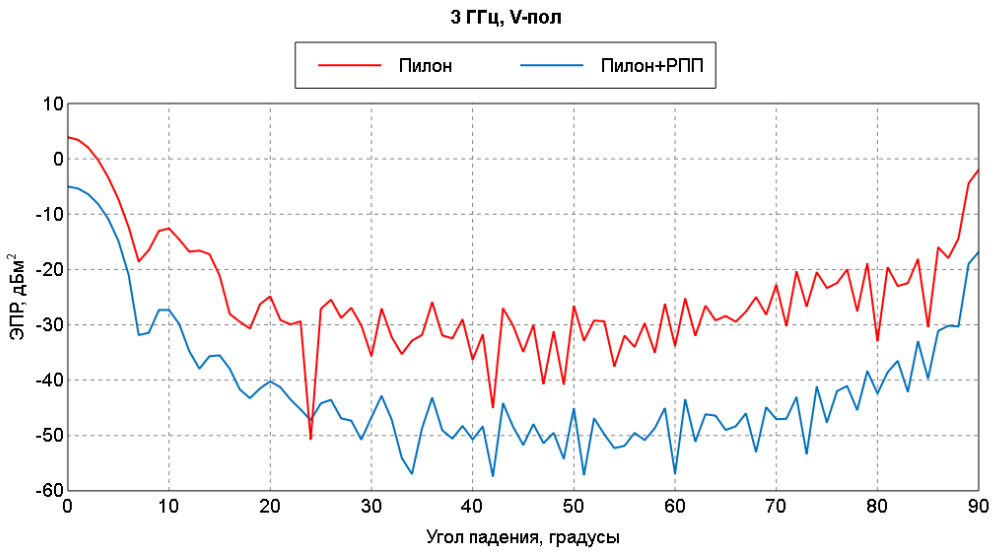


Рисунок 2 – Диаграммы обратного рассеяния модели пилона
на частоте 3 ГГц при вертикальной поляризации,
красная кривая – металлический пилон, синяя кривая – пилон с РПП

ЛИТЕРАТУРА

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

[2] Балабуха Н.П., Евстафьев Е.Е., Меньших Н.Л., Шапкина Н.Е. Исследование методов снижения влияния взаимодействия опоры и объекта на погрешность измерения // Двадцать третья ежегодная научная конференция ИТПЭ РАН. – 2022.

ТРЕХСЛОЙНАЯ СТРУКТУРА ПЛОСКОЙ ЛИНЗЫ ДЛЯ УМЕНЬШЕНИЯ ВЛИЯНИЯ ПЕРЕОТРАЖЕНИЙ

Д.П. Королев[1,2], Н.Л. Меньших[1,2]

[1]ИТПЭ РАН

[2]МФТИ

В работе [1] было предложено использовать плоскую линзу, показатель преломления которой меняется по формуле для обобщенной линзы Микаэляна [2], в качестве коллиматора в рупорной безэховой камере (РБЭК). Была разработана и изготовлена методом 3D печати плоская линза для модели РБЭК [3]. Экспериментальные и теоретические исследования показали, что такая линза действительно эффективно корректирует фазу в рабочей зоне модели РБЭК. Однако неравномерность распределения амплитуды поля оказалась больше приемлемого значения. Оптимизировать линзу можно путем создания более сложной слоистой структуры. В [4] предложена математическая модель двухслойной плоской линзы, которая позволяет получить оптимальное амплитудно-фазовое распределение поля в некоторой области пространства.

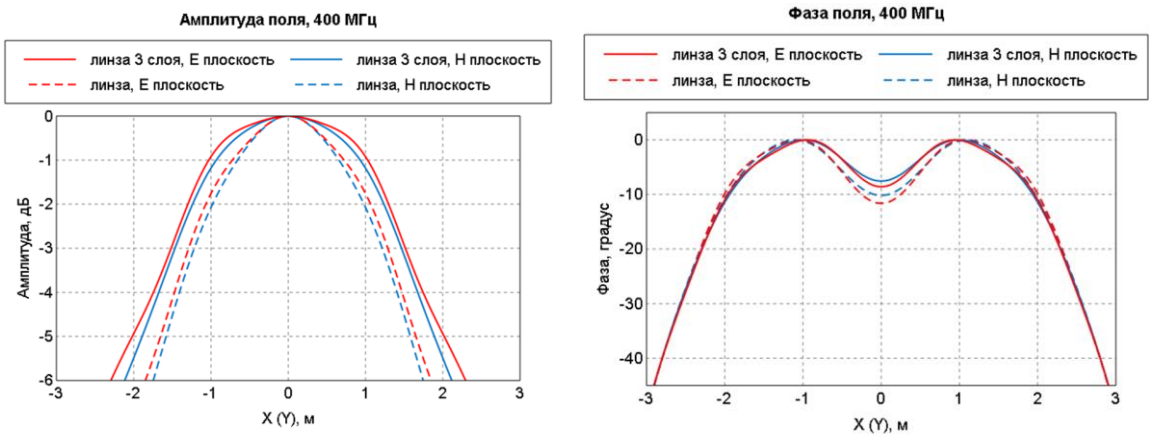
В данной работе предлагается дополнить плоскую линзу двумя кольцевыми структурами, составленными из материалов с существенно меньшим показателем преломления. По сути, предлагается выполнить просветление на плоской линзе.

Исходный вариант линзы представляет собой кольцевую структуру с 10 слоями, которые описывают ступенчатой функцией градиентное изменение показателя преломления, требуемое для линзы Микаэляна. Ширина каждого слоя 200 мм, радиус линзы 2 м, фокусное расстояние составляет 14 м, показатель преломления в центре линзы 1,6. В фокусе линзы располагается источник излучения с диаграммой направленности такой, чтобы сформировать на освещенной поверхности линзы поле, близкое к полю в этом же сечении РБЭК. Расчет проводился на частотах от 400 до 800 МГц.

Для плоской линзы невозможно выполнить просветление, не изменив фокусного расстояния полученной структуры. Поэтому был выбран следующий подход: исходная линза уменьшается по толщине в два раза, но сохраняется распределение показателя преломления в ней. В этом случае фокусное расстояние новой линзы увеличивается примерно в 2 раза. С двух сторон добавляются еще две плоские линзы с аналогичной структурой из 10 колец. Показатель преломления в этих обобщенных линзах Микаэляна изменяется практически как корень из показателя преломления соответствующего слоя основной линзы. Это достигается за счет

подобранных показателя преломления в центре линзы, которое составляет 1,26, и фокусного расстояния. Толщина дополнительных линз составляет 100 мм, что близко к толщине просветляющего слоя для частоты 600 МГц. Общее фокусное расстояние структуры считаем в приближении тонких линз, просуммировав их оптические силы.

На рисунке 1 представлены результаты электродинамического моделирования методом моментов в программе Altair FEKO поля, сформированного плоской линзой в исходном виде и с дополнительными плоскими линзами. Видно, что обе линзы корректируют фазу поля. Дополнительные слои позволили уменьшить неравномерность распределения амплитуды поля в рабочей зоне РБЭК с линзой, сохранив неравномерность фазы, удовлетворяющую критерию квазиплоской волны.



а) б)

Рисунок 1 – Сравнение распределения амплитуды и фазы поля на частоте 400 МГц в центре рабочей зоны РБЭК с линзой

ЛИТЕРАТУРА

[1] Balabukha N.P., Menshikh N.L., Solosin V.S. Development of a Plane Lens for a Tapered Anechoic Chamber // Proceedings – 2022 IEEE 8th All-Russian Microwave Conference. – 2022. – P. 187-190.

[2] Зелкин Е.А., Петрова Р.А. Линзовые антенны. М.: Советское радио. 1974.

[3] Королев Д.П., Меньших Н.Л., Федоров С.А. Плоская линза как коллиматор для рупорной безэховой камеры // Современная электродинамика. – 2025. – №4 (18). – С. 13-23.

[4] Zhang Y., Mittra R., Hong W. A zoned two-layer flat lens design // International Workshop on Antenna Technology (iWAT). – 2011. – P. 412-415.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ ТОНКОГО ПРОВОДА ПОСРЕДСТВОМ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

И.А. Журова[1], И.С. Хузин[1], Д.А. Коняев[1,2]

[1]МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

[2]ИТПЭ РАН

Актуальной проблемой электродинамики является задача дифракции электромагнитных волн на телах сложной геометрической формы [1], [2]. В частности, важной темой представляется корректная оптимизация расчета дифракции на объектах, часто встречающихся в рассматриваемых системах. Одним из примеров таких объектов являются провода [3], [4]. В работе посредством численного эксперимента проводится количественная оценка погрешности использования приближения тонкого провода, в котором пренебрегают угловым распределением поверхностной плотности тока, позволяя заметно сократить вычисления и свести решение интегро-дифференциального уравнения электрического типа (EFIE) к одномерному интегральному уравнению на оси провода.

В качестве модели, с которой ведется сравнение, рассматривается идеально проводящий цилиндр кругового сечения конечной длины. Решается интегро-дифференциальное уравнение электрического типа:

$$\frac{i}{4\pi}\left[\omega\mu\int_S \vec{J}\left(\vec{r}'\right)\frac{e^{-ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|}d\sigma' + \frac{1}{\omega\varepsilon}\left(\vec{\nabla}\int_S\left(\vec{\nabla},\vec{J}\left(\vec{r}'\right)\right)\frac{e^{-ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|}d\sigma'\right),\vec{n}\right] = \left[\vec{E}^i,\vec{n}\right], \vec{r}\in S, \qquad (1)$$

где $\vec{J}(\vec{r}')$ – плотность тока на поверхности проводника, $\vec{E}^i$ – напряженность падающего поля, $\vec{n}$ – внешняя нормаль к поверхности S провода. На его поверхности строится сетка, состоящая из треугольников. При этом сначала цилиндр разбивается на цилиндрические сегменты, затем отдельно на боковой поверхности каждого сегмента вводится согласованная треугольная сетка. На концах провода сетка вводится по шаблону. Пример построения изображен на рисунке 1. Расчет поверхностных токов происходит с помощью метода моментов с использованием базисных RWG-функций [5]. Интегральное уравнение аппроксимируется системой линейных алгебраических уравнений, для решения которой используется метод Гаусса [6].

Таким образом находятся токи на каждом ребре сетки. Для сравнения полученных значений поверхностных токов с численным расчетом, использующим приближение тонкого провода, проводится интегрирование токов по кольцам, которые образуются на цилиндре в ходе построения сетки.

Аналогичная задача, но в приближении тонкого провода, решается с помощью программного комплекса FEKO, который является стандартным

средством для численного решения электродинамических задач, а также с помощью реализованной в рабочей группе программы.

Для численного сравнения описанных выше методов были произведены расчеты дифракции плоской волны частотой 1 ГГц на цилиндре высотой 0,6 метра и радиусом 1 мм. Конфигурация изображена на рисунке 1. На рисунке 2 изображены зависимости амплитуды тока от координаты вдоль провода, рассчитанные с использованием модели тонкого провода при помощи программы, реализованной в научной группе, при помощи FEKO, а также с помощью прямого моделирования провода в виде идеально проводящего цилиндра кругового сечения. Графики хорошо согласуются, максимальное отклонение наблюдается вблизи максимальных значений и не превышает 4%.

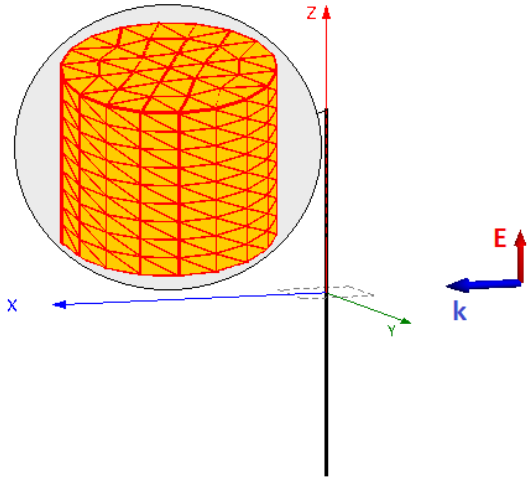


Рисунок 1 – Конфигурация задачи

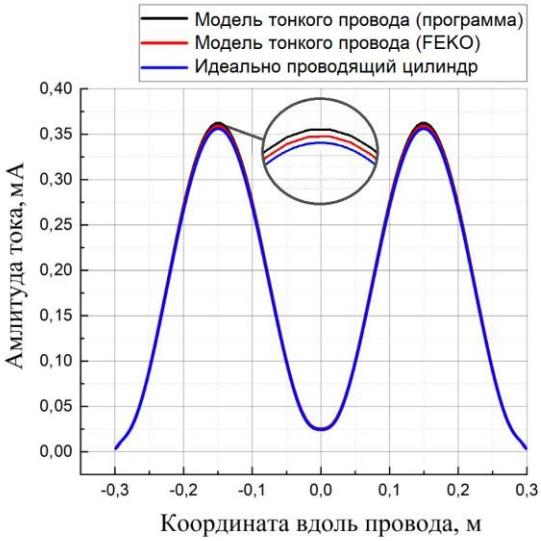


Рисунок 2 – Распределение амплитуды тока вдоль провода

ЛИТЕРАТУРА

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

[2] Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. Математические модели электродинамики. Учебное пособие. – М.: Высшая школа, 1991.

[3] Митра Р. Вычислительные методы в электродинамике. – М.: Мир, 1977.

[4] Gibson W.C. The method of moments in electromagnetics. – Chapman and Hall/CRC, 2021.

[5] Rao S., Wilton D., Glisson A. Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape // IEEE Transactions on antennas and propagation. – 1982. – V. 30. – No. 3. – P. 409-418.

[6] Калиткин Н.Н. Численные методы. 2-е изд. – БХВ-Петербург, 2011.

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ С ВЫСОКОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ

К.М. Басков, И.И. Краснолобов, А.Н. Лагарьков, В.Н. Семененко, А.И. Федоренко, В.А. Чистяев

ИТПЭ РАН

В настоящее время в антенную и СВЧ технику активно внедряются радиопоглощающие покрытия (РПП), которые кардинально изменяют ее радиотехнические характеристики и позволяют получить новые электродинамические свойства. В настоящей работе рассмотрены свойства РПП на основе порошка модифицированного карбонильного железа, который является наиболее широко используемым материалом для создания РПП с магнитными свойствами. Технология изготовления РПП на основе порошков карбонильного железа подробно описана в [1]. РПП на основе порошков модифицированного карбонильного железа обладают высокими значениями как диэлектрической, так и магнитной проницаемости, а значит являются оптически плотными материалами, поверхностный импеданс которых практически не зависит от угла падения электромагнитной волны (ЭМВ). Это означает, что такие РПП по своим электродинамическим свойствам близки к некоторой идеальной импедансной поверхности, к которой применимы импедансные граничные условия при решении электродинамических задач [2].

Особенностью импедансных РПП, нанесенных на металлическую подложку, является то, что их поверхностный импеданс Z слабо зависит от угла падения ЭМВ и ее поляризации, а в идеальном случае не зависит ни от угла падения, ни от поляризации ЭМВ. Достигается это за счет того, что РПП изготавливаются из оптически плотных материалов с большими значениями произведения диэлектрической (ε) и магнитной (μ) проницаемостей.

В работе показано, что для каждого материала с известными ε и μ импеданс, нормированный к сопротивлению свободного пространства, при котором достигается минимальный коэффициент отражения (КО) РПП, определяется по формуле:

$$\overset{\frown}{Z}' \approx \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}\left(\frac{j\,\mathrm{tg}\left(D\,\mathrm{Re}\left(\sqrt{\varepsilon\mu}\right)\right)}{1+j\,\mathrm{tg}\left(D\,\mathrm{Re}\left(\sqrt{\varepsilon\mu}\right)\right)\mathrm{th}\left(D\,\mathrm{Im}\left(\sqrt{\varepsilon\mu}\right)\right)}\right), \qquad (1)$$

где $D \approx \mathrm{arctg}\left(-\frac{1}{\mathrm{Im}\left(\sqrt{\mu/\varepsilon}\right)}\right) / \mathrm{Re}\left(\sqrt{\mu\varepsilon}\right)$ – электрическая толщина РПП, при которой достигается минимальный КО покрытия.

Вычислив по формуле (1) величину $\hat{z}'$ для материала РПП при разных частотах, можно определить минимально достижимый КО покрытия, а также определить, при какой частоте возможно путем изменения толщины РПП достигнуть идеального поглощения ЭМВ. Также формула (1) позволяет определить по результатам измерений *e* и *m* материала, каким образом необходимо изменить концентрацию магнитного наполнителя в покрытии, чтобы достигнуть идеального поглощения ЭМВ на заданной частоте.

Обнаружено также нетривиальное свойство импедансных РПП. Для импедансных РПП справедливо утверждение: в случае если модуль нормированного импеданса РПП равен единице, модуль его КО при любых углах падения ЭМВ не зависит от того, падает ли на РПП ЭМВ при параллельной или перпендикулярной поляризации.

Импедансные РПП обладают еще одним важным свойством, а именно, модуль их КО на согласованной поляризации при падении на них равнозначно E- и H-поляризованной ЭМВ (наклонная поляризация) при небольших углах падения, например, меньше 45°, практически не зависит от угла падения ЭМВ, а при больших углах падения ЭМВ уровень КО на согласованной поляризации уменьшается, а большая часть энергии при больших углах падения оказывается сосредоточенной в кроссовой составляющей отраженной волны.

Исследованные в работе свойства импедансных РПП на основе карбонильного железа помогут разработчикам создавать новые покрытия с заданными электродинамическими свойствами.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Семененко В.Н. Композитные материалы для антенной техники и СВЧ-устройств в сверхширокомдиапазоне частот: Диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук. – Москва, 2016. – 397 с.
[2] Васильев Е.Н. Возбуждение тел вращения – М.: Радио и связь, 1987. – 272 с.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ РАССЕЯНИЯ УЗКИМИ ПОЛЫМИ ЩЕЛЯМИ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ОБЪЕКТА

К.М. Басков, А.М. Лебедев, Т.А. Фурманова,
В.Н. Семененко, И.И. Краснолобов
ИТПЭ РАН

Продолжена серия работ [1,2] по анализу частотных зависимостей интенсивности рассеяния электромагнитных волн узкими полыми щелями в виде канавок и сквозных зазоров в поверхностях металлических объектов. Рассматривается двухпозиционное и обратное рассеяние волны в плоскости, перпендикулярной щели, при векторе E падающей волны, перпендикулярном щели. Актуальность и практический интерес к результатам выполняемых работ определяется тем, что щели рассматриваемых типов повсеместно встречаются в конструкциях объектов и дают наибольший уровень рассеяния именно в принятых условиях. Несмотря на простоту геометрии рассеивающих элементов, решение задачи представляет значительный методический интерес.

Задача определения эффективной поверхности (ЭПР) щелей решается здесь, как и в предыдущих работах [1,2], в одномодовом приближении, когда поле во внутреннем объеме щели представляется в виде ТЕМ волн, бегущих во встречных направлениях. Одномодовое приближение справедливо при ширине щели до половины длины волны $\Delta/\lambda \leq 1/2$. Поэтому для волн радиолокационных диапазонов от метрового до сантиметрового это приближение применимо практически для всех канавок и сквозных зазоров, встречающихся в конструкциях. В [1,2] были получены общие формулы для моностатической и бистатической погонной ЭПР обоих типов щелей с использованием адмиттансов как внутренней, так и внешней, примыкающей ко входу в щель, области. В [1] зависимость в общем случае комплексного адмиттанса внешней области от ширины щели определялась по результатам расчета модуля и фазы рассеянного поля при численном решении серии задач рассеяния на сквозном зазоре переменной ширины и исчезающе малой глубины. В [2] получено аналитическое представление адмиттанса внешней области в виде интеграла по спектру плоских волн, излучаемых щелью во внешнюю область. Это представление не дает явной зависимости адмиттанса внешней области от отношения ширины щели к длине волны Δ/λ, однако в [2] такая зависимость была получена численно. В данной работе получено приближенное, но явное выражение для адмиттанса внешней области в виде ряда по степеням отношения Δ/λ.

Помимо проверок ранее полученных общих формул для ЭПР щелей в натурных и вычислительных экспериментах, в данной работе с помощью этих формул проведено исследование закономерностей хода зависимостей ЭПР обоих типов щелей от частоты. Положение максимумов и минимумов ЭПР щелей на шкале частот определяется их глубиной D. Так, при вариации частоты минимумы и максимумы ЭПР канавок и сквозных зазоров разной ширины, но одной и той же глубины явно следуют в корреляции и появляются через интервал по частоте, соответствующий периоду функции вида $tg(k_oD)$, а минимумы ЭПР канавок просто соответствуют нулям этой функции – на этих частотах ЭПР канавок стремится к нулю.

Высота максимумов и минимумов ЭПР, в отличие от частот, на которых они наблюдаются, не зависит от глубины и определяется шириной щелей. Так, на графиках зависимостей ЭПР от частоты, полученных при одинаковой ширине, но разной глубине щелей, максимумы ЭПР канавок, а также максимумы и минимумы ЭПР сквозных зазоров ложатся на свои определенные огибающие. При этом для малой ширины щелей в длинах волн до $\Delta/\lambda \leq 0.1$ высота максимумов ЭПР практически не зависит и от ширины щелей, составляя приблизительно 5 м^2 и 1.3 м^2 на один метр длины для, соответственно, канавки и сквозного зазора.

Приведенные результаты, полученные расчетным путем, полностью согласуются с выводами по виду частотных зависимостей ЭПР щелей, полученными при подстановке в общие формулы выражения для внешнего импеданса щели в виде ряда по степеням отношения Δ/λ.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Лебедев А.М., Фурманова Т.А., Федоренко А.И., Краснолобов И.И. Формулы для оценки эффективной поверхности рассеяния узких канавок и сквозных зазоров // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. – 2018. – № 5.

[2] Басков К.М., Краснолобов И.И., Лебедев А.М., Семененко В.Н., Фурманова Т.А. Оценка интенсивности рассеяния узкими полыми щелями при учете адмиттанса внешней области // Современная электродинамика. – 2023. – № 6 (8).

ПОДАВЛЕНИЕ СОБСТВЕННЫХ ВОЛН НА ПЛОСКОЙ И ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТЯХ С ПОМОЩЬЮ ПОГЛОЩАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ

А.М. Лебедев, Т.А. Фурманова, А.Д. Семизбаев
ИТПЭ РАН

Актуальность задачи подавления поверхностных токов и связанных с ними волн, возникших в результате первичной дифракции и далее самостоятельно распространяющихся по металлическому рассеивателю – подавления traveling waves в терминах [1], – вытекает из необходимости уменьшать проявления эффектов вторичной дифракции. Действительно, вторичная дифракция приводит к повышению радиолокационной заметности объектов, ухудшает направленность и помехозащищенность антенных систем, способна нарушить электромагнитную совместимость приемо-передающих элементов конструкции (смотри, например, [2]).

Развивается подход к подавлению traveling waves как собственных волн. Самостоятельно распространяющиеся волны описываются как решения уравнения Гельмгольца с нулевой правой частью и, следовательно, представимы как в общем случае суперпозиция собственных волн объекта. Принципиально возможно, но во всяком случае на данный момент бесперспективно искать характеристики собственных волн (постоянную распространения и структуру) для разнообразия металлических рассеивателей. Поэтому в работе развиваются методы оценки характеристик собственных волн в частных случаях распространения низших (основных) собственных волн, движущихся вдоль металлических плоской и цилиндрической поверхностей в отсутствие и при наличии слоистого поглотителя постоянной толщины на поверхности.

Определение постоянных затухания собственных волн на плоских и цилиндрических поверхностях при нанесении на них поглотителя позволяет быстрее и эффективнее выполнить этап выбора параметров и геометрии поглощающих покрытий для достижения необходимых количественных показателей снижения излучения или приема паразитных сигналов в полосе частот. При этом исключается или значительно сокращается этап эмпирического подбора достаточно эффективного покрытия в сериях натурных и вычислительных экспериментов.

В данной работе оценки постоянных затухания собственных волн основного типа, распространяющихся вдоль плоской и цилиндрической поверхностей с поглощающим покрытием, были получены из численного решения соответствующих характеристических уравнений. Расчеты, выполненные с помощью программы электродинамического моделирования

FEKO, позволили проверить значения постоянных затухания по уменьшению амплитуды тока, связанного с волной, прошедшей через участок с покрытием.

ЛИТЕРАТУРА

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

[2] Лебедев А.М., Фурманова Т.А., Семененко В.Н., Семизбаев А.Д. Формирование приповерхностных максимумов излучения собственными волнами тонких металлических стержней // Современная электродинамика. – 2025. – Т. 4. – №6 (20). – С. 11-18.

[3] Feko, https://www.altair.com

РАЗРАБОТКА ПАКЕТА ПРОГРАММ ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИМ ОБЪЕКТОМ В ПРИБЛИЖЕНИИ ФИЗИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

А.М. Лебедев[1], И.С. Суюндуков[2]

[1]ИТПЭ РАН

[2]МФТИ

Преимуществами численного решения нестационарной задачи рассеяния по сравнению с монохроматической являются: 1) прослеживание изменения всех токов и полей во времени без решения системы линейных алгебраических уравнений большой размерности, 2) возможность определять эффективную поверхность рассеяния (ЭПР) объекта сразу на нескольких частотах по результатам решения одной задачи рассеяния достаточно широкополосного сигнала, 3) возможность выявить изменения спектра рассеянного сигнала из-за переотражений между поверхностями и взаимного смещения частей объекта со временем, 4) возможность рассчитать отклик не только на гармоническое, но и на другие воздействия, например, на облучение серией импульсов.

Процедура численного решения нестационарной задачи рассеяния металлическим объектом в приближении физической оптики развивается на основе решения соответствующей задачи треугольным элементом поверхности объекта. Для такой задачи найдено аналитическое решение, определяемое направлением прихода волны и зависимостью падающего поля от времени, задаваемой в начале системы координат, связанной с рассеивателем.

Аналитическое решение для треугольника представляет набор выражений для рассеянного поля в дальней зоне: 1) для случая рассеяния в направлении зеркального отражения луча, в теневом направлении и в малых угловых окрестностях этих направлений (максимумы ЭПР первого порядка), 2) в направлении, принадлежащем конусу дифракционных лучей вокруг одной из сторон треугольника, и в малой угловой окрестности этого направления (максимум ЭПР второго порядка), 3) в общем случае рассеяния вне указанных выше направлений максимумов ЭПР. На основе выражений для нестационарного поля рассеяния в дальней зоне в [1] показано, что в первом случае рассеянное треугольником поле определяется производной от падающего поля по времени, во втором случае край треугольника преимущественно ретранслирует падающее поле, а в третьем случае падающее поле определяется интегралом по времени от падающего сигнала.

Найдены и протестированы оптимальные пороговые условия для перехода с минимальными ошибками от вычислений рассеянного поля по одной формуле к вычислениям по другой формуле в окрестностях направлений рассеяния с максимальной интенсивностью, что особенно важно при оценке радиозаметности объектов.

В отличие от монохроматической задачи, для которой амплитуда поля рассеяния характеризуется единственным комплексным числом, зависимость от времени для поля, рассеиваемого треугольником, в общем случае состоит из пяти интервалов осцилляций. Интервалы соответствуют начальной, средней и конечной части временно́й зависимости поля в точке наблюдения. Они связаны с расширением части треугольника, участвующей в формировании рассеянного поля, начиная с некоторой вершины, далее с рассеянием в установившемся режиме и, наконец, с сокращением части треугольника, вносящей вклад в рассеянное поле, начиная с той же вершины. При переходе между интервалами рассеянное поле меняется непрерывно, но амплитуда, фаза и постоянная составляющая осцилляций меняются скачком. Характер эволюции во времени поля, рассеянного треугольником, говорит о преобладающей роли окрестностей его вершин в формировании временно́го отклика.

Точность расчетов во временно́й области с помощью разрабатываемого пакета программ была продемонстрирована проверкой совпадения амплитуды осцилляций рассеянного треугольником поля в установившемся режиме при облучении его достаточно длительным радиоимпульсом с высокочастотным заполнением и поля рассеяния, полученного из решения монохроматической задачи с помощью пакета для электродинамического моделирования [2] на частоте заполнения радиоимпульса. Для разрабатываемой процедуры расчета во временно́й области проверка являлась весьма ко́мплексной, поскольку при получении амплитуды осцилляций рассеянного поля в установившемся режиме необходимо было правильно проследить три скачка амплитуды, фазы и постоянной составляющей осцилляций.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Ландау Л., Лифшиц Е. Теория поля. – М.: Наука, 1973.
[2] FEKO, https://www.altair.com

РЕЗОНАНСЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ ФОНОННЫХ ПОЛЯРИТОНОВ В ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ ЦИЛИНДРОВ ИЗ 6H-SIC, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ

Н.Д. Анютин

АНО ВО «РосНОУ»

Начиная с середины XX века наблюдается значительный интерес к исследованию взаимодействия электромагнитных волн со структурами, относительная диэлектрическая проницаемость которых принимает отрицательные значения [1]. В таких средах на границах раздела возникают поверхностные волны: в металлах – поверхностные плазмоны [2], в полупроводниках – поверхностные фононные поляритоны [3]. С точки зрения волновых процессов данные явления являются аналогичными. Они находят активное применение в наноэлектронике [2] и медицине [4].

Рассматривается двумерная задача дифракции цилиндрической H-поляризованной электромагнитной волны на гексагональной решетке идентичных цилиндров (геометрия представлена на рисунке 1) из 6H-SiC в инфракрасном диапазоне (10,3 мкм $< \lambda <$ 12,0 мкм), где относительная диэлектрическая проницаемость материала отрицательна [5, 6].

Задача сводится к нахождению решения уравнения Гельмгольца, удовлетворяющего граничным условиям непрерывности полей и их нормальных производных на поверхности цилиндров, а также условию Зоммерфельда [7]. Для численного решения применяется метод дискретных источников (МДИ) [6, 8] при временной зависимости $\exp(i\omega t)$.

С использованием МДИ рассчитаны частотные зависимости нормированного поперечника рассеяния и компоненты поля Hz в точке на поверхности цилиндра. Представлено распределение компоненты поля Hz вблизи структуры. Исследовано влияние геометрических параметров на несимметричное возбуждение кластера.

В качестве примера приведены карты амплитуд компоненты поля Hz в ближней зоне при резонансных длинах волн λ. Параметры расчета: r_0 = 50 нм, φ_0 = 0 (координаты источника), a = 0,5 μм. Соответствие между рисунками и длиной волны λ: рисунок 2 – λ = 10,758 мкм (малые потери), рисунок 3 – λ = 10,669 мкм (реальные потери), рисунок 4 – λ = 10,669 мкм (малые потери).

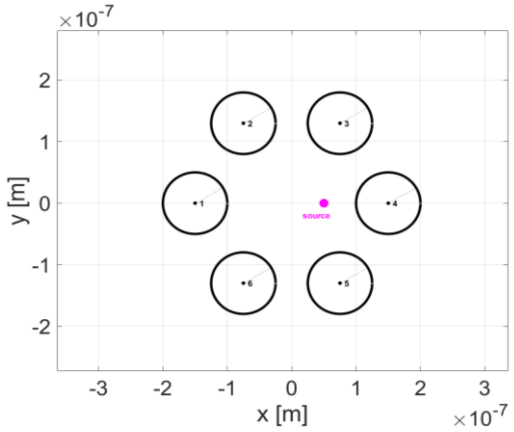


Рис.1

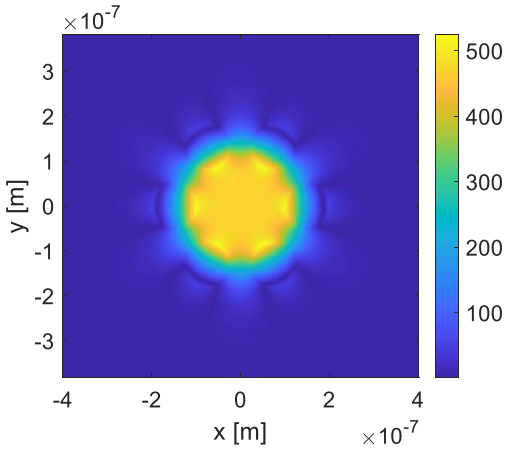


Рис.2

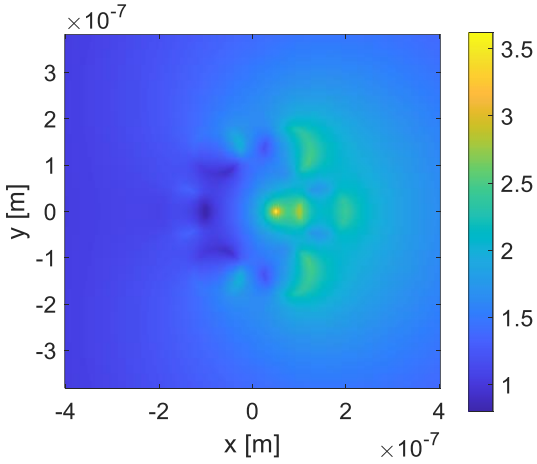


Рис.3

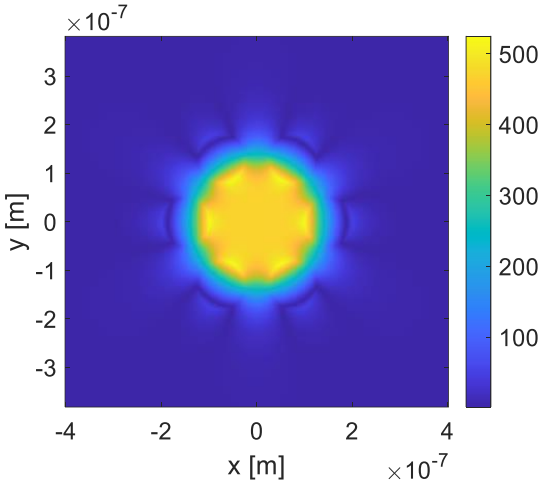


Рис. 4

ЛИТЕРАТУРА

[1] Tamir T., Oliner A.A. // Proc. IEEE. – 1963. – V. 55. – No. 2. – P. 317-332.

[2] Климов В.В. Наноплазмоника – Москва: Физмалит, 2009. – 480 с.

[3] Агранович В.М., Миллс Л. Поверхностные поляритоны: электромагнитные волны на поверхностях и границах сред. – М.: Наука, 1985. – 525 с.

[4] Guo Jianfeng, et al. Gold nanoparticles enlighten the future of cancer theranostics // International journal of nanomedicine. – 2017. – P. 6131-6152.

[5] Wang T. et al. // Nano letters. – 2013. – V. 13. – No. 11. – P. 5051-5055.

[6] Aniutin N.D. // Opt. Com. – 2024. – V. 560. – P. 130454.

[7] Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. – Москва, Ленинград: Энергия,1967. – 376 с.

[8] Кюркчан А.Г., Смирнова Н.И. Математическое моделирование в теории дифракции с использованием априорной информации об аналитических свойствах решения. – Москва: Медиа Паблишер, 2014. – 226 с.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ МНИМОЙ ЧАСТИ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ИЗ ПЕТЕЛЬ МАГНИТНОГО ГИСТЕРЕЗИСА

П.А. Зезюлина, П.А. Иванов, Д.А. Петров, С.С. Маклаков, А.О. Ширяев, К.Н. Розанов

ИТПЭ РАН

При анализе частотных зависимостей СВЧ магнитной проницаемости важной задачей является определение положения и вида пика магнитных потерь, обусловленного естественным ферромагнитным резонансом (ЕФМР), поскольку именно частота ЕФМР ограничивает рабочий диапазон магнетика. В данной работе для анализа СВЧ магнитной проницаемости предложен метод расчета частотной зависимости мнимой части магнитной проницаемости из петель магнитного гистерезиса.

В реальных магнетиках может наблюдаться распределение полей анизотропии по величине. Известно, что функция распределения полей анизотропии $P(H_a)$ может быть рассчитана из петли гистерезиса, измеренной в направлении трудной оси [1]:

$$P(H_a) = -H\frac{d^2 m}{dH^2}, \qquad (1)$$

где $m = M/M_0$, M – намагниченность, M_0 – намагниченность насыщения, H – внешнее поле, H_a – поле анизотропии. Так как каждому полю анизотропии соответствует некоторый магнитный момент, имеющий собственную частоту резонанса $f_{рез}$, распределение полей анизотропии может быть пересчитано в распределение резонансных частот $G(f_{рез})$:

$$G(f_{рез}) = P(H_a(f_{рез}))\frac{dH_a}{df_{рез}}. \qquad (2)$$

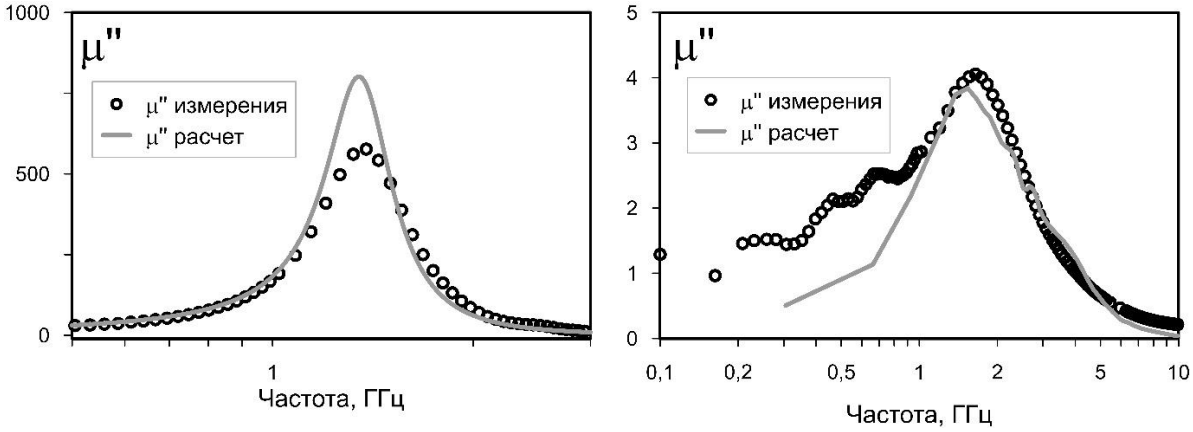
Для перехода от распределения резонансных частот к частотной зависимости мнимой части магнитной проницаемости $\mu''(f)$ мы предполагаем, что пик магнитных потерь представляет собой совокупность высокодобротных резонансов, не влияющих друг на друга. Для нормировки частотной зависимости магнитных потерь используется интегральная формула Аше [2]. В результате для частотной зависимости мнимой части магнитной проницаемости получаем

$$\mu''(f) = \frac{\pi}{2}(\gamma 4\pi M_0)^2 \frac{G(f_{рез})}{f_{рез}}. \qquad (3)$$

Разработанный метод позволяет количественно выделить вклад ферромагнитного резонанса в СВЧ магнитную проницаемость ферромагнетика и был апробирован для анализа пленочных и композитных магнитных материалов различного типа. Для всех исследованных материалов зависимости мнимой части магнитной проницаемости,

полученные по формуле (3), находятся в хорошем согласии с результатами СВЧ измерений.

На рисунке 1(а) представлено сравнение результатов расчета частотной зависимости мнимой части магнитной проницаемости с измеренными значениями, полученными для пленки супермаллоя толщиной 0,2 мкм на гибкой подложке. Рассчитанная зависимость демонстрирует хорошее согласие с результатами СВЧ измерений.



(а) (б)

Рисунок 1 – Частотные зависимости мнимой части магнитной проницаемости, полученные из СВЧ измерений (символы) и рассчитанные из петель гистерезиса (линии): (а) пленка супермаллоя на гибкой подложке; (б) композит с включениями в виде пластинчатых частиц супермаллоя

Измеренная частотная зависимость мнимой части магнитной проницаемости композита с включениями в виде пластинчатых частиц супермаллоя толщиной 0,6 мкм показана на рисунке 1(б). Она характеризуется наличием магнитных потерь в низкочастотной области, что может быть связано с возникновением вихревых токов или доменной структуры в частицах супермаллоя большой толщины. Сравнение с результатами расчета из магнитостатических данных подтверждает, что низкочастотные потери не связаны с ЕФМР.

Предложенный метод позволяет определить положение пика магнитных потерь, обусловленных ЕФМР, что может быть использовано при интерпретации частотных зависимостей магнитной проницаемости более сложного вида, обусловленного вкладами других физических механизмов в магнитные потери.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Barandiaran J.M., et. al. // IEEE Trans.Magn. – 1989. – V. 25. – P. 3330.
[2] Acher O., Adenot A.L. // Phys. Rev. B. – 2000. – V. 62. – P. 11324.

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК НА ОСНОВЕ ОДНОПОРТОВОЙ ПОЛОСКОВОЙ МЕТОДИКИ

П.А. Иванов, Д.А. Петров, П.А. Зезюлина, А.В. Осипов, А.О. Ширяев, К.Н. Розанов

ИТПЭ РАН

Развитие методов измерения СВЧ магнитной проницаемости тонких магнитных пленок продолжается уже несколько десятилетий и остается актуальным направлением исследований [1–3]. В качестве измерительных ячеек широко применяются полосковые линии передачи благодаря их технологической простоте и вариативности, а также возможности измерения пленок прямоугольной геометрии без жестких требований к размерам и параметрам подложки. Однако, несмотря на длительную историю развития, точность полосковых методик остается ограниченной, а их рабочий диапазон частот, как правило, не превышает 10 ГГц и часто ограничивается размерным резонансом на длине измерительной ячейки и исследуемого образца [1]. Основные ограничения обусловлены систематическими погрешностями, связанными с недостатком точности калибровки измерительной системы, а также использованием упрощенных моделей при обработке данных.

В работе предложен способ повышения точности измерения СВЧ магнитной проницаемости тонких магнитных пленок для однопортовой полосковой методики относительно существующих аналогов [1]. Усовершенствование достигается за счет повышения точности калибровки и повышения точности учета диэлектрической проницаемости пленки на подложке. Для учета влияния диэлектрической проницаемости образец помещается в сильное постоянное магнитное поле, создаваемое катушками Гельмгольца, с последующим определением значения остаточной статической магнитной проницаемости пленки. Повышение точности калибровки достигается за счет использования комбинации из калибровки по смещающемуся короткозамыкающему эталону [4] и нормировок на измерение пустой ячейки, что необходимо для учета влияния оставшейся систематической погрешности.

Внешний вид используемой полосковой измерительной ячейки с подвижной короткозамыкающей стенкой представлен на рисунке 1. Эффективность предложенного подхода продемонстрирована на примере измерения магнитной проницаемости пленки супермаллоя толщиной 160 нм [5] (рисунок 2). Достоверность результатов подтверждена сравнением с данными, полученными при измерении коаксиальной методикой [6]. Важно отметить,

что коаксиальная методика чувствительна к магнитострикционным эффектам ввиду шайбообразной формы образца. Однако используемая пленка супермаллоя характеризуется крайне низкой магнитострикцией, что позволяет пренебречь ее влиянием и считать сравнение корректным.

Рисунок 1 – Внешний вид полосковой измерительной ячейки

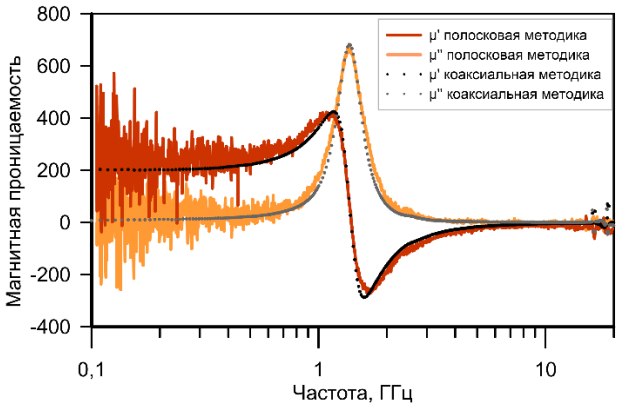


Рисунок 2 – Частотная зависимость магнитной проницаемости пленки супермаллоя толщиной 160 нм

На низких частотах погрешность полосковой методики обусловлена уровнем случайной ошибки измерения коэффициента отражения, а на высоких частотах точность ограничивается, главным образом, стабильностью измерительной системы и качеством калибровки. Таким образом, выполнение полной калибровочной процедуры, позволяющей учесть неоднородность в области коаксиально-полоскового перехода, и корректный учет диэлектрической проницаемости позволяют увеличить рабочий частотный диапазон полосковой методики и существенно снизить влияние размерных резонансных эффектов, обусловленных конечной длиной измерительной ячейки и образца.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Li X.L., et al. // Chin. Phys. B. – 2019. – V. 28. – No. 9. – P. 097504.
[2] Tamaru S. // Magnetic Measurement Techniques for Materials Characterization. – Cham : Springer Int. Publ. – 2021. – P. 407-430.
[3] Maksymov I.S., et al. // Phys. E Low-Dimens. Syst. Nanostruct. – 2015. – V. 69. – P. 253-293.
[4] Hanson G.W., et al. // IEEE Trans. Instrum. Meas. – 2002. – V. 42. – No. 3. – P. 740-745.
[5] Maklakov S.S., et al. // J. Alloys Compd. – 2021. – V. 854. – P. 157097.
[6] Shiryaev A.O., et al. // J. Magn. Magn. Mater. – 2019. – V. 477. – P. 329-333.

АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕЗИСТИВНО-НАГРУЖЕННОГО ПОГЛОТИТЕЛЯ

И.В. Стенищев, П.А. Иванов
ИТПЭ РАН

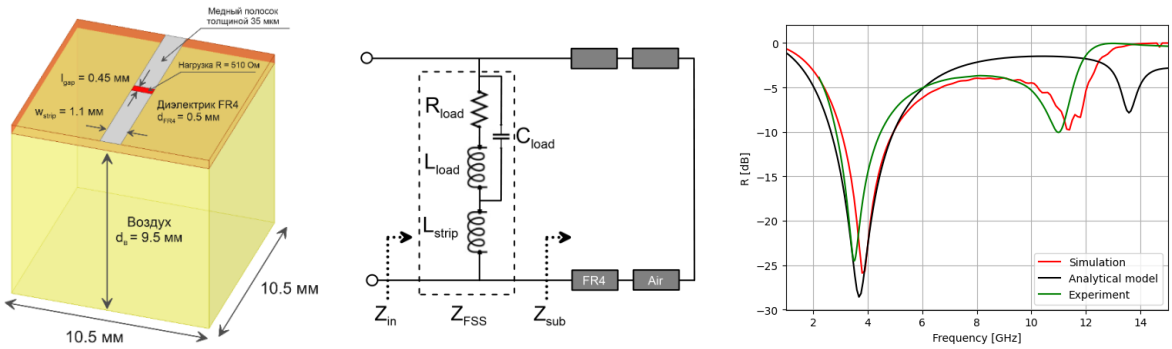
Получение широкополосного поглощения с сохранением низкого профиля коэффициента отражения является сложной задачей, решение которой представляет интерес для снижения ЭПР, борьбы с электромагнитными помехами и организации беспроводной связи. Расширение полосы при заданном уровне поглощения, а также уменьшение толщины материала являются взаимно конкурирующими требованиями, что математически иллюстрируется теорией Розанова [1]. Достижение сверхширокополосности возможно с помощью активных метаматериалов – частотно-селективных поверхностей, нагруженных активными элементами для реализации согласования входного импеданса, где в качестве включений могут использоваться конверторы отрицательного импеданса. В данной работе рассмотрен ключевой этап при разработке сверхширокополосного поглотителя – построение аналитической модели. Правильный выбор подходов для описания таких структур позволит на этапе проектирования подбирать компоненты и материалы для реализации сверхширокополосности, опираясь на физические ограничения элементов поглотителя, включая пассивную и активную нагрузку. В работе рассмотрено несколько подходов для описания входного импеданса частотно-селективных структур, нагруженных пассивными или активными элементами.

В качестве отправной точки для построения аналитической модели в работе используется частотно-селективная поверхность, состоящая из проводящих полосков (рисунок 1(а)). В этом случае структура является индуктивной, когда расстояние между полосками меньше длины волны. Частотно-селективный экран выполнен из фольгированного диэлектрика. Входной импеданс двухслойной подложки (диэлектрик + воздух) рассчитан по рекуррентной формуле [2] и учтен в эквивалентной цепи. В предложенной цепи (рисунок 1(б)) могут быть учтены паразитные эффекты, возникающие при изготовлении изделия.

Верификация построенной модели выполнена с помощью численного расчета. Предложенный поглотитель с частотно-селективной поверхностью рассмотрен в качестве двухпортовой цепи, где *порт 1* – волновой порт, а *порт 2* – сосредоточенный порт, имитирующий нагрузку. Коэффициент отражения от *порт 1* выражается с помощью формулы Мейсона [3] через S-параметры и коэффициент отражения от *порт 2*:

$$\mathbf{R}_{port_1} = S_{11} + \frac{\mathbf{S}_{12}\mathbf{S}_{21}\mathbf{R}_{port_2}}{\mathbf{1} - \mathbf{S}_{22}\mathbf{R}_{port_2}}. \quad (1)$$

При условии минимального коэффициента отражения ($\mathbf{R}_{port_1}$ = 0) получим выражение для расчета нагрузки, необходимой для полного согласования. Практическая реализация полученной частотной зависимости импеданса нагрузки в широкой полосе частот является трудной задачей. Сложность заключается в необходимости достижения отрицательного наклона реактивности нагрузки по отношению к частоте. В данной работе в качестве согласующей нагрузки использован резистор номиналом 510 Ом.



а) б) в)

Рисунок 1 – (а) элементарная ячейка метаматериала (метаатом),
(б) эквивалентная схема,
(в) коэффициент отражения ЭМ волны от пассивного поглотителя

Расчет импеданса, необходимого для полного согласования, показал наличие двух резонансов (*ImZ = 0*) в полосе частот 1 – 15 ГГц. При использовании резистора в качестве нагрузки можно добиться снижения профиля отражения в области этих частот.

Для экспериментальной проверки полученной аналитической модели изготовлен образец размером 20×20 элементов. Проведенный эксперимент с высокой точностью подтвердил результаты численного и аналитического расчетов (рисунок 1(в)).

ЛИТЕРАТУРА

[1] Rozanov K.N. // IEEE Trans. Antennas Propag. – 2002. – P. 1230-1234.

[2] Бреховских Л.М. // Волны в слоистых средах. – 1973. – 343 С.

[3] Pozar D.M. // Microwave Engineering. – 2012. – P. 194-202.

ПРИМЕНЕНИЕ «КРИТЕРИЯ СКИН-ЭФФЕКТА» ДЛЯ АНАЛИЗА СВЧ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

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

При разработке устройств для СВЧ применений важной задачей является создание композитных материалов с максимально возможной магнитной проницаемостью. Скин-эффект оказывает сильнейшее влияние на СВЧ магнитную проницаемость композитных материалов при размерах включений, больших глубины скин-слоя. Часто количественный учет влияния скин-эффекта затруднен, т.к. проводимость и размер включений если и известны, то лишь приблизительно. Также вызывает трудности определение того, связан ли наблюдаемый низкочастотный пик магнитных потерь со скин-эффектом или, например, с движением доменных границ.

Для решения перечисленных проблем может быть применен «критерий скин-эффекта» [1], использующий равенство:

$$\mu''/\left(\mu'^2 f\right) = K_\delta a^2 \sigma, \qquad (1)$$

где K_δ – константа, зависящая от формы частицы, σ – проводимость материала, a – размер включений. Применение критерия состоит в расчете левой части (1) на частотах ниже пика магнитных потерь по измеренным значениям комплексной магнитной проницаемости. Считается, что пока полученная величина не зависит от частоты, скин-эффект является основным механизмом потерь, обуславливая появление наиболее низкочастотного из пиков магнитных потерь.

В работе рассмотрена возможность количественного учета скин-эффекта и анализа измеряемого спектра магнитной проницаемости с помощью «критерия скин-эффекта». Оценено влияние ФМР и разброса размеров включений в композите на правую часть критерия (1). Предложен метод интерпретации физических механизмов, вызывающих появление измеряемых магнитных потерь, по частотной зависимости левой части «критерия скин-эффекта». Метод применен к композитным материалам, наполненным включениями из карбонильного железа.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 25-19-00393).

ЛИТЕРАТУРА

[1] Liao S.B. Ferromagnetic Physics // Science. – 2000. – V. 3. – P. 17.

РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ КАПСУЛИРОВАНИЯ МАГНИТОМЯГКИХ МАТЕРИАЛОВ ПОЛИ-ПАРА-КСИЛИЛЕНОМ

А.В. Киселев, А.В. Глущенков, А.В. Гусев, С.А. Косицын, Д.И. Суров, А.В. Артёмова

ИТПЭ РАН

Современное развитие высокочастотной электроники требует создания новых магнитомягких композиционных материалов с управляемыми электрофизическими параметрами, прежде всего с заданными значениями комплексной магнитной и диэлектрической проницаемостей. Применение поли-пара-ксилилена для капсулирования магнитомягких материалов открывает возможности для конструирования таких материалов благодаря методу химического осаждения из газовой фазы (CVD), позволяющему формировать сверхтонкие конформные покрытия с низкой диэлектрической проницаемостью.

В рамках настоящей работы была спроектирована специализированная вакуумная установка, адаптированная для равномерного нанесения покрытий на порошковые материалы. С целью отработки параметров сублимации и пиролиза поли-пара-ксилеленом в качестве модельной системы были использованы стеклянные микросферы. Полученные результаты по оптимизации режимов полимеризации в созданном реакторе закладывают основу для перехода к капсулированию магнитомягких материалов и дальнейшего исследования влияния нанесенного диэлектрического слоя на электрофизические параметры композита.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СКИН-ЭФФЕКТА НА ЧАСТОТНУЮ ЗАВИСИМОСТЬ СВЧ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

Н.А. Бузников, А.В. Осипов, И.В. Комаров, С.А. Маклаков, С.С. Маклаков, К.Н. Розанов, А.О. Ширяев

ИТПЭ РАН

Вследствие высокой проводимости ферромагнитных пленок скин-эффект может оказывать существенное влияние на их динамическую магнитную проницаемость $\mu = \mu' + i\mu''$. В результате влияния вихревых токов с ростом толщины пленки пик частотной зависимости мнимой части магнитной проницаемости, связанный со скин-эффектом, располагается ниже частоты естественного ферромагнитного резонанса (ФМР). В общем случае частотный спектр магнитной проницаемости имеет сложную форму, обусловленную ФМР и скин-эффектом, которая определяется соотношением между частотой ФМР f_{res} и частотой скинирования f_δ [1]:

$$f_\delta = c^2 / 8\sigma\mu_S d^2 . \qquad (1)$$

Здесь c – скорость света в вакууме; σ, μ_S и d – удельная проводимость, статическая магнитная проницаемость и толщина пленки соответственно.

В работе получены простые аналитические выражения для частотной зависимости динамической магнитной проницаемости пленок в случаях слабого и сильного скин-эффекта. Предполагалось, что собственная магнитная проницаемость материала может быть представлена законом частотной дисперсии Лоренца.

При слабом скин-эффекте ($p = f_\delta / f_{res} \geq 1$) наблюдается увеличение ширины пика мнимой части магнитной проницаемости. При $\mu_S >> 1$ частотная зависимость магнитной проницаемости пленки имеет следующий вид:

$$\mu = \frac{\mu_S}{1 - i\beta_1 (f / f_{res}) - (f / f_{res})^2} , \qquad (2)$$

$$\beta_1 = \beta + \pi^2 / 12p . \qquad (3)$$

Здесь β – фактор затухания. Последнее слагаемое в (3) отвечает за увеличение ширины пика мнимой части магнитной проницаемости.

При сильном скин-эффекте ($p = f_\delta / f_{res} << 1$) действительная часть магнитной проницаемости μ' существенно уменьшается при частотах ниже частоты ФМР, а частотный спектр мнимой части магнитной проницаемости μ'' расщепляется на два пика. Частотная зависимость динамической магнитной проницаемости может быть описана суммой двух резонансов Лоренца:

$$\mu = \frac{2A\mu_S}{1 - i(f/f_\delta) - (f/f_{res})^2} + \frac{(1-2A)\mu_S}{1 - i\beta_2(f/f_{res}) - (f/f_{res})^2}, \quad (4)$$

$$A = \mathrm{Im}\left[\frac{\mathrm{th}\{(1-i)(\pi^2/8)^{1/2}\}}{(1-i)(\pi^2/8)^{1/2}}\right] \approx 0.42, \quad \beta_2 = \frac{1-2A}{(2/\pi)(p/\beta)^{1/2} - 2pA}. \quad (5)$$

Результаты аналитических расчетов с использованием выражений (2) и (4) хорошо согласуются с результатами моделирования при помощи общего выражения для учета скин-эффекта в пленках. При этом полученные соотношения имеют более простой и наглядный вид, что делает их удобными для анализа экспериментальных результатов.

Экспериментальные исследования влияния скин-эффекта на СВЧ магнитную проницаемость проводились для нанокристаллических пленок Fe–N [2] и аморфных пленок CoFeB [3] различной толщины. Толщина полученных пленок измерялась лазерным интерферометром, а также определялась по массе пленки и по контролю ее поперечного сечения с помощью сканирующей электронной микроскопии. Удельное сопротивление пленок измерялось при помощи четырехзондового метода.

Результаты расчетов частотной зависимости динамической магнитной проницаемости пленок удовлетворительно описывают экспериментальные данные. Установлено, что для пленок Fe–N толщиной менее 750 нм вклад скин-эффекта в частотную зависимость магнитной проницаемости мал. Проведенный анализ частотной зависимости магнитной проницаемости пленок CoFeB показал, что выхода намагниченности из плоскости не происходит для пленок толщиной до 1400 нм включительно. Увеличение ширины пика мнимой части магнитной проницаемости с ростом толщины пленок CoFeB обусловлено скин-эффектом.

Исследование выполнено за счет средств гранта РНФ № 25-19-00393.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Rozanov K.N., Koledintseva M.Y. Application of generalized Snoek’s law over a finite frequency range: A case study // Journal of Applied Physics. – 2016. – V. 119. – P. 073901.

[2] Iakubov I.T. et. al. A contribution from the magnetoelastic effect to measured microwave permeability of thin ferromagnetic films // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2012. – V. 324. – P. 3385-3388.

[3] Buznikov N.A. et. al. Thickness effect on microwave permeability of CoFeB films on flexible substrate // Magnetism. – 2025. – V. 5. – P. 30.

ЗАВИСИМОСТЬ СТАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ОТ ТОЛЩИНЫ ПЛЕНОК $Fe_{70}Co_{30}$

И.В. Комаров, Н.А. Бузников, П.А. Иванов, П.А. Зезюлина, А.В. Осипов, С.А. Маклаков, С.С. Маклаков, А.О. Ширяев, К.Н. Розанов, А.Н. Лагарьков
ИТПЭ РАН

Пленки сплава FeCo являются перспективными для СВЧ приложений, так как среди магнитных материалов этот сплав обладает самой высокой намагниченностью насыщения [1]. Однако взаимосвязь между магнитными и СВЧ свойствами пленок FeCo не была систематически изучена. Известно, что частотная зависимость СВЧ магнитной проницаемости, доменная структура и поле анизотропии существенно зависят от толщины ферромагнитных пленок. В частности, с увеличением толщины пленок может наблюдаться снижение СВЧ магнитных свойств, связанное с выходом намагниченности из плоскости пленки [2] или со скин-эффектом [3].

В работе исследовано влияние толщины пленок $Fe_{70}Co_{30}$ на их статические и динамические магнитные свойства. Пленки были получены при помощи магнетронного распыления с осаждением на гибкую подложку из лавсана толщиной 12 мкм. Была получена серия образцов пленок с толщиной 110 до 1100 нм.

Петли гистерезиса пленок измерялись с помощью вибрационного магнитометра при комнатной температуре в диапазоне полей ±3,5 кЭ. СВЧ магнитная проницаемость пленок была измерена при помощи коаксиальной линии в диапазоне частот от 0,1 до 10 ГГц. Для пленки толщиной 1100 нм были также проведены измерения частотной зависимости магнитной проницаемости в полосковой измерительной ячейке.

Для исследования влияния магнитной анизотропии на СВЧ свойства из каждой пленки были изготовлены четыре образца. Пленку разрезали на полоски, ориентированные в двух взаимно перпендикулярных направлениях (направления *v* и *h*). В скрученном образце появляется дополнительный вклад в магнитную анизотропию, обусловленный магнитоупругим эффектом. Для анализа магнитоупругого эффекта для каждой пленки исследовались два образца, намотанных слоем металла внутрь и наружу (образцы *i* и *o*).

Измеренная намагниченность насыщения для всех пленок составляет 2,45 Т. Для образцов *v* и *h* коэрцитивная сила достигает максимума порядка 130 Э при толщине пленки 550 нм. Оценки, полученные из измеренных петель гистерезиса, показывают, что поле магнитной анизотропии монотонно возрастает от 120 до 930 Э при увеличении толщины пленки от 110 до 1100 нм. Анализ магнитостатических данных показывает, что в пленках FeCo, начиная с толщины 280 нм, проявляются особенности,

характерные для пленок с перпендикулярной анизотропией, и пленки имеют большие значения поля насыщения.

Измеренные с помощью коаксиальной методики частотные зависимости магнитной проницаемости аппроксимировались суперпозицией двух резонансов Лоренца. Рассчитанные значения параметра Аше для скруток *h* уменьшаются с 0,9 до 0,1 при увеличении толщины пленок с 110 до 1100 нм, что также указывает на частичный выход вектора намагниченности из плоскости пленки. В то же время для скруток *v* параметр Аше слабо возрастает с толщиной пленки. Это обстоятельство, по-видимому, связано с изменением направления легкой оси при росте толщины пленок, что приводит к увеличению числа магнитных моментов, участвующих в прецессии для скруток *v*.

Результаты измерений пленки толщиной 1100 нм в полосковой измерительной ячейке находятся в хорошем согласии с частотными зависимостями магнитной проницаемости, полученными с использованием коаксиальной методики для скруток *i* и *o*. При этом для скруток *i* и *o* различия в СВЧ магнитной проницаемости минимальны, что подтверждает слабое влияние магнитоупругих эффектов в толстых пленках FeCo.

Проведен анализ влияния скин-эффекта на динамические магнитные свойства пленок. Оценки показали, что скин-эффект слабо влияет на частотную зависимость магнитной проницаемости для значений толщины пленки менее 1100 нм. Скин-эффект проявляется только в скрутках *v* пленок толщиной 1100 нм, так как эти скрутки имеют высокие значения статической магнитной проницаемости. Проведенное моделирование позволило удовлетворительно описать наблюдавшуюся в эксперименте частотную зависимость мнимой части магнитной проницаемости с двумя ярко выраженными пиками.

Исследование выполнено за счет средств гранта РНФ № 25-19-00393.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Sundar R.S., Deevi S.C. Soft magnetic FeCo alloys: alloy development, processing, and properties // Int. Mater. Rev. – 2005. – V. 50. – P. 157-192.

[2] Buznikov N.A., Lagarkov A.N., Maklakov S.A., Maklakov S.S., Osipov A.V., Rozanov K.N., Zezyulina P.A. Analysis of relationship between microwave magnetic properties and magnetic structure of permalloy films // Sensors. – 2024. – V. 24. – P. 6165.

[3] van de Riet E., Roozeboom F. Ferromagnetic resonance and eddy currents in high-permeable thin films // J. Appl. Phys. – 1997. – V. 81. – P. 350-354.

ПОКРЫТИЯ СО СЛОЖНОЙ СТРУКТУРОЙ В ЗАДАЧАХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО РАССЕЯНИЯ НА ПОЛОСТЯХ И КРОМКАХ

В.Н. Кисель, А.С. Маслов, А.В. Осипов, А.О. Ширяев, С.С. Маклаков
ИТПЭ РАН

Проблема уменьшения толщины и удельного веса радиопоглощающих покрытий (РПП) продолжает оставаться актуальной, особенно если речь идет о низкочастотной части СВЧ диапазона, когда частота поля составляет от сотен МГц до единиц ГГц. На этих частотах работает большое количество связных и навигационных бортовых систем, а также целое семейство радиолокационных средств. Применение в составе элементов конструкции летательных аппаратов эффективных легких РПП с целью уменьшения полей рассеяния позволило бы значительно улучшить электромагнитную совместимость антенно-фидерного оборудования, повысить его помехозащищенность, улучшить иные радиотехнические характеристики. Снижение веса покрытий и улучшение их эффективности можно получить в результате усложнения их внутренней структуры. Такие покрытия разрабатываются в ИТПЭ РАН, однако остается не до конца решенным вопрос об оптимальном выборе их геометрических и электродинамических параметров для конкретных условий работы.

Традиционно РПП характеризуются своим коэффициентом отражения (отношением амплитуд падающей и отраженной плоских волн, когда РПП нанесено на бесконечную проводящую плоскость). Однако зачастую РПП располагается на искривленной поверхности, в полости или в областях, примыкающих к нерегулярностям, таким как кромки, щели. Исследования показали, что в этих случаях рационально оптимизировать не коэффициент отражения, а поверхностный импеданс покрытия. Поверхностный импеданс вычисляется как отношение касательных компонент электрического и магнитного полей на поверхности РПП и определяет условия согласования, т.е. эффективность передачи и последующего поглощения энергии электромагнитной волны в объеме радиопоглощающего материала покрытия. В докладе рассмотрены примеры расчетов коэффициентов отражения и значений поверхностного импеданса различных покрытий, проводится сопоставление этих параметров и эффективности ослабления вторичного излучения при размещении РПП на внутренних стенках полостей или вблизи металлической кромки. Определены ориентировочные значения геометрических и электродинамических параметров перспективных радиопоглощающих материалов, достижение которых позволит ожидать высокой эффективности работы покрытий.

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ДЛИННЫХ ПОЛОСТЕЙ

А.С. Маслов, В.Н. Кисель
ИТПЭ РАН

Отражение электромагнитной волны от полостей – классическая задача, решение которой имеет важное значение для многих приложений. В литературе чаще всего рассматриваются металлические полости, однако известно, что характеристики рассеяния электромагнитной волны от полостей зависят от параметров покрытий их внутренних стенок.

Обычно (например, при решении вопросов электромагнитной совместимости) задача состоит в том, чтобы уменьшить рассеяние электромагнитной волны, и с этой целью на внутреннюю поверхность полости наносят радиопоглощающее покрытие. Оптимальный выбор параметров материалов, входящих в состав покрытия, представляет собой непростую задачу. Например, известно, что выбор свойств покрытия стенок полости на основе чисто геометрооптических представлений может не дать оптимальных результатов при реальных соотношениях размеров канала полости и длины волны. Объясняется это особенностями распространения электромагнитной волны в полости, в частности, сложными дифракционными эффектами. Более того, наши исследования показали, что существуют ситуации, когда нанесение поглощающего покрытия приводит к обратному результату, а именно к увеличению уровня рассеянного поля в отдельных секторах облучения/наблюдения. Интересно, что данный эффект отчетливо проявляется в слабоискривленных полостях круглого поперечного сечения, однако если рассмотреть эту же задачу для полости с прямоугольным сечением, то аномального повышения уровня рассеянного поля не происходит.

В докладе представлены расчеты характеристик рассеяния удлиненных полостей с круглым и квадратным поперечным сечением, в том числе со слабой кривизной продольной оси. Проводится анализ эффекта повышенного обратного рассеяния для полостей с круглым поперечным сечением, предлагается объяснение этого явления на основе представлений о фокусировке полей внутри полости с учетом того обстоятельства, что криволинейная стенка полости может работать как вогнутое фокусирующее зеркало, параметры фокусировки которого зависят от электрофизических свойств нанесенного покрытия. Исследуется зависимость степени проявления эффекта от поляризации электромагнитной волны и иных параметров задачи.

СОДЕРЖАНИЕ

1. **ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ НА ТЕЛАХ С КОНЕЧНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ И.С. Хузин, Д.А. Коняев,** МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, ИТПЭ РАН …….. **3**
2. **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛИСАХАРИДНЫХ МАРКЕРОВ ГРИБКОВЫХ ИНФЕКЦИЙ МЕТОДОМ ГКР Ю.Ю. Звягина, Р.С. Сафиуллин, А.С. Набоко, В.И. Полозов, М.В. Седова, И.А. Богинская, И.А. Рыжиков, В.Б. Крылов, Н.Э. Нифантьев, А.М. Мерзликин, А.Н. Лагарьков,** ИТПЭ РАН, МФТИ, МГТУ им. Н.Э. Баумана, ИОХ РАН ……..…… **4**
3. **ДИФФЕРЕНЦИАЦИЯ ЛИНЕЙНЫХ ОЛИГОГЛЮКОЗИДОВ, СТРУКТУРНО СВЯЗАННЫХ С ЦИКЛИЧЕСКИМ β-(1→2)-d-ГЛЮКАНОМ BRUCELLA, МЕТОДОМ ГИГАНТСКОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ С.И. Гудков, Н.С. Фролов, А.С. Набоко, В.И. Полозов, М.В. Седова, И.А. Богинская, И.А. Рыжиков, В.Б. Крылов, А.Н. Кузнецов, Н.Э. Нифантьев, А.М. Мерзликин,** ИТПЭ РАН, МФТИ, МГТУ им. Н.Э. Баумана, ИОХ РАН ..…. **6**
4. **КОЛИЧЕСТВЕННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОЛИГОГЛЮКОЗИДОВ И ЦИКЛИЧЕСКОГО β-(1→2)-D-ГЛЮКАНА ПО ИХ ГКР-СПЕКТРАМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ Н.С. Фролов, С.И. Гудков, А.С. Набоко, В.И. Полозов, М.В. Седова, И.А. Богинская, И.А. Рыжиков, В.Б. Крылов, А.Н. Кузнецов, Н.Э. Нифантьев, А.М. Мерзликин,** ИТПЭ РАН, МФТИ, МГТУ им. Н.Э. Баумана, ОХ РАН …... **8**
5. **УСТОЙЧИВАЯ МНОГОКЛАССОВАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ ГКР-СПЕКТРОВ МИКРООРГАНИЗМОВ ЧЕРЕЗ ПОПАРНОЕ ОБУЧЕНИЕ И STACKED OVR Р.Р. Сафиуллин, З.М. Шибзухов, Т.А. Терентьев, А.С. Набоко, В.И. Полозов, М.В. Седова, И.А. Богинская, И.А. Рыжиков, А.М. Мерзликин,** ИТПЭ РАН, МФТИ, МГТУ им. Н.Э. Баумана …… **10**
6. **РОБАСТНЫЙ ОБОБЩЕННЫЙ МЕТОД УИТТАКЕРА ДЛЯ ОБРАБОТКИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ДАННЫХ З.М. Шибзухов,** ИТПЭ РАН ……..……..... **12**
7. **РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ ПРОСВЕТЛЕНИЯ КРЕМНИЕВЫХ ОКОНВ ДАЛЬНЕМ ИК ДИАПАЗОНЕ В.И. Полозов, А.С. Набоко, А.П. Шматков, К.Н. Афанасьев, А.В. Дорофеенко,** ИТПЭ РАН, ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ» . **14**
8. **ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ФОРМИРОВАНИЮ СУБМИКРОННЫХ СТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ МЕТОДОМ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ А.П. Шматков, А.С. Набоко, В.И. Полозов,** ИТПЭ РАН, ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ» ……... **16**
9. **ДВУХСЛОЙНЫЙ АВ-ГРАФЕН В ПОПЕРЕЧНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ Д.В. Житов, А.В. Рожков, А.О. Сбойчаков, А.Л. Рахманов,** НИТУ МИСИС, ИТПЭ РАН ….....…..… **18**

10. **СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ТИПА КОНА-ЛАТТИНЖЕРА В ПОДКРУЧЕННОМ ДВУХСЛОЙНОМ ГРАФЕНЕ ПРИ БОЛЬШИХ УГЛАХ ПОДКРУТКИ А.О. Сбойчаков, А.В. Рожков, А.Л. Рахманов,** ИТПЭ РАН .. **20**
11. **ФОРМИРОВАНИЕ ФЕРРОМАГНИТНОГО ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ В СИСТЕМАХ С НЕСТИНГОМ ПОВЕРХНОСТИ ФЕРМИ Я.И. Родионов, А.В. Рожков, С. Бек, А.О. Сбойчаков, К.И. Кугель, А.Л. Рахманов,** ИТПЭ РАН, НИТУ МИСИС …….…… **22**
12. **НЕЛИНЕЙНОЕ ВОЛНОВОЕ СМЕШЕНИЕ В СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ КУБИТАХ КАК СПЕКТРАЛЬНЫЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ КВАНТОВОЙ ФОТОННОЙ СТАТИСТИКИ А.В. Васенин, С.А. Гунин, А.Ю. Дмитриев, А.А. Елистратов, Р.Д. Ивановских, С.В. Ремизов, Т.Р. Сабиров, В.В. Погосов, О.В. Астафьев,** МФТИ, Сколковский институт науки и технологий (Сколтех), ФГУП «ВНИИА», ИРЭ РАН, ВШЭ, ИТПЭ РАН ……. **24**
13. **НОВЫЙ МЕХАНИЗМ ПОВЕРХНОСТНОГО УСИЛЕНИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА А.П. Виноградов, Е.С. Андрианов,** ИТПЭ РАН, МФТИ, ФГУП «ВНИИА» …….…….. **26**
14. **РОЛЬ ЭФФЕКТА ПЕРСЕЛЛА В ГКР А.П. Виноградов, Е.С. Андрианов,** ИТПЭ РАН ……..…… **28**
15. **ФОРМИРОВАНИЕ ДВУХ- И ТРЕХЧАСТИЧНЫХ КВАЗИЧАСТИЦ В УПРАВЛЯЕМОЙ ОПТОМЕХАНИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ Е.А. Терещенков, А.А. Зябловский, Е.С. Андрианов,** ИТПЭ РАН ……..…… **30**
16. **НЕКЛАССИЧЕСКИЕ КОРРЕЛЯЦИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ СИГНАЛА В ВОЛНОВОДЕ И.В. Панюков, Е.С. Андрианов,** ФГУП «ВНИИА», МФТИ, ИТПЭ РАН ……..…… **32**
17. **ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ СПОСОБ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ВЕРТИКАЛИЗИРОВАННОЙ ДИСКРЕТНОЙ РЕШЕТКИ ДЛЯ ВВОДА ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАНАРНЫЙ ОДНОМОДОВЫЙ ВОЛНОВОД П.А. Лебедев, А.И. Игнатов,** ИТПЭ РАН, МФТИ, ФГУП «ВНИИА» ……..…. **33**
18. **МОДЕЛЬ ВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА С БРЭГГОВСКОЙ РЕШЕТКОЙ, СОДЕРЖАЩЕЙ НЕСКОЛЬКО π-ШИФТОВ Д.К. Высоких, О.В. Бутов, А.В. Дорофеенко,** ИТПЭ РАН, МФТИ, ИРЭ им.В.А. Котельникова РАН ….. **34**
19. **ЭКОНОМИЧНОЕ РАСПОЛОЖЕНИЕ ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ В МЕТОДЕ ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ ПРИ РАСЧЕТЕ ЭПР ОБЪЕКТА ПО ДАННЫМ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ Д.А. Коняев, Н.П. Балабуха, А.А. Викуловская, И.В. Лопушенко, Н.Е. Шапкина,** ИТПЭ РАН, МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, МФТИ, Независимый исследователь ……..…. **36**

20. **МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ БИСТАТИЧЕСКОГО РАДИОИЗОБРАЖЕНИЯ В КОМПАКТНОМ ПОЛИГОНЕ С ПЛОСКИМ СКАНЕРОМ** **А.А. Викуловская**, **Д.А. Коняев, Н.П. Балабуха,** ИТПЭ РАН, МФТИ, МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет **38**
21. **СПОСОБ УВЕЛИЧЕНИЯ РАЗВЯЗКИ МЕЖДУ ОБЛУЧАТЕЛЯМИ КОЛЛИМАТОРА КОМПАКТНОГО ПОЛИГОНА Н.П. Балабуха, Е.В. Булычев, Р.В. Гильмутдинов, И.В. Камышанов, Н.Л. Меньших, А.И. Мрочковский, В.Н. Семененкоб** ИТПЭ РАН **40**
22. **МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРИМЕНЕНИЯ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ НА ОПОРНО-ПОВОРОТНЫХ УСТРОЙСТВАХ ДЛЯ УМЕНЬШЕНИЯ ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯНИЯ ОБЪЕКТОВ Н.П. Балабуха, Е.В. Булычев, Р.В. Гильмутдинов, И.В. Камышанов, Н.Л. Меньших, В.Н. Семененко,** ИТПЭ РАН **42**
23. **ТРЕХСЛОЙНАЯ СТРУКТУРА ПЛОСКОЙ ЛИНЗЫ ДЛЯ УМЕНЬШЕНИЯ ВЛИЯНИЯ ПЕРЕОТРАЖЕНИЙ Д.П. Королев, Н.Л. Меньших,** ИТПЭ РАН, МФТИ **44**
24. **ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ ТОНКОГО ПРОВОДА ПОСРЕДСТВОМ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА И.А. Журова, И.С. Хузин, Д.А. Коняев,** МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, ИТПЭ РАН **46**
25. **ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ С ВЫСОКОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ К.М. Басков, И.И. Краснолобов, А.Н. Лагарьков, В.Н. Семененко, А.И. Федоренко, В.А. Чистяев,** ИТПЭ РАН **48**
26. **ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ РАССЕЯНИЯ УЗКИМИ ПОЛЫМИ ЩЕЛЯМИ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ОБЪЕКТА К.М. Басков, А.М. Лебедев, Т.А. Фурманова, В.Н. Семененко, И.И. Краснолобов,** ИТПЭ РАН **50**
27. **ПОДАВЛЕНИЕ СОБСТВЕННЫХ ВОЛННА ПЛОСКОЙ И ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТЯХ С ПОМОЩЬЮ ПОГЛОЩАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ А.М. Лебедев, Т.А. Фурманова, А.Д. Семизбаев,** ИТПЭ РАН **52**
28. **РАЗРАБОТКА ПАКЕТА ПРОГРАММ ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИМ ОБЪЕКТОМ В ПРИБЛИЖЕНИИ ФИЗИЧЕСКОЙ ОПТИКИ А.М. Лебедев, И.С. Суюндуков,** ИТПЭ РАН, МФТИ **54**
29. **РЕЗОНАНСЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ ФОНОННЫХ ПОЛЯРИТОНОВ В ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ ЦИЛИНДРОВ ИЗ 6H-SIC, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ Н.Д. Анютин,** АНО ВО «РосНОУ» **56**

30. **МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ МНИМОЙ ЧАСТИ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ИЗ ПЕТЕЛЬ МАГНИТНОГО ГИСТЕРЕЗИСА** **П.А. Зезюлина**, **П.А. Иванов, Д.А. Петров, С.С. Маклаков, А.О. Ширяев, К.Н. Розанов,** ИТПЭ РАН …… **58**
31. **ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК НА ОСНОВЕ ОДНОПОРТОВОЙ ПОЛОСКОВОЙ МЕТОДИКИ** **П.А. Иванов**, **Д.А. Петров, П.А. Зезюлина, А.В. Осипов, А.О. Ширяев, К.Н. Розанов,** ИТПЭ РАН …….. **60**
32. **АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕЗИСТИВНО-НАГРУЖЕННОГО ПОГЛОТИТЕЛЯ** **И.В. Стенищев**, **П.А. Иванов,** ИТПЭ РАН …… **62**
33. **ПРИМЕНЕНИЕ «КРИТЕРИЯ СКИН-ЭФФЕКТА» ДЛЯ АНАЛИЗА СВЧ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ** **А.О. Ширяев**, **К.Н. Розанов, С.С. Маклаков,** ИТПЭ РАН …… **64**
34. **РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ КАПСУЛИРОВАНИЯ МАГНИТОМЯГКИХ МАТЕРИАЛОВ ПОЛИ-ПАРА-КСИЛИЛЕНОМ** **А.В. Киселев**, **А.В. Глущенков, А.В. Гусев, С.А. Косицын, Д.И. Суров, А.В. Артёмова,** ИТПЭ РАН …… **65**
35. **ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СКИН-ЭФФЕКТА НА ЧАСТОТНУЮ ЗАВИСИМОСТЬ СВЧ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК** **Н.А. Бузников**, **А.В. Осипов, И.В. Комаров, С.А. Маклаков, С.С. Маклаков, К.Н. Розанов, А.О. Ширяев,** ИТПЭ РАН …….. **66**
36. **ЗАВИСИМОСТЬ СТАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ОТ ТОЛЩИНЫ ПЛЕНОК $Fe_{70}Co_{30}$** **И.В. Комаров**, **Н.А. Бузников, П.А. Иванов, П.А. Зезюлина, А.В. Осипов, С.А. Маклаков, С.С. Маклаков, А.О. Ширяев, К.Н. Розанов, А.Н. Лагарьков,** ИТПЭ РАН …….. **68**
37. **ПОКРЫТИЯ СО СЛОЖНОЙ СТРУКТУРОЙ В ЗАДАЧАХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО РАССЕЯНИЯ НА ПОЛОСТЯХ И КРОМКАХ** **В.Н. Кисель**, **А.С. Маслов, А.В. Осипов, А.О. Ширяев, С.С. Маклаков,** ИТПЭ РАН …... **70**
38. **ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ДЛИННЫХ ПОЛОСТЕЙ** **А.С. Маслов**, **В.Н. Кисель,** ИТПЭ РАН …… **71**

ДВАДЦАТЬ СЕДЬМАЯ ЕЖЕГОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ИТПЭ РАН

Сборник тезисов докладов

Подписано в печать 05.26		Формат 60x84/16
Печать офсетная	Уч.-изд.л. 2,25	Усл.-печ.л 2,09
Тираж 135 экз.	Заказ № 65	

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