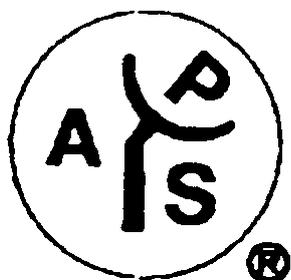
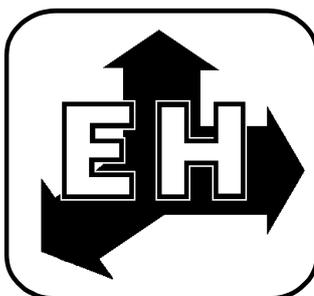


ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ПРИКЛАДНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ РАН
(ИТПЭ РАН)

IEEE-APS-LEOS-CHAPTER



ПЯТНАДЦАТАЯ ЕЖЕГОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ИТПЭ РАН

(Москва – 12 - 15 мая 2014 г.)

Сборник тезисов докладов

ПЯТНАДЦАТАЯ ЕЖЕГОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ИТПЭ РАН ПРИ ПОДДЕРЖКЕ IEEE-APS-LEOS-CHAPTER

Сборник тезисов докладов.

Под редакцией д.ф.-м.н. В.Н. Киселя – М.: ИТПЭ РАН. 2014. 64 с.

Сборник содержит тезисы докладов, представленных на пятнадцатой ежегодной научной конференции ИТПЭ РАН.

Конференция посвящена обзору научных разработок и практических приложений, осуществленных в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте теоретической и прикладной электродинамики РАН в 2013 году.

Цель конференции - обмен информацией, призванный дать импульс развития фундаментальным исследованиям в направлении, определяемом запросами практики, и ускорить внедрение результатов фундаментальных исследований.

Организационный комитет
академик РАН А.Н. Лагарьков
д.ф.-м.н. В.Н. Кисель
д.ф.-м.н. И.Т. Якубов
к.ф.-м.н. А.Т. Кунавин
М.Е. Жукова

НЕЛИНЕЙНАЯ ФАЗОВАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ КЛАССИЧЕСКИХ ДИПОЛЕЙ

Н.Е. Нефёдкин^{1,2}, Е.С. Андрианов^{1,2}, А.А. Пухов^{1,2}, А.П. Виноградов^{1,2}

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (ГУ)

Сверхизлучение – коллективное спонтанное излучение ансамбля атомов, возникающее вследствие возникновения и усиления корреляций между начальными фазами их дипольных моментов. В основе фазировки лежат два эффекта: электромагнитное взаимодействие электронов атомов и нелинейность их движения.

Это явление было предсказано в 1954 году американским физиком Р. Дике [1], однако изучать механизмы фазовой синхронизации, ключевого свойства сверхизлучения, по существу начали лишь тридцать лет спустя [2-5]. Несмотря на квантовый характер реальной динамики излучения атомов, некоторые важные аспекты этого явления можно понять при помощи классической модели сверхизлучения.

В классической модели сверхизлучения атомы заменяются классическими осцилляторами Лоренца с нелинейным взаимодействием, а поле описывается классическими уравнениями Максвелла, что позволяет приблизиться к большому пониманию механизма перехода от случайного к упорядоченному, сфазированному состоянию атомов. В силу относительной простоты классическая модель сверхизлучения особенно важна для исследования сложных, до конца не выясненных вопросов, связанных с этим эффектом.

Показано, что в системе классических нелинейных осцилляторов принципиальную роль играет распределение начальных фаз осцилляторов. Существуют критические значения дисперсии и плотности флуктуации, которые разделяют два различных режима излучения ансамбля осцилляторов. В первом случае имеет место синхронизация всех осцилляторов, а во втором происходит последовательная синхронизация отдельных кластеров из осцилляторов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] R.H. Dicke, Phys. Rev., vol. 93, 1954. P.99.
- [2] А.В. Андреев, В.И. Емельянов, Ю.А. Ильинский, Кооперативные явления в оптике, Москва, Наука, 1988.
- [3] Л.А. Вайнштейн, А.И. Клеев, ДАН, т. 311, 1990. С.862.
- [4] Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов, Лекции по СВЧ электронике для физиков, Москва, Физматлит, 2004.
- [5] Л.И. Меньшиков, УФН, т. 169, 1999. С.113.

ОПТИКА И МАГНИТООПТИКА ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ И МЕТАМАТЕРИАЛОВ

А.А. Зябловский^{1,2}, А.А. Пухов^{1,2}, А.В. Дорофеев^{1,2}, А.П. Виноградов^{1,2}

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (ГУ)

В работе рассматривается проблема взаимодействия излучения с усиливающими средами, которая до недавних пор казалась решенной. Однако недавно получила новое развитие благодаря появлению новых видов композитных сред (метаматериалов) и фотонных кристаллов. В частности, известно, что электромагнитная волна с частотой из запрещенной зоны фотонного кристалла экспоненциально затухает при распространении вглубь такой слоистой структуры. В то же время, электромагнитная волна, распространяясь по усиливающей среде, экспоненциально возрастает. В работе исследуется вопрос о том, как будет распространяться электромагнитная волна в запрещенной зоне фотонного кристалла, содержащего усиливающие компоненты. Также исследован вопрос об условиях лазерной генерации в запрещенной зоне фотонного кристалла и обнаружены качественные отличия этого режима от генерации в разрешенной зоне. Показано, что, несмотря на наличие усиливающей среды, свойство запрещенной зоны подавлять распространение излучения сохраняется. Кроме того, в работе решена задача о взаимодействии электромагнитной волны с однородным усиливающим слоем в условиях полного внутреннего отражения. Развита теория может быть использована для разработки активных оптических устройств, обеспечивающих управление излучением с помощью запрещенных зон слоистых систем. Результаты, полученные для фотонных кристаллов, содержащих усиливающие компоненты, будут полезны для развития вычислительных устройств.

Дело в том, что в современных вычислительных устройствах обработка информации обычно осуществляется электронными компонентами схем, а её передача происходит по оптическим каналам [1]. Для преобразования электрического сигнала в оптический (и обратно) используют лазеры с токовой накачкой. Информация кодируется интенсивностью лазерного излучения, поэтому очень важно уметь быстро включать и выключать лазерную генерацию. В диссертации показано, что в лазере с анизотропным резонатором генерация может подавляться внешним магнитным полем за время порядка 10^{-10} сек, что позволит использовать их в качестве источников когерентного излучения в оптических линиях передачи информации.

Для аналогичных целей может быть использовано излучение от

двумерной решетки спазеров. На практике применение подобных систем ограничено низкой эффективностью преобразования энергии накачки в энергию электромагнитного поля и отсутствием направленности генерируемого излучения [2]. В данной диссертационной работе предсказан новый эффект, наблюдаемый в решетке спазеров – синхронизация колебаний дипольных моментов отдельных наночастиц. В результате излучение от системы становится узконаправленным, а его суммарная интенсивность повышается на два порядка вследствие эффекта сверхизлучения [3]. Рост интенсивности излучения при синхронизации спазеров в двумерной решетке связан с эффектом сверхизлучения Дике [12]. Сама синхронизация возникает из-за диполь-дипольного взаимодействия соседних наночастиц через общую усиливающую среду. Подобный механизм синхронизации принципиально отличается всех описанных в литературе. Ранее считалось, что ближнепольное взаимодействие между источниками приводит к рассинхронизации колебаний и к снижению суммарной интенсивности излучения, а синхронизация возникает из-за взаимодействия через общее дальнее поле излучения. В нашем случае ситуация оказывается противоположной. Учитывая, что на расстояниях, меньших длины волны, ближнепольное взаимодействие гораздо сильнее взаимодействия через дальнее поле, описанный в работе механизм синхронизации открывает возможность экспериментального наблюдения сверхизлучения от наноразмерных систем. Предложенное устройство чрезвычайно интересно для применений в открытой оптической связи и, в частности, есть перспектива создания на его основе первой оптической фазированной решетки.

ЛИТЕРАТУРА

- [1]. Н.Н. Леденцов и др., УФН, т. 181, 2011. С.884.
- [2]. I.E. Protsenko et al., Phys. Rev.A, vol. 71, 2005. P.063812.
- [3]. R.H. Dicke, Phys. Rev., vol. 93, 1954. P.99.

**БЕЗРАДИАЦИОННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ МОД
ПЛАЗМОННОЙ НАНОЧАСТИЦЫ ПРИ СПОНТАННЫХ ПЕРЕХОДАХ
ДВУХУРОВНЕВОГО АТОМА**

**Е.С. Андрианов^{1,2}, А.А. Пухов^{1,2}, А.П. Виноградов^{1,2}, А.В. Дорофеев^{1,2},
А.А. Лисянский³**

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (ГУ)

³Department of Physics, Queens College of the City University of New York

Спонтанное излучение требует квантового описания поля и излучающей системы. Простейшее описание процесса излучения – золотое правило Ферми – не позволяет получить спектр, если не сделать предположение о лоренцевской форме линии. Поэтому при расчете излучения используются методы типа Вайскопфа-Вигнера или резольвенты (функции Грина) [1], полностью описывающие эволюцию квантовой системы. Они позволяют учесть влияние окружения, которое проявляется в виде спектра излучения, закона распада, конечного состояния излучающей системы и зависимости излучения от положения атома. Эти эффекты объясняются тем, что окружение определяет плотность состояний электромагнитного поля, а также амплитуду поля каждой моды поля в месте расположения атома, т.е. величину взаимодействия атома с каждой модой поля.

Предельным случаем такой системы является одномодовый резонатор, имеющий плотность состояний в виде дельта-функции, или, при наличии диссипации или радиационных потерь, в виде лоренцевской функции. В этом случае спонтанное излучение усиливается, когда частота перехода атома совпадает с частотой резонатора [2], или ослабляется при наличии расстройки [3]. При достаточно высокой добротности резонатора линия излучения может даже расщепиться в дублет [3].

Если атом окружен какими-либо макроскопическими объектами (проводниками, диэлектриками), то спектральная плотность мод поля может быть сложнее, что влечет за собой изменение в характере спонтанного излучения. Таким образом, возникает задача исследования спонтанного излучения атома в среде со спектральными особенностями. Можно выделить два типа таких особенностей. Первый – это спектр с лоренцевскими особенностями, резонансами, которыми обладают открытые и объемные резонаторы с потерями [1]. Второй тип связан с полосатыми спектрами мод ЭМ поля, которым обладают периодические структуры и среды с отрицательной диэлектрической проницаемостью. Особый интерес представляет спектр поверхностных плазмонов сферической металлической

наночастицы, который представляет собой дискретный набор мод, имеющих точку сгущения на определённой частоте

В настоящей работе рассмотрена теория спонтанного излучения двухуровневого атома в мультипольные моды ближнего поля сферической плазмонной наночастицы. Показано, что мощность счетного числа мультипольных мод не достаточна для того, чтобы релаксация носила экспоненциальный характер. Исследована зависимость вероятности возбуждения этих мод в зависимости от расстояния между двухуровневой системой и наночастицей. Показано, что эта зависимость имеет немонотонный характер, что связано с резонансом низших мультипольных мод и собственной частоты колебаний всей системы.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] V. P. Bykov., Laser electrodynamics, Cambridge Scholars, 2008.
- [2] E. M. Purcell et al., Phys. Rev., vol. 69, 1946. P.37.
- [3] А. Н. Ораевский, УФН, т. 164, 1994. С.415.

ОСАЖДЕНИЕ НАНОЧАСТИЦ В ПОЛЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОНА

Р.С. Пузько^{1,2}, А.М. Мерзликин^{1,2}

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (ГУ)

Один из применяемых в современной медицине аналитических методов основан на чувствительности поверхностного плазмона к вариации диэлектрической проницаемости [1-7]. На поверхность металлической пленки помещают массив из антител и капают исследуемой смесью. Соответствующие тела, если они присутствуют в исследуемой смеси, связываются с антителами, и в приповерхностном слое меняется диэлектрическая проницаемость. В свою очередь, это изменение приводит к сдвигу частоты поверхностного плазмона и, как следствие, изменению коэффициента отражения. Одним из недостатков такой схемы является большое время осаждения тел на поверхность металла, т.к. от этого напрямую зависит количество обрабатываемых анализов. Целью этой работы является изучение этого времени и поиск способов улучшения технологии.

Другой мотивацией для исследования послужила задача улучшения разрешения оптического пинцета за счет использования ближних полей (ссылки на работы в этой области наиболее полно представлены в обзоре [8]). Для увеличения разрешения оптического пинцета необходимо создавать поля, быстро изменяющиеся в пространстве. Конечно, этого можно достигнуть с уменьшением длины волны и переходом от оптических частот в ультрафиолетовое и мягкое рентгеновское излучение, но при этом возможно разрушительное воздействие поля на исследуемые объекты. Эта проблема особенно актуальна для органических объектов (клеток, белковых структур и т.д.), которые представляют основную область применения оптических пинцетов. Новые возможности открываются при использовании ближних полей, в которых возможно создать большее разрешение в сравнении с распространяющимися волнами.

Нами была рассмотрена простейшая система: в схеме Кречмана возбуждается поверхностный плазмон на границе золотой плёнки и взвеси частиц. В качестве частиц мы рассмотрели металлические шарики, размер которых много меньше длины волны (диаметр частиц в численном эксперименте был порядка нескольких нанометров). В ближнем поле плазмона (за счет градиентной силы) происходит осаждение наночастиц на поверхность золотой плёнки, и на поверхности образуется тонкий слой из осаждённых частиц. В результате меняется условие для возбуждения поверхностного плазмона, и коэффициент отражения существенно меняется.

Численный эксперимент показал, что осаждение наночастиц происходит в реальном времени. Исследована временная зависимость коэффициента отражения при различных концентрациях и размерах наночастиц.

ЛИТЕРАТУРА

[1] A. Szabo, L. Stolz, and R. Granzow, Surface Plasmon Resonance and its use in Biomolecular Interaction Analysis (BIA), *Curr. Opin.Struct.Biol*, vol. 5, 1995, P.699–705.

[2] J.A. Lofgren, S. Dhandapani, J.J. Pennucci, C.M. Abbott, D.T. Mytych, A. Kaliyaperumal, S.J. Swanson, and M.C. Mullenix, Comparing ELISA and Surface Plasmon Resonance for Assessing Clinical Immunogenicity of Panitumumab, *Journal of Immunology*, vol. 178, 2007, P.7467–7472.

[3] J. Homola, Surface Plasmon, Resonance Based Sensors, Springer Series on Chemical Sensors and Biosensors, Springer-Verlag, Berlin- Heidelberg-New York, 2006.

[4] G.G. Nenninger, M. Piliarik, and J. Homola, Data Analysis for Optical Sensors Based on Spectroscopy of Surface Plasmons, *Meas. Sci. Technol.*, vol. 13, 2002, P.2038–2046.

[5] M. Piliarik, L. Párová, and J. Homola, High-Throughput SPR Sensor for Food Safety, *Biosens. Bioelectron.* Vol. 24(5), 2009, P.1399–1404.

[6] C.M. Wu, and M.C. Pao, Sensitivity-Tunable Optical Sensors Based on Surface Plasmon Resonance and Phase Detection, *Opt. Express*, vol. 12 (15), 2004, P.3509–3514.

[7] I. Stemmler, A. Brecht, and G. Gauglitz, Compact Surface Plasmon Resonance-Transducers with Spectral Readout for Biosensing Applications, *Sens. Actuators B Chem.*, vol. 54 (1–2), 1999, P.98–105.

[8] J. Berthelot, S.S. Aćimović, M.L. Juan, M.P. Kreuzer, J. Renger & R. Quidant, Three-Dimensional Manipulation with Scanning Near-Field Optical Nanotweezers, *Nature Nanotechnology*, 2014.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ДАННЫХ ДЛЯ АНАЛИЗА ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

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

ИТПЭ РАН

Известно, что существует несколько физических механизмов, приводящих к возникновению пиков в частотной зависимости магнитных потерь ферромагнитных материалов: ферромагнитный резонанс, резонанс доменных границ, спиновые волны, скинирование [1-3]. В данной работе мы предлагаем использовать магнитостатические данные для выявления физической природы наблюдаемых резонансов.

Кривая намагничивания тонкой магнитной пленки, измеренная в направлении трудной оси, может быть пересчитана в распределение амплитуд полей анизотропии $P(H_a)$ на основании модели Стонера-Вольфарта [4]. Эта модель применима в случае тонких пленок, поскольку образец можно рассматривать как совокупность магнитных моментов различной величины. Считая, что каждому магнитному моменту соответствует некоторое поле анизотропии, распределение амплитуд полей анизотропии можно пересчитать в распределение резонансных частот, а затем в частотную зависимость магнитной проницаемости, например, с использованием закона Аше [5].

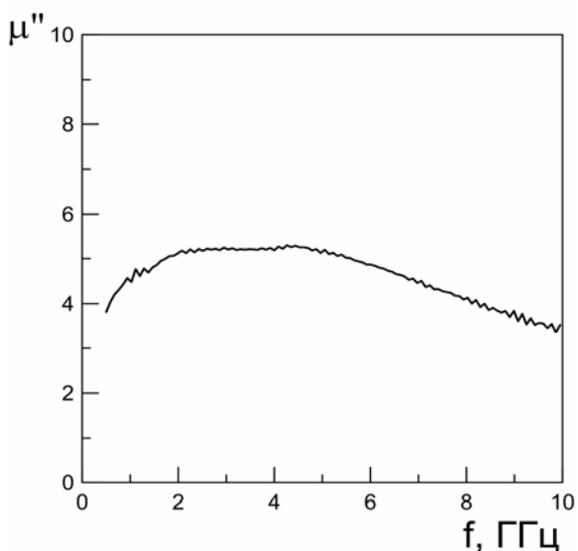


Рис. 1. Измеренная частотная зависимость мнимой части магнитной проницаемости композитного материала

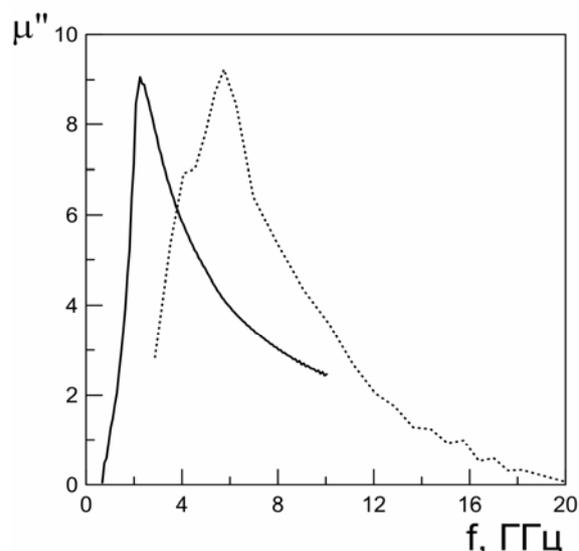


Рис. 2. Сплошная линия: магнитная проницаемость, пересчитанная с учетом скинирования из данных, представленных на рис. 1; пунктирная линия: кривая, полученная на основе магнитостатических данных

На рис. 1 представлена измеренная частотная зависимость мнимой части магнитной проницаемости для композитного материала с включениями Fe-Cu-Nb-Si-B в виде пластинчатых частиц, полученных механическим размолотом. Экспериментальные данные предоставлены UESTC (Китай). Видно, что пик потерь сильно размыт за счет наложения двух пиков на частотах около 2 и 5 ГГц.

Расчет распределения полей анизотропии из магнитостатических данных позволил получить частотную зависимость магнитной проницаемости, которая характеризуется острым пиком на частоте около 5 ГГц (рис. 2), согласующимся с высокочастотным пиком измеренных данных.

Для понимания причины возникновения потерь на низких частотах, предположив влияние вихревых токов, мы пересчитали измеренные данные с учетом скинирования. Пик потерь на полученной кривой смещен в более низкие частоты по сравнению с данными на основе магнитостатических измерений (рис. 2). Это расхождение позволяет сделать вывод, что низкочастотные потери не связаны со скинированием, а обусловлены движением доменных границ.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] N. A. Buznikov, K. N. Rozanov, *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 285, 2004. P.314.
- [2] A. N. Lagarkov et. al., *Physica B: Condens. Matter*, vol. 394, 2007. P.159.
- [3] Р. Суху, Тонкие магнитные пленки, М.: Изд-во "Мир", 1967
- [4] J. M. Barandiaran et. al., *IEEE Trans. Magn.*, vol. 25, 1989. P.3330.
- [5] O. Acher, A. L. Adenot, *Phys. Rev. B*, vol. 62, 2000. P.11324.

ЛАМИНИРОВАННЫЙ МАГНИТНЫЙ МАТЕРИАЛ ДЛЯ ВЫСОКИХ ЧАСТОТ

П.А. Зезюлина, А.Н. Лагарьков, С.А. Маклаков, А.В. Осипов,

К.Н. Розанов, И.А. Рыжиков, С.Н. Старостенко, И.Т. Якубов

ИТПЭ РАН

Известно, что предельно высокие значения высокочастотной магнитной проницаемости достижимы при использовании тонких магнитных пленок. Между тем, на практике их применение затруднено, так как толщина пленок ограничена субмикронами (вследствие скиннирования или отклонения магнитной структуры от оптимальной), тогда как для большинства приложений необходимы объемные материалы толщиной несколько миллиметров и выше. Для преодоления этого ограничения были предложены структурированные магнитные материалы [1], в которых магнитные слои разделены прослойками из немагнитного непроводящего материала. Такие плоско-параллельные структуры имеют ряд преимуществ перед обычными композитами, наполненными магнитными порошками, за счет однородности элементов и их упорядоченного расположения; в частности, отсутствует уширение спектра, вызванное разбросом параметров частиц наполнителя.

В докладе представлен магнитный материал на основе многослойных пленок пермаллоя для частот ниже 1 ГГц. Приводится обоснование выбора ферромагнетика и параметров структуры (количества и толщин слоев). Образец представляет собой ламинат – стопку из склеенных между собой многослойных пленок пермаллоя размером $5 \times 40 \times 0.4$ мм³. При содержании магнитной фазы 22% разработанный материал имеет значение статической проницаемости 60 и пик потерь величиной около 50 на частоте 1 ГГц, рис. 1. Разработанный материал может найти применение в ряде технических приложений.

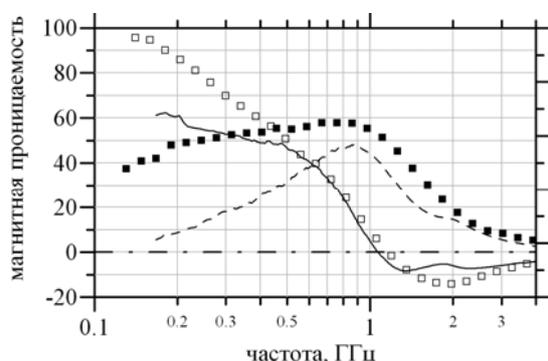


Рис. 1. Частотная зависимость эффективной магнитной проницаемости ламината: линии – измерение в полосковой линии, точки – измерение шайб из исходной пленки в коаксиальной линии, приведенное к той же концентрации.

ЛИТЕРАТУРА

[1] R.M. Walser and R.J. Hach, US Patent 350047, Nov. 10, 1970.

МЕТОДИКА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ СВЧ МАТЕРИАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЛИСТОВЫХ ОБРАЗЦОВ

Н.А. Шурхно, К.Н. Розанов, С.Н. Старостенко
ИТПЭ РАН

Исследование электродинамических свойств материалов при высоких температурах представляет большой интерес для ряда технических применений [1, 2]. В 2013 году в ИТПЭ РАН была введена в эксплуатацию установка, позволяющая проводить в свободном пространстве измерения СВЧ свойств (коэффициентов отражения и пропускания, а также диэлектрической и магнитной проницаемости) листовых образцов при температурах до 1300°C в диапазоне частот 6–20 ГГц. Параметры установки заметно изменяются с температурой, поэтому для получения корректных данных потребовалась разработка и экспериментальная проверка соответствующей методики высокотемпературных измерений. В частности, была реализована и использована GRL-калибровка, которую необходимо проводить заново при изменении температуры. Для упрощения и ускорения измерений была разработана соответствующая программа автоматизации. В работе приведены схема и характеристики созданной установки, описана методика калибровки и процедура автоматизации измерений. Приведены результаты измерения температурной зависимости диэлектрической проницаемости кварца (Рис. 1), а также и кварца с различными пленками, нанесенными на его поверхность.

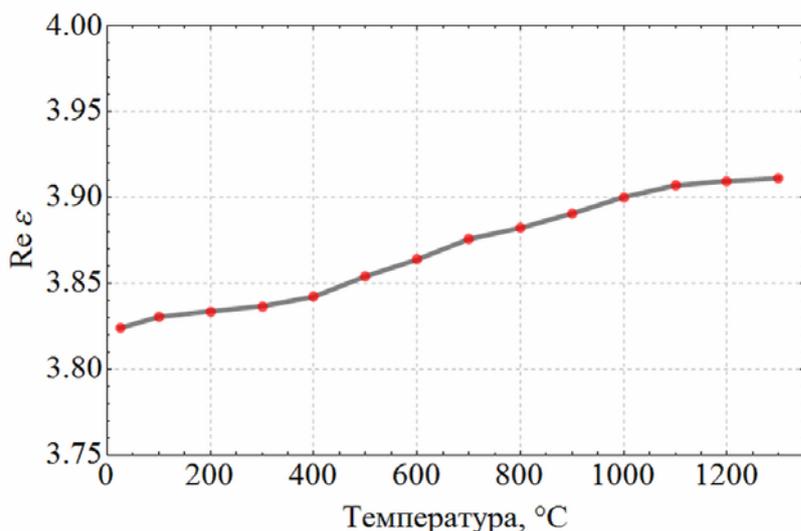


Рис.1. Измеренная температурная зависимость действительной части диэлектрической проницаемости для кварца

ЛИТЕРАТУРА

- [1] P.G. Bartley, S.B. Begley, Instrum. Meas. Technol. Conf., 2005. P.372–375.
- [2] D.K. Ghodgaonkar, V.V. Varadan, and V.K. Varadan, IEEE Trans. Instrum. Meas., vol. 39, no. 2, 1990. P.387–393.

НЕДИПОЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВКЛЮЧЕНИЙ В МЕТАМАТЕРИАЛАХ С ИСКУССТВЕННЫМ МАГНЕТИЗМОМ. ОДНОМЕРНЫЙ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИЙ МЕТАМАТЕРИАЛ

С.Н. Старостенко, К.Н. Розанов

ИТПЭ РАН

Создание радиопоглощающих метаматериалов требует определения оптимальной формы и концентрации включений с наведенным магнитным моментом (катушек или спиралей с кольцевыми токами). В представляемой работе показано, что взаимодействие подобных включений существенно отличается от дипольного взаимодействия ферромагнитных частиц.

Магнитная восприимчивость композита с магнитным порошком монотонно растет с объемной концентрацией ферромагнетика. Соседствующие искусственные включения связаны индуктивно, при этом ток в них наводится как внешним магнитным полем, так и полем соседей. Сопротивление потерь является нагрузкой, на которую замкнута индуктивность включения. В результате магнитный поток окружающих частиц вычитается из потока, создаваемого индукцией внешнего поля (взаимная индуктивность вычитается из суммы индуктивностей отдельных включений). Было показано [1], что магнитный момент отдельного включения с кольцевыми токами пропорционален его индуктивности, поэтому взаимодействие включений при увеличении наполнения приводит к уменьшению магнитной восприимчивости включения. В результате магнитная восприимчивость метаматериала в целом зависит немонотонным образом от наполнения (концентрации включений).

Важнейшим с практической точки зрения вопросом является поиск оптимальной формы и концентрации искусственных включений заданного размера, обеспечивающих максимальную восприимчивость метаматериала. Чем меньше отношение диаметра спирального включения к его длине, тем меньше поля рассеяния вблизи включения, тем слабее взаимодействие таких включений [1] и тем выше их концентрация, соответствующая максимальной магнитной восприимчивости образца. Эту концентрацию (в случае одномерного метаматериала это расстояние между разомкнутыми одновитковыми включениями типа шайбы Гровера) можно оценить, обобщив расчет для случая двух коаксиальных петель с током [2]. Для случая произвольной ориентации двух плоских многовитковых катушек метод расчета взаимной индуктивности усложняется [3], но также позволяет оценить взаимодействие включений в ряде случаев их упорядоченного расположения. Такие оценки были проведены и проверены экспериментально по зависимости параметров линии поглощения от

расстояния между коаксиально расположенными катушками.

Использование ферромагнитных сердечников внутри катушек увеличивает магнитный момент включения (сечение поглощения катушки [1]), но также увеличивает и взаимодействие (взаимную индуктивность) включений. Показано, что если магнитный сердечник полностью заполняет площадь витков, то оптимальное расстояние между катушками определяется в большей степени не формой катушки, а величиной магнитной проницаемости сердечника. Взаимная индуктивность катушек на общем сердечнике, определяется коэффициентом размагничивания эллипсоида, в котором большая полуось равна расстоянию между соседними катушками, а меньшая – эффективному радиусу сердечника.

В результате увеличение концентрации искусственных включений приводит, в противоположность к ферромагнитным включениям, к уменьшению магнитного момента, как отдельного включения, так и магнитной восприимчивости всего образца. Обнаруженный эффект зависит от формы включения и наличия ферромагнитного сердечника, чем меньше коэффициент размагничивания искусственного включения [1] и больше магнитная проницаемость сердечника, тем ниже концентрация включений, при которой достигается максимум магнитной проницаемости образца.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] С.Н. Старостенко, К.Н. Розанов, Оптимизация включений для РПП на основе метаматериалов, 14-я ежегодная научная конференция ИТПЭ РАН, Сб. тезисов докладов, Москва 10-14 мая 2013 г.
- [2] J.C. Maxwell, A Treatise on Electricity and Magnetism // Dover Publ., inc. New York, vol.2, 1954. P.334-337.
- [3] S.I. Babic, F. Sirois, and C. Akyel, Validity Check of Mutual Inductance Formuals for Circular Filaments with Lateral and Angular Misalignments, //Progress In Electromagnetics Research M, vol. 8, 2009. P.15-26.

**САМООРГАНИЗУЮЩИЕСЯ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ
ПЛЕНКИ CeO_{2-x} , ПОЛУЧЕННЫЕ ПРИ ПОМОЩИ ЭЛЕКТРОННОГО
ИСПАРЕНИЯ В ВАКУУМЕ**

**К.Н. Афанасьев¹, И.А. Богинская¹, И.В. Быков¹, И.А. Будашов²,
И.Н. Курочкин^{1,2}, А.С. Набоко¹, С.С. Маклаков¹, И.А. Рыжиков¹,
А.К. Сарычев¹, А.Н. Лагарьков¹**

¹ИТПЭ РАН

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

Оксиды церия используют в электрокатализе, оптических и электрофизических приложениях. Сложная диаграмма состояния бинарной системы Ce-O содержит большое количество равновесных кристаллических фаз; кристаллическая структура и состояния поверхности определяют практическое применение материалов на основе оксида церия. Плёнки CeO_{2-x} перспективны в качестве электродинамически активных подложек для сенсоров, работающих на эффекте гигантского усиления комбинационного рассеяния. Представляет интерес получение нанокристаллических плёнок CeO_{2-x} со сложной самоорганизующейся структурой и специфическим состоянием поверхности.

Пленки CeO_2 толщиной $h = 0,2 \div 2,8$ мкм были получены при помощи электронно-лучевого испарения прессованного CeO_2 (чистота 99,95 ат. %) в вакууме ($p = 10^{-5}$ мм рт. ст., комнатная температура подложки) на керамическую подложку со слоем Al ($h = 350$ нм). Контроль толщины осуществляли по времени нанесения; параметры нанесения плёнок были неизменны.

Полученные плёнки можно разделить на два типа. Плёнки с $h \leq 0,7$ мкм обладают «островковой» структурой (по результатам сканирующей электронной микроскопии (SEM)); расстояние между островками увеличивается от 0,1 до 0,5 мкм при росте толщины плёнки от 0,2 мкм до 0,7 мкм при планарном размере островка 3-5 мкм. Островки обладают правильной геометрической формой, что позволяет предположить образование данной структуры как результат растрескивания плёнки CeO_{2-x} по напряжениям кристаллической структуры. При толщине $h = 0,8 - 2,8$ мкм плёнки становятся сплошными; поверхность плёнок покрыта трещинами. Ширина трещин составляет 6 - 10 нм для всех плёнок данной группы. При помощи локального рентгеноспектрального анализа (EDX) обнаружено увеличение атомной доли кислорода (от 75,5 до 75,7 ат. % O для $h = 1,6$ и 2,0 мкм соответственно) по отношению к церию в приповерхностном слое плёнок.

С увеличением толщины плёнки CeO_{2-x} от $h = 0,8$ до 2,8 мкм

возрастает шероховатость поверхности (среднеквадратичная шероховатость увеличивается от $R_q = 12$ нм до 50 нм; средняя высота выступа поверхности увеличивается от $R_c = 60$ до 130 нм; измерения проводились при помощи атомно-силовой микроскопии (AFM)). Поверхность плёнки содержит выступы, образующие сетчатую структуру. Выступы расположены по краям трещин, обнаруженных при помощи электронной микроскопии. Поверхность плёнки составлена круглыми образованиями размером от 0,3 до 1,0 мкм, которые также имеют сложную структуру.

При помощи картирования спектров комбинационного рассеяния (*Raman*) обнаружена микронеоднородность плёнок. Основной объём плёнки представлен нанокристаллическим CeO_{2-x} (широкая полоса в спектре КР при $\nu = 465 \text{ см}^{-1}$, $FWHM = 50 \text{ см}^{-1}$). Дополнительно в структуре плёнки присутствуют области со средним размером 1-3 мкм, которые содержат крупнокристаллические образования CeO_2 (узкая интенсивная полоса при $\nu = 469 \text{ см}^{-1}$, $FWHM = 25 \text{ см}^{-1}$). Плёнки с большей толщиной содержат большее количество участков, соответствующих CeO_2 . Воздействие лазерного излучения микроскопа приводит к рекристаллизации плёнок нанокристаллического CeO_{2-x} и увеличению областей крупнокристаллического CeO_2 .

Дифрактограммы (*XRD*) плёнок содержат существенно уширенные рефлексы CeO_2 ; другие кристаллические фазы при помощи рентгеновской дифракции не обнаружены.

Изменение толщины плёнок CeO_{2-x} при росте из паровой фазы в контролируемых условиях в вакууме приводит к воспроизводимому изменению микроструктуры и влияет на стехиометрию и состояние поверхности оксида. Обнаруженное явление актуально для разработки современных электрокатализаторов и для создания новых метаматериалов для наноплазмоники [1].

Работа выполнена при финансовой поддержке отделения РАН в рамках программы №3 ОЭММПУ РАН.

ЛИТЕРАТУРА

[1] I.N. Kurochkin, A.K. Sarychev, I.A. Ruzhikov, I.A. Budashov, S.S. Maklakov, S.O. Boyarintsev, A.N. Lagarkov Surface-Enhanced Raman Scattering–Based Biosensors in: Portable Biosensing of Food Toxicants and Environmental Pollutants. // CRC Press, 2013 P.97-123.

ТОНКОПЛЕНОЧНЫЕ ОКСИДЫ ВАНАДИЯ, ПОЛУЧАЕМЫЕ РЕАКТИВНЫМ ВЧ-МАГНЕТРОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ

С.С. Маклаков, С.А. Маклаков, И.А. Рыжиков, В.Н. Кисель

ИТПЭ РАН

Тонкие плёнки оксидов ванадия, в частности, используют в качестве неохлаждаемых болометров и термохромных покрытий оконных стекол. Аморфные и нанокристаллические плёнки ($h = 50-100$ нм) оксидов ванадия смешанной валентности (III) и (IV) VO_x ($x = 1,8$) обладают низким значением энергии активации электропроводности (E_a до 0,1 эВ) и низким электрическим сопротивлением (R до 0,025–10 Ом·см), что позволяет добиваться требуемого разрешения по температуре. Кристаллические плёнки ($h = 100-150$ нм) оксида ванадия (IV) и семи смешанных оксидов ванадия (III) и (IV) («фазы Магнели») демонстрируют фазовый переход первого рода при температурах от $t = -170^\circ\text{C}$ до 68°C (для VO_4) в зависимости от оксида; переход сопровождается существенным (до $10^2 - 10^3$ раз) увеличением электропроводности плёнки с ростом температуры. Плёнки оксида ванадия (V) обладают фотохромными и электрохромными свойствами. Плёнки оксидов ванадия получают при помощи магнетронного распыления; исследование и оптимизация роста плёнок VO_x в вакууме актуально для достижения высоких значений указанных характеристик.

Серия плёнок VO_x толщиной $h = 100$ нм получена реактивным распылением V мишени (99,95 масс. %) при помощи ВЧ магнетрона в газовой смеси Ar-O₂. В качестве подложки использовали силикатное стекло. В зависимости от условий нанесения плёнки обладают поверхностным сопротивлением от $\rho = 10^5$ до 10^{11} Ом/□ (удельное сопротивление $R = 10^2 - 10^9$ Ом·см); все плёнки обладают линейной вольт-амперной характеристикой. Плёнки обладают жёлтым цветом; интенсивность окраски зависит от содержания кислорода (оптическое поглощение составляет 5-7 % при $\lambda = 500 - 1000$ нм). В интервале температур 20-80°C фазовых переходов не наблюдается. Энергия активации составляет $E_a = 1,2 - 2,8$ эВ. По результатам исследования с помощью колебательной спектроскопии (КР), полученные плёнки являются аморфными.

Отжиг полученных плёнок при 350°C на воздухе в течение 1 часа приводит к повышению степени окисления металла и кристаллизации. Изменения сопровождаются уменьшением электрического сопротивления на порядок; отожженные плёнки образованы оксидом ванадия (V). Энергия активации плёнок, отожженных на воздухе, составляет $E_a = 2$ эВ.

Выдерживание исходных аморфных плёнок в вакууме при 450°C в течение 1 часа приводит к кристаллизации оксида без существенного

повышения степени окисления металла. В результате электрическое сопротивление уменьшается на два порядка; минимальное полученное значение сопротивления составляет $\rho = 103 \text{ Ом}/\square$ ($R = 10^{-1} \text{ Ом}\cdot\text{см}$). При этом цвет плёнок изменяется на серый (оптическое поглощение возрастает от 7 до 12 % при $\lambda = 1000 \text{ нм}$). Данные плёнки также образованы преимущественно V_2O_5 и не демонстрируют фазового перехода.

Полученные плёнки перспективны для упомянутых приложений. В результате проведённых экспериментов определены параметры нанесения, которые приводят к улучшению кристалличности плёнок оксидов ванадия, что необходимо для улучшения электрических характеристик. Дальнейшие эксперименты направлены на получение тонких плёнок с обратимым фазовым переходом при температуре $50\text{-}80^\circ\text{C}$ для переключаемых электродинамических элементов СВЧ экранов.

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОКРЫТИЙ Al_2O_3 , ПОЛУЧЕННЫХ ПЛАЗМЕННО-ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИМ ОКИСЛЕНИЕМ И МОДИФИЦИРОВАННЫХ ПОЛИ-*l*-КСИЛИЛЕНОМ

А.А. Цыганов^{1,2}, С.С. Маклаков¹, Гусев А.В.¹, К.А. Маилян¹,
М.В. Седова¹, И.А. Рыжиков¹

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (ГУ)

Керамические Al_2O_3 покрытия, получаемые при помощи плазменно-электролитического окисления, применяют для защиты от коррозии и увеличения микротвёрдости корпусов аэрокосмической техники. Данные покрытия перспективны в качестве подложек современной микроэлектроники. Варьирование характеристик керамического слоя позволяет получать материалы с существенно различными диэлектрическими свойствами; максимальное значение электрического сопротивления достигает $R \sim 10^{13}$ Ом·см. Актуальной задачей является модификация пористых оксидных слоёв полимерным наполнителем для увеличения электрического сопротивления при сохранении прочностных характеристик и теплопроводности исходного оксида.

Получен композиционный материал поли-*l*-ксилилен – Al_2O_3 . Пористый Al_2O_3 толщиной $h_1 = 120$ мкм на Al подложке использован в качестве исходного материала; полимер наносили пиролизом *l*-ксилола с последующей конденсацией *l*-ксилилена и полимеризацией на охлаждаемой поверхности Al_2O_3 . Толщина наносимых плёнок составила $h_2 = 3$ и 10 мкм.

Исходный оксидный материал обладает несимметричной вольт-амперной характеристикой; электрическое сопротивление линейного участка ВАХ составляет $R = 6 \cdot 10^9$ Ом·см. Измерения импедансной спектроскопии позволяют ввести один эквивалентный контур; полное сопротивление $|Z| = 1 \cdot 10^9$ Ом·см. Электрофизические параметры материала существенно зависят от влажности: выдерживание в вакууме повышает сопротивление ($R' = 7 \cdot 10^{10}$, $|Z| = 3 \cdot 10^{10}$ Ом), насыщение во влажном воздухе снижает сопротивление ($R'' = 4 \cdot 10^8$, $|Z| = 1 \cdot 10^8$ Ом·см) и приводит к образованию дополнительного RC контура. При специфической влажности ВАХ приобретает диодную форму. Модифицирование поли-*l*-ксилиленом приводит к выпрямлению вольт-амперной характеристики и увеличению электрического сопротивления материала ($R = 2 \cdot 10^{13}$ Ом·см). Электрофизические параметры полученного материала не зависят от влажности окружающей среды. Измерения проведены при помощи потенциостата-гальваностата Solartron 1287 с частотным анализатором Solartron 1260.

Увеличение толщины полимерной плёнки от $h_2 = 0$ до 10 мкм приводит

к монотонному росту краевого угла смачивания водой от $\theta = 54(3)^\circ$ до $81(3)^\circ$; максимальное значение угла смачивания соответствует значению, полученному на реперной поверхности поли-*p*-ксилилена. Данное явление предположительно объясняется соотношением диаметра пор и толщиной слоя полимера; сопоставимость данных параметров приводит к максимальному значению θ .

Полученный материал представляет интерес для использования в качестве подложек микроэлектронной техники.

ЛИТЕРАТУРА

[1] D. Streltsov, K. Mailyan, A. Gusev, I. Ryzhikov, N. Erina, C. Su, A. Pebalk, S. Ozerin, S. Chvalun. Electrical properties, structure, and surface morphology of poly (*p*-xylylene)–silver nanocomposites synthesized by low-temperature vapor deposition polymerization. / Appl. Phys. A., vol. 110, 2013, P.413-422.

ТЕХНОЛОГИЯ ВАКУУМНОГО НАПЫЛЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО НАГРЕВАТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА ПЛЕНОЧНОГО ТИПА ДЛЯ ГЛАВНОГО И ВТОРИЧНОГО ЗЕРКАЛ ТЕЛЕСКОПА КОСМИЧЕСКОГО БАЗИРОВАНИЯ

Т-170М

К.Н. Афанасьев, А.В. Гусев, С.А. Гормин, А.Л. Дьячков, А.С. Ильин,
К.А. Маилян, И.А. Рыжиков, М.В. Седова

ИТПЭ РАН

Одним из приоритетных направлений работы ОКБ им. С.А. Лавочкина является создание телескопа космического базирования, работающего в УФ области спектра – проект «Спектр УФ». Важной конструкционной составляющей телескопа являются нагревательные элементы главного (ГЗ) и вторичного (ВЗ) зеркал, которые функционально термостатируют зеркала телескопа, уменьшая тем самым искажения анализируемого излучения, а также предохраняя зеркала от конденсации на них паров органических соединений, которые могут образоваться из-за наличия в конструкции телескопа деталей, выполненных из органических материалов.

Нагревательный элемент пленочного типа, в соответствии с техническим заданием (ТЗ), разработанным конструкторами ОКБ им. С.А. Лавочкина должен представлять собой многослойное покрытие, нанесенное методами вакуумного напыления на алюминиевую подложку размером 450 x 300 мм, предварительно обработанную методом микродугового поверхностного оксидирования (МДО). Поверхностный оксидный слой является антикоррозионным покрытием для излучающей поверхности элемента, а также обеспечивает величину ее излучательной способности (коэффициент излучения ϵ) не менее 85%, что является одним из требований ТЗ.

Следующий слой должен выполнять функцию диэлектрической развязки между подложкой и основным токопроводящим слоем. Высокие требования ТЗ по газовыделению нагревательного элемента, а именно: общая потеря массы многослойного покрытия при нагреве до 120°C не более 0,04% и количество летучих конденсирующихся веществ, образующихся в результате такого нагрева не более 0,02% массы всего многослойного покрытия, полностью исключают применение в качестве диэлектрического слоя материалов, нанесение которых связано с использованием каких-либо растворителей, а также материалов с клеевой основой. С другой стороны, к этому слою предъявляются высокие требования по электрической прочности: пробивное напряжение по всей поверхности элемента не менее 500 В; электрическое сопротивление элемента при смещении 500 В не менее 500 МОм.

Для решения этой технической задачи авторским коллективом была разработана и изготовлена вакуумная установка синтеза поли-пара-ксилиленовых (ППК) покрытий, позволяющая наносить их на крупногабаритные детали размером до 450 мм. Покрытия ППК формируются из газовой фазы одновременно на всей поверхности подложки, образуя конформное полимерное покрытие, обладающее высокими диэлектрическими характеристиками: коэффициент диэлектрической проницаемости (ϵ) – 2,85; удельное электрическое сопротивление – 10^{17} Ом·см; пробивное напряжение при толщине пленки ППК 5 мкм – 1,3 кВ.

Токопроводящий слой является металлической никель-хромовой (сплав X20H80) пленкой, получаемой методом вакуумного магнетронного напыления через маску. В результате на поверхности образуется токопроводящий меандр, обладающий необходимой в соответствии с ТЗ электрической мощностью. Высокие требования ТЗ по отклонению мощности нагревательного элемента от требуемого значения ($\pm 2,5\%$), а также требования по однородности температурного поля, создаваемого нагревательным элементом при его работе на излучающей поверхности, (не более $1,5\text{ }^{\circ}\text{C}$) обеспечивались благодаря использованию роботизированного комплекса перемещения магнетрона, позволяющего получать покрытия с высокой сплошностью.

Внешний слой оксида циркония является защитным диэлектрическим покрытием, препятствующим истиранию и образованию мелких царапин на токопроводящем слое в процессе монтажа нагревательных элементов. Кроме этого, функционально, покрытие предохранит от короткого замыкания нагревательный элемент в случае попадания на его поверхность посторонних металлических предметов. Напыление этого слоя осуществлялось методом электронно-лучевого распыления в вакууме. Таким образом, была разработана и изготовлена вакуумная установка синтеза полимерных покрытий ППК, позволяющая покрывать крупногабаритные детали и образцы, а также отработана технология напыления на поверхность крупногабаритных деталей многослойного покрытия, полностью отвечающего высоким требованиям ТЗ ОКБ им. С.А. Лавочкина.

ЛОКАЛИЗОВАННАЯ ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ СИСТЕМОЙ БЛИЖНЕПОЛЬНЫХ АНТЕНН В БИОФАНТОМНЫХ СРЕДАХ

А.В. Дорофеев¹, В.Н. Кисель¹, И.А. Родионов², И.А. Рыжиков¹,
С.Н. Старостенко¹, А.В. Шаламов²

¹ИТПЭ РАН

²МГТУ им. Н.Э. Баумана

Целью работы является разработка системы для дистанционного питания имплантируемых устройств. В существующих системах наибольшее распространение получили электромагнитные и акустические системы передачи. Представляют интерес также оптические методы передачи энергии. В ходе работы был произведен обзор существующих систем дистанционного питания имплантируемых устройств. К их недостаткам можно отнести сильную зависимость эффективности передачи от расстояния между передатчиком и приемником.

Разработан экспериментальный стенд для исследования зависимости передаваемой мощности от расстояния между передающей и принимающей антеннами. В качестве антенн использовались две плоские катушки диаметром 5 см, расстояние между которыми изменялось механически.

Исходя из того, что степень взаимодействия магнитного поля с органическими тканями слабее, и при повышении частоты глубина проникновения электромагнитных волн уменьшается, для эксперимента была выбрана частота 1кГц [1].

Для исследования степени влияния биологических тканей на распространение магнитного поля в экспериментальной установке использовались фантомные среды: парафин для моделирования жировой ткани и раствор 0,9 NaCl для моделирования кожной и мышечной тканей. Как видно из полученных зависимостей, наличие биологической среды между передатчиком и приемником слабо влияет на распространение магнитного поля, что соответствует теории. Достигнут коэффициент передачи энергии более 50% при расстояниях до 25 мм.

Для повышения эффективности передачи энергии предлагается использовать системы, состоящие из резонирующих контуров, используя подходы, применяемые в плазмонной оптике и при создании метаматериалов.

Экспериментально показано, что использование пассивных катушек расположенных так, что их оси параллельны направлению передачи энергии, позволяют сфокусировать квазистатические магнитные поля и увеличить дальность действия системы дистанционного питания более, чем в 2 раза.

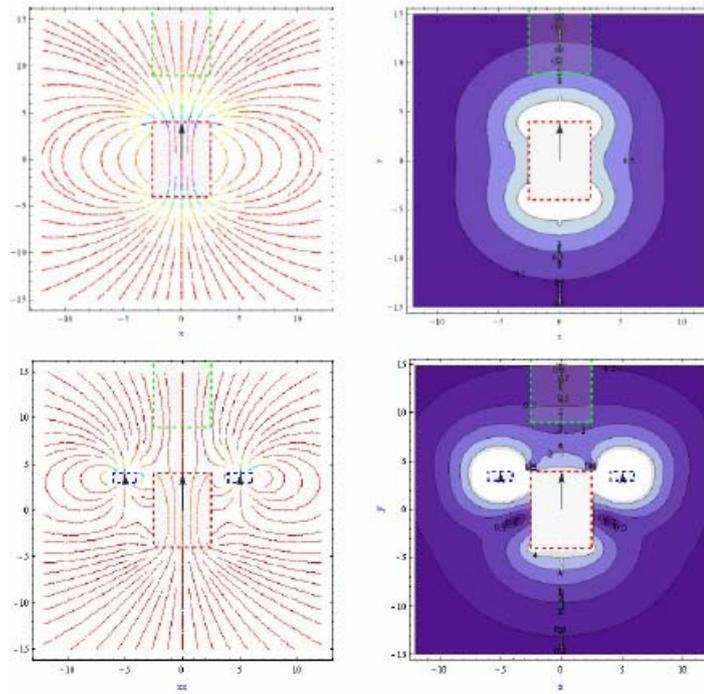


Рис.1. Увеличение коэффициента передачи за счет суперпозиции полей основной и вспомогательных катушек

Однако, медицинские данные показывают, что слабые низкочастотные магнитные поля оказывают значительное влияние на организм, следовательно, необходимо провести более детальные исследования биологического воздействия последних на организм с использованием более адекватных фантомных сред.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] R. King, G. Smit. Antennas in Matter: Fundamentals, Theory, and Applications, 1981.

АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМ И СОСУЩЕСТВУЮЩАЯ КОНДЕНСАЦИЯ ЭКСИТОНОВ В ДВУХСЛОЙНОМ АА ГРАФЕНЕ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Р.Ш. Акзянов^{1,2}, А.Л. Рахманов^{1,2}, А.В. Рожков^{1,2}, А.О. Сбойчаков¹

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (ГУ)

Двухслойные модификации графена вызывают повышенное внимание как у теоретиков, так и у экспериментаторов. Этот интерес обусловлен желанием расширить семейство графеноподобных материалов и создавать материалы с щелью в электронном спектре.

Важной особенностью двухслойного АА графена является идеальный нестинг дырочной и электронной Ферми поверхности. Как было показано в работе [1], эти вырожденные поверхности Ферми неустойчивы при сколь угодно слабом электронном взаимодействии, и двухслойный графен становится антиферромагнитным (АФМ) изолятором с конечной щелью в спектре. Эта электронная нестабильность является самой сильной в случае пересечения зон на уровне Ферми.

В нашей работе мы изучили поведение системы [см. рис. 1] в перпендикулярном электрическом поле. Конечное напряжение создает избыточные концентрации электронов и дырок на разных слоях. В силу принципа Паули добавочный электрон может только уменьшить полную магнетизацию на узле. В результате, АФМ параметр порядка при включении электрического поля уменьшается. Перпендикулярное электрическое поле нарушает слоевую симметрию, что ведет к появлению нового параметра порядка. Данный параметр порядка соответствует связанному состоянию электрона и дырки с одинаковым спином на разных слоях. Этот параметр порядка связан с антиферромагнитным и определяет конденсацию экситонов. Характерная величина экситонного параметра порядка лежит в интервале от 7 до 70К, АФМ параметра порядка в интервале от 100 до 10000К.

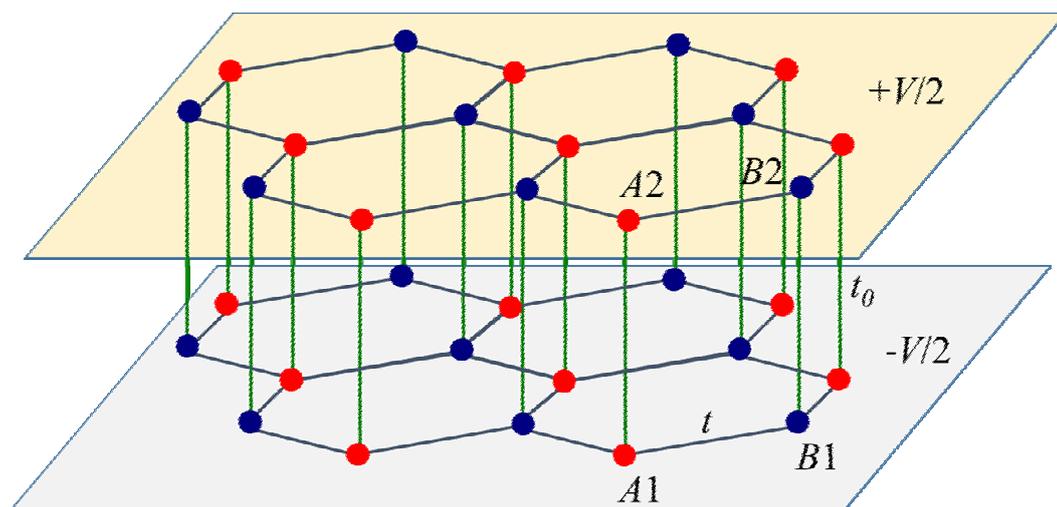


Рис. 1. Схема двухслойного графена. Символы $A(B)$ обозначают подрешетку, цифры $1(2)$ обозначают слой. Величины интегралов перескока в плоскости составляют $t=2.57$ eV, между плоскостями $t_0=0.36$ eV. Электрическое поле V приложено перпендикулярно слоям.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] A. L. Rakhmanov et al., Phys. Rev. Lett., vol. 109, 2012, P.206801
- [2] Y. Zhao et al., Physica B: Condensed Matter, vol. 407, 2012, P.724

ЭЛЕКТРОННЫЙ СПЕКТР ПОДКРУЧЕННОГО ДВУХСЛОЙНОГО ГРАФЕНА

А.О. Сбойчаков¹, А.Л. Рахманов¹, А.В. Рожков¹, F. Nori²

¹ИТПЭ РАН

²Advanced Science Institute, RIKEN, Wako-shi, Japan

Мы исследуем электронные свойства подкрученного двухслойного графена. Рассматриваемая двухслойка состоит из двух графеновых слоев, один из которых повернут относительно другого на малый (от нескольких градусов до нескольких десятых градуса) угол θ . При этом угол подворота предполагается таким, что в системе возникает кристаллическая сверхструктура, содержащая большое число элементарных ячеек однослойного графена. В зависимости от величины θ элементарная ячейка такой сверхрешетки содержит от $\sim 10^2$ до $\sim 10^4$ атомов углерода. Для каждого угла подворота мы строим одночастичный Гамильтониан системы в приближении сильной связи, и численно вычисляем его спектр. При этом мы учитываем, что амплитуда перескока электрона между двумя атомами углерода в разных слоях зависит не только от расстояния между атомами, но и от положения соседних с ними атомов (environment depending hopping) [1]. Мы сравниваем наши результаты с результатами других работ, как теоретических [2], так и экспериментальных [3]. Показано, что при не слишком малых углах θ ($>1.8^\circ$) имеется щель в спектре, связанная с гибридизацией состояний вблизи неэквивалентных точек Дирака K и K' . При меньших углах, щелевое состояние сменяется безщелевым, и в системе появляется поверхность Ферми.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] M.S Tang C.Z. Wang, C.T. Chan, and K.M. Ho, Phys. Rev. B, vol. 53, 1996. P.979.
- [2] J.M.B. Lopes dos Santos, N.M.R. Peres, and A.H. Castro Neto, Phys. Rev. B, vol. 86, 2012. P.155449.
- [3] R. Bistritzer and A.H. MacDonald, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, vol. 108, 2011. P.12233.
- [4] E.J. Mele, Phys. Rev. B, vol. 84, 2011. P.235439.
- [5] S. Shallcross, S. Sharma, and O. Pankratov, Phys. Rev. B, vol. 87, 2013. P.245403.
- [6] K.S. Kim, et al., Nature Materials, vol. 12, 2013. P.887.

НАВЕДЁННАЯ АНИЗОТРОПИЯ И ОСЦИЛЛЯЦИИ КОНДАКТАНСА В ГРАФЕНЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Я.И. Родионов¹, С.В. Сызранов², К.И. Кугель¹, F. Nori³

¹ИТПЭ РАН

²University of Colorado, Boulder, CO, USA

³Center of Emergent Matter Science, RIKEN, Saitama, Japan

Исследован спектр и динамика квазичастичных возбуждений в графене и в p - n -переходе на основе графена под действием линейно поляризованной электромагнитной волны достаточно большой амплитуды. Продемонстрировано, что кинетика носителей тока в такой системе может быть описана на основе не зависящего от времени эффективного гамильтониана, отвечающего целому набору точек Дирака в первой зоне Бриллюэна. При этом спектр квазичастиц в окрестности каждой из этих точек Дирака оказывается сильно анизотропным: скорость носителей тока, направленная вдоль вектора электрического поля падающей поляризованной электромагнитной волны, значительно превышает скорость в перпендикулярном направлении. Более того, вблизи некоторых точек Дирака поперечная скорость является осциллирующей функцией амплитуды падающей волны. Эти характерные особенности спектра квазичастиц находят своё отражение, в частности, в поведении кондактанса p - n -переходов на основе графена под воздействием электромагнитной волны большой интенсивности [1].

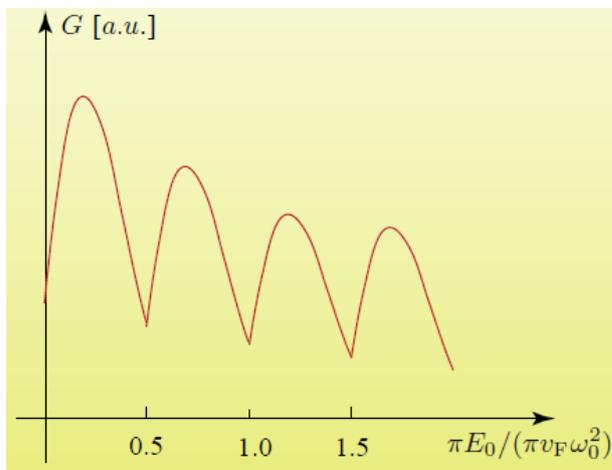


Рис. 1. Зависимость осциллирующей части кондактанса p - n -перехода на основе графена от нормированной амплитуды падающей электромагнитной волны большой интенсивности

ности спектра квазичастиц находят своё отражение, в частности, в поведении кондактанса p - n -переходов на основе графена под воздействием электромагнитной волны большой интенсивности [1]. Нами, например, показано, что кондактанс такого p - n -перехода зависит от поляризации волны, как $|\sin\theta|^{3/2}$, где θ - угол между направлением поляризации и p - n границей, и испытывает колебания в зависимости от амплитуды волны (рис. 1)

ЛИТЕРАТУРА

[1] S.V. Syzranov, Ya.I. Rodionov, K.I. Kugel, F. Nori, Phys. Rev. B, vol. 88, 2013. P.241112

ДВУМЕРНАЯ ЭЛЕКТРОСТАТИКА И КУПЕРОВСКОЕ СПАРИВАНИЕ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СИСТЕМАХ

В.В. Погосов

ИТПЭ РАН

Свойства низкотемпературных сверхпроводников макроскопического размера хорошо описываются теорией Бардина-Купера-Шриффера (БКШ). Однако теория БКШ не способна адекватно описывать сверхпроводящие корреляции в металлических наногранулах по причине использования приближения среднего поля в этой теории [1]. Остается открытым вопрос, насколько точно подход БКШ описывает и низколежащую часть спектра макроскопической системы, находящейся в режиме перехода от конденсата БКШ к режиму с локальными парами. Согласно некоторым моделям, недодопированные высокотемпературные сверхпроводники представляют собой одну из реализаций таких систем [2].

Существуют и другие подходы к решению многочастичной задачи с гамильтонианом типа БКШ. Один из них – точное решение Ричардсона [3,1]. Оказывается возможным установить вид полной волновой функции, зависящей от набора энергетических параметров, сумма которых и определяет энергию. Эти параметры удовлетворяют системе нелинейных алгебраических уравнений, получивших название уравнений Ричардсона. Уравнения Ричардсона оказываются формально эквивалентными уравнениям классической двумерной электростатики – значения энергетических параметров соответствуют положениям свободных частиц на плоскости. К сожалению, уравнения Ричардсона поддаются аналитическому решению лишь в некоторых частных случаях [3].

В работе предложен новый подход к решению уравнений Ричардсона, в котором учитывается тот факт, что кулоновское взаимодействие частиц в двумерной системе является логарифмическим [4]. Это позволяет ввести гиббсовскую вероятность найти систему частиц на плоскости в заданной конфигурации. Вероятность дается относительно простой мероморфной функцией, факторизуемой по координатам свободных зарядов. Далее, положение центра масс зарядов реконструируется с помощью методов интегрирования, т.е. путем вычисления статистической суммы для двумерной кулоновской плазмы и без непосредственного решения уравнений равновесия для нее. Для этого гиббсовскую вероятность следует определить при достаточно низкой эффективной температуре, а точность реконструкции энергии исходной квантовой задачи можно затем оценить, вычисляя среднеквадратичное отклонение от равновесия для этой величины.

С помощью данного метода рассмотрен спектр макроскопической

системы в режиме перехода от конденсата БКШ к локальным парам. Учитывая симметрию между спаренными электронами и спаренными дырками [5], было показано, что обобщенная теория БКШ дает асимптотически точное описание низколежащей части спектра. Выявлены разные режимы для энергии первого возбужденного состояния и определены критерии переходов между этими режимами.

Метод может быть обобщен и на случай наноразмерных систем, а также на конечные температуры, что требует дополнительных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] J. Dukelsky, S. Pittel, G. Sierra, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 76, 2004. P.643.
- [2] Q. Chen, J. Stajic, S. Tan, K. Levin, *Physics Reports*, vol. 412, 2005. P.1.
- [3] R.W. Richardson, *Phys. Lett.*, vol. 3, 1963. P.277.
- [4] W.V. Pogosov, *J. Phys.: Condens. Matter*, vol. 24, 2012. P.075701.
- [5] W.V. Pogosov, N. S. Lin, V. R. Misko, *Eur. Phys. J. B*, vol. 86, 2013. P.235.

КОРРЕКЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ S ПАРАМЕТРОВ МАТЕРИАЛОВ НА ШИРОКОПОЛОСНОМ СТЕНДЕ

К.М. Басков, В.Н. Семенов, В.А. Чистяев

ИТПЭ РАН

Измерение S параметров материалов на широкополосном стенде с диафрагмой основано на определении отношения измеренного сигнала при установке в диафрагму плоского образца E_I к калибровочному сигналу E_R (для параметра S_{11} на диафрагму устанавливается металлическая пластина, для S_{12} - свободное пространство). При этом из всех сигналов вычитается сигнал фона E_{B1} (для S_{11} на диафрагме - свободное пространство, для S_{12} – металлическая пластина с поглощающим покрытием). Методика измерения S параметров материалов описана в [1]. Эта методика измерений обеспечивает высокую точность измерений S параметров образцов материалов в широком диапазоне частот в случае размера диафрагмы, превышающей длину волны. В этом случае распределение электромагнитного поля на апертуре диафрагмы близко к плоской волне.

Если размер диафрагмы меньше длины волны, то распределение электромагнитного поля на её апертуре не соответствует плоской волне. В этом случае наблюдаются серьёзные погрешности измерений. Для того чтобы повысить точность измерений в области низких частот, необходимо при обработке измерений учесть истинное распределение поля на апертуре диафрагмы, а также учесть то, что волновое сопротивление диафрагмы не равно волновому сопротивлению свободного пространства. Построению процедуры обработки результатов измерений S параметров и посвящена эта работа.

На рис. 1а представлена блок-схема широкополосного измерительного стенда. Стенд состоит из векторного анализатора цепей, к портам которого подключены передающий (нижний) и приёмный (верхний) рупора. Передающий рупор помещён в безэховую камеру с поглощающим материалом, в одной стенке которой сделано круглое отверстие (диафрагма).

Делается следующее предположение: оба рупора стенда являются принимающими, а источником сигнала является распределение касательных составляющих электромагнитного поля (электрический и магнитный токи \vec{I}, \vec{M}) на апертуре диафрагмы. На рис. 1б представлена эквивалентная длинная линия измерительного стенда [2]. Образец материала описывается матрицей передачи $A(d, \varepsilon, \mu)$, где d – толщина образца, ε и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости. Предполагается, что нижнее пространство стенда имеет волновое сопротивление aW_0 , а верхнее – W_0 .

Источник напряжения E и источник тока J в схеме моделируют распределение токов на апертуре.

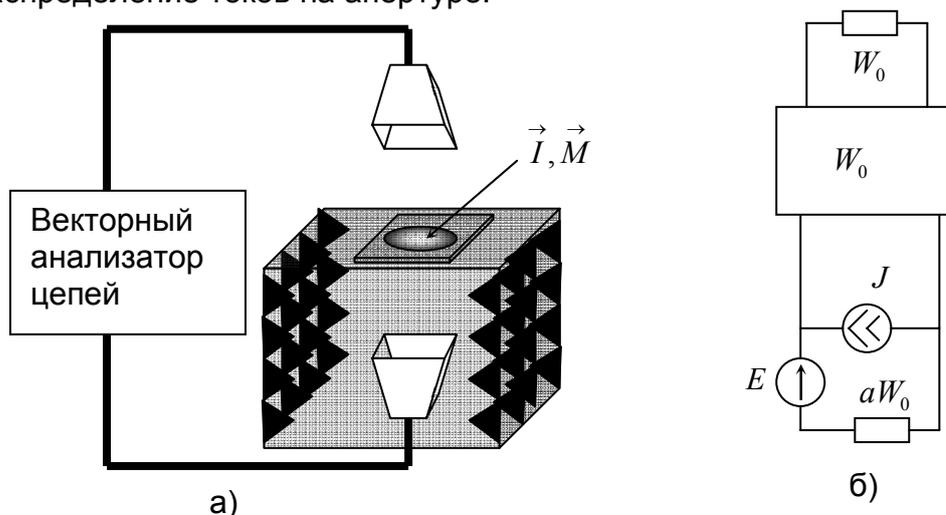


Рис. 1. Схема измерительной установки

С помощью измерений S параметров эталонного образца можно определить параметр стенда a – отношение волнового сопротивления нижнего пространства стенда к волновому сопротивлению свободного пространства. С помощью измерений двух отражённых сигналов: E_{B1} – диафрагма закрыта радиопоглощающим материалом; E_{B2} – диафрагма нагружена на свободное пространство – можно определить значение X – отношение среднего значения электрического тока к среднему значению магнитного тока в апертуре диафрагмы.

По найденным значениям X и a можно корректировать результаты измерений S параметров по формулам:

$$S_{11} = \frac{1 - Z_{ex}}{1 + Z_{ex}}, \quad S_{12} = K \hat{E}_i^{12}, \quad (1)$$

где $Z_{ex} = \frac{a(1 - \hat{E}_i^{11})}{\hat{E}_i^{11} + aX}$, $K = \frac{2(a + \hat{Z}_{ex})}{(1 + \hat{Z}_{ex})(1 + a)}$, $\hat{E}_i^{11} = \frac{E_i^{11}}{E_R^{11} - E_{B1}^{11}}$ – нормированный сигнал для измерения S_{11} , $\hat{E}_i^{12} = \frac{E_i^{12}}{E_R^{12} - E_{B1}^{12}}$ – нормированный сигнал для измерения S_{12} .

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Семененко В.Н., Чистяев В.А. Сверхширокополосная методика измерения электрофизических параметров листовых материалов в свободном пространстве // Материалы 20-й Международной крымской конференции “СВЧ - техника и телекоммуникационные технологии”, Сентябрь, 2010, Севастополь, Украина, С.1091-1092.
- [2] Бодров В.В., Сурков В.И. Математическое моделирование устройств СВЧ и антенн // Москва, Издательство МЭИ. 1994.

ПОДАВЛЕНИЕ ЭФФЕКТА ГИББСА ПРИ ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКЕ СИГНАЛОВ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ МАТЕРИАЛОВ

В.Н Семененко, В.А. Чистяев

ИТПЭ РАН

В ИТПЭ РАН разработана сверхширокополосная методика измерения комплексных проницаемостей листовых материалов в свободном пространстве в ближней зоне рупорных антенн. В данной методике для устранения влияния переотражений между измеряемым образцом и рупорной антенной используется временная селекция с использованием метода Time-Domain. Использование цифровой обработки измеренного сигнала приводит к появлению паразитных осцилляций сигнала на краях частотного диапазона (эффект Гиббса). Эффект Гиббса, связан со сходимостью ряда Фурье в точке разрыва функции. В точке разрыва ряд Фурье сходится к функции очень неравномерно, предельная флуктуация частичной суммы ряда, больше чем скачок функции в этой точке. Эффект Гиббса имеет место всегда при резких нарушениях монотонности функций. На скачках эффект максимален, во всех других случаях амплитуда пульсаций зависит от характера нарушения монотонности функции. Быстрое преобразование Фурье (БПФ), используемое в цифровой фильтрации требует чтобы количество точек равнялось 2^N . Обычно в процессе измерений снимается 2000 точек по частоте, которые добавляются нулями до 2^{14} . Дополнение нулями позволяет получить интерполированное преобразование более сглаженной формы.

Очевидно, что при добавлении нулями возникают разрывы, и даже использование весовых окон не позволяет полностью устранить эффект Гиббса.

Осцилляции сигнала на низкочастотном краю частотного диапазона могут сильно уменьшить динамический диапазон измерений.

Подавление эффекта Гиббса проводится в два этапа.

1. На первом этапе в измеряемый сигнал вносится предискажение – вычитается комплексная линейная функция вида

$$F_k = f_0 + \frac{(f_n - f_0)}{n} k,$$

где n – количество измеренных точек, f_0 и f_n – комплексные значения сигнала на первой и последней точках, значение k меняется от 0 до n .

Данный прием устраняет разрывы, поскольку значение функции на граничных точках обнуляются [1].

После цифровой фильтрации эта функция снова прибавляется к

отфильтрованному сигналу.

Данный метод значительно уменьшает осцилляции сигнала, вызванные эффектом Гиббса. (Рис.1)

2. Для дальнейшего подавления осцилляций используется усреднение отфильтрованного сигнала с использованием временных окон различной ширины. Суть данного метода состоит в том, что если менять ширину временных окон, на каждой точке в частотной области будут наблюдаться осцилляции сигнала.

Усреднение отфильтрованного сигнала при разной ширине окна ведет к дальнейшему снижению эффекта Гиббса.

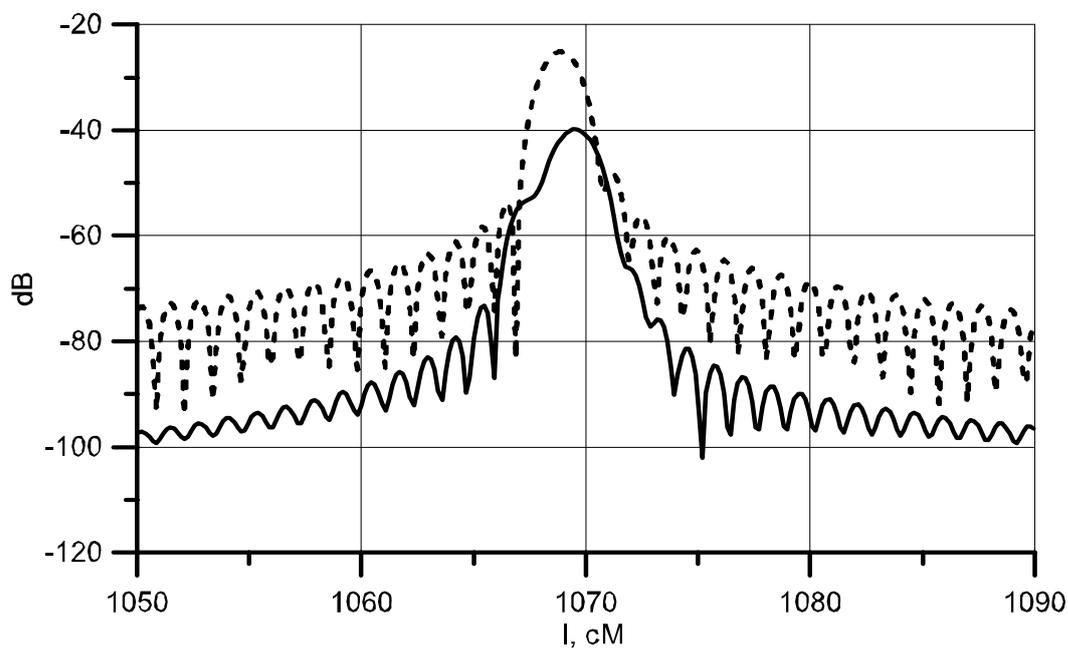


Рис. 1. Пунктирная линия – исходный спектр сигнала, сплошная – после обработки.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Cheh Pan. Gibbs Phenomenon Removal and Digital Filtering Directly through the Fast Fourier Transform // IEEE Transactions on Signal Processing, vol. 49, No 2, 2001. P.444-448.

МЕТОДИКА РАСЧЁТА РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СИСТЕМЫ «АНТЕННА – ОБТЕКАТЕЛЬ»

К.М. Басков, А.И. Федоренко

ИТПЭ РАН

Для анализа влияния обтекателя на характеристики антенной системы необходимо использовать электродинамическую модель, на основе которой можно оценивать такие характеристики, как коэффициент пропускания обтекателя, ошибку пеленга (ОП), изменение уровня боковых лепестков диаграммы направленности (ДН) антенны. Имеется достаточно много работ, в которых используются различные подходы к моделированию систем «антенна – обтекатель».

Для анализа таких систем с размерами от 10 до 100 длин волн обычно используется электродинамическая модель, построенная на основе метода физической оптики [1,2]. В докладе будет представлена новая методика расчета радиотехнических характеристик (РТХ) обтекателя произвольной формы со сложной N -слойной конструкцией стенки. Суть методики заключается в том, что в каждой точке поверхность обтекателя считается локально плоской. Поле излучения антенны в каждой точке на поверхности обтекателя представляется элементарным излучателем с электрическим и магнитным токами. Далее используется точный способ расчёта поля элементарного излучателя, находящегося на поверхности многослойной магнитодиэлектрической структуры [3].

Сначала рассчитывается поле антенны в каждой точке на внутренней поверхности обтекателя, и вводятся эквивалентные токи. В каждой точке на внутренней поверхности обтекателя вводится локальная система координат $(1x, 1y, 1z)$ с осью Z , направленной вдоль внешней нормали (рис. 1). Определяются величины $I_x = (Y, 1x)$, $I_y = (Y, 1y)$, $M_x = (M, 1x)$, $M_y = (M, 1y)$ - проекции эквивалентных токов на оси локальной системы координат. Спектры этих токов $I_{x,y}$ и $M_{x,y}$ в пространственной области принимаются постоянными (не зависят от пространственных частот) и могут быть записаны в виде

$$I_{x,y} = I_{x,y} dS; M_{x,y} = M_{x,y} dS \quad (1)$$

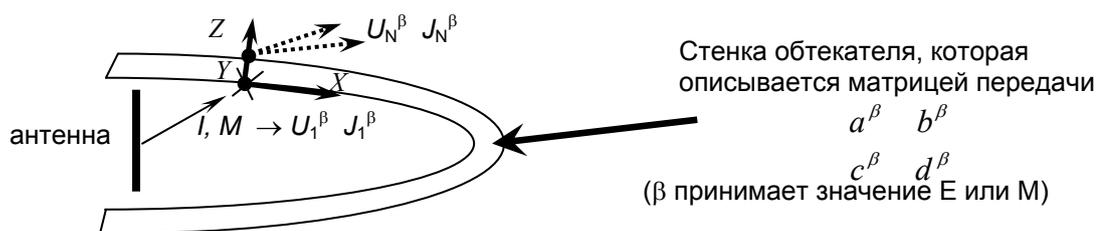


Рис. 1. Представление поля антенны в каждой точке на поверхности обтекателя в виде элементарного излучателя

Вводятся эквивалентные источники напряжения электрического и магнитного типов $2U_1^E$ и $2U_1^M$ в эквивалентной схеме на рис. 2, которые определяются через найденные спектры токов (1). Токи и напряжения $J_N^{E,M}$, $U_N^{E,M}$ на выходе схемы на рис. 2 после N -го слоя могут быть найдены с использованием теории длинных линий.

Зная токи и напряжения на выходе эквивалентной длинной линии, можно найти спектры составляющих электрического поля $\vec{E}_{x,y,z}$ на внешней стороне стенки обтекателя в локальной системе координат.

В итоге, зная спектр электрического поля $\vec{E} = 1x\vec{E}_x + 1y\vec{E}_y + 1z\vec{E}_z$ на внешней поверхности, можно, не делая обратного преобразования Фурье, сразу найти поле излучения в дальней зоне элементарной площадки на поверхности обтекателя:

$$\vec{E} = \frac{j\vec{E}\gamma}{2\pi} \exp(jR(q) + jk_0 l_\Sigma \cos \theta_{лок}) \frac{4\pi}{j\omega\epsilon_0}, \quad (3)$$

где $\gamma = k_0 \cos \theta_{лок}$, $R(q) = k_0(x'k_x + y'k_y + z'k_z)$, $q = (x', y', z')$ - точка интегрирования на внешней поверхности обтекателя, $\vec{k}' = (k_x, k_y, k_z)$ - единичный вектор, определяющий направление распространения волны в декартовой системе координат, $\theta_{лок}$ - угол распространения волны в локальной системе координат, l_Σ - общая толщина стенки.

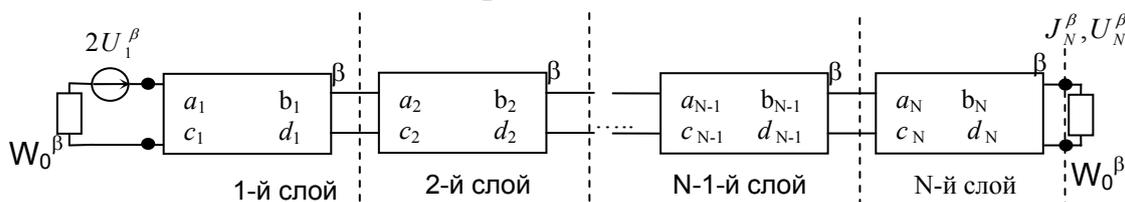


Рис. 2. Эквивалентная длинная линия N -слойной стенки обтекателя

Полное поле в дальней зоне рассматриваемой системы будет суммой всех полей от каждой элементарной площадки на поверхности обтекателя.

В настоящей работе приведены в сравнении выполненные разными методиками результаты расчётов основных РТХ системы «антенна – обтекатель». Показано, что новая методика расчёта позволяет существенно повысить точность вычисления ОП.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] D.C.F. Wu, R.C. Rudduck. Plane wave Spectrum-Surface integration technique for Radome analysis. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 4, 1975.
- [2] Toru Uno, Saburo Adachi, Kunio Sawaya. Three-dimensional computational analysis of radomes. // Radio Science, 1987, vol. 22, №6, November, pp. 913-916.
- [3] В.В. Бодров, Романов С.И. Учёт влияния плоскостойкой среды на характеристики вибраторных антенн. // Радиотехника и электроника, 1998, т. 43, № 10.

ФАЗОВОЕ РАССЛОЕНИЕ В МОДЕЛИ ХАББАРДА

П.А. Максимов^{1,2}, А.В. Рожков^{1,2}, А.О. Сбойчаков¹

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (ГУ)

Многочастичные системы зачастую демонстрируют разные виды неустойчивостей. Одним из типов таких неустойчивостей является фазовое расслоение — фазовый переход, при котором образуются области с разной плотностью частиц. Задачей данной работы является поиск фазового расслоения в системах, описываемых моделью Хаббарда [1]. Модель Хаббарда ведет свою историю с 1963 года. За последние 30 лет вышло огромное число работ, посвященных ей [2][3][4]. Она применяется для исследования высокотемпературных сверхпроводников, ультрахолодных атомов в оптических решетках, а также для описания различных электронных свойств соединений на основе переходных металлов, таких как: купраты, кобальтиты, манганиты и многие другие.

В данной работе показано, что однородное антиферромагнитное состояние модели Хаббарда является неустойчивым по отношению к фазовому расслоению в пределе малого взаимодействия между электронами. Мы покажем аналитически, что химический потенциал является убывающей функцией количества частиц, что является признаком неустойчивости. В появлении этого эффекта большую роль играет нарушение идеальности нестинга поверхности Ферми, которое возникает из-за анизотропии решетки и легирования.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] J. Hubbard, Electron Correlations in Narrow Energy Bands. Proceedings of the Royal Society of London, vol. 276 (1365), 1963. P.238–257.
- [2] A. Macridin, M. Jarrell, Th. Maier, Phase Separation in the Hubbard Model using the Dynamical Cluster Approximation. Phys. Rev. B, vol. 74, 8, 2006. P.085104.
- [3] P.G.J. van Dongen, Phase Separation in the Extended Hubbard Model at Weak Coupling. Phys. Rev. Lett., vol. 74, 1, 1995. P.182.
- [4] J.E. Hirsch, Charge Expulsion, Charge Inhomogeneity, and Phase Separation in Dynamic Hubbard Models. Phys. Rev. B, vol. 87, 18, 2013. P.184506.

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ПОЛИГОНОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕНН В ДАЛЬНОЙ ЗОНЕ

В.И. Гриднев¹, А.В. Зайцев²

¹НИИП им. Тихомирова

²ТРТИ ЮФУ

При создании полигона в черте города для измерения ДН в дальней зоне, необходимо оценить влияние местных предметов: окружающих зданий, земли, растительности на ДН антенн различного типа и поляризации с целью выбора мест размещения антенн и их высоты. В относительно простых ситуациях, только при наличии земли, это осуществляется по известным методикам [1], а в более сложных случаях, когда имеются многочисленные переотражения, решению этой проблемы может помочь программа WirelessInSite компании REMCOMInc [2]. Целью данной работы является разработка методики оценки качества полигона с помощью данной программы.

Оценка качества полигона осуществляется путем сравнения диаграмм направленности антенн, рассчитанных в свободном пространстве и в окружении местных предметов. При этом под диаграммой направленности понимается соотношение коэффициентов передачи при разных угловых положениях антенны. Расчеты диаграмм направленности антенн осуществлялись для горизонтальной и вертикальной поляризации. Для расчета коэффициентов связи между передатчиком и приемником нами был выбран метод FULL3D, который учитывает отражение и дифракцию электрических полей от геометрии зданий в трехмерном пространстве. Помимо FULL3D в программу заложены такие методы, как X3D, URBANCANYON, VERTICAL PLANE, которые основаны на лучевой трассировке и комбинируются с равномерной геометрической теорией дифракции. Количество рассчитываемых лучей определяется исходя из того, что число последовательных дифракций не должно превышать 4, а число точек отражения и прохождения луча не более 30. В результате исследования получены графики сравнения диаграмм направленности приемной антенны в свободном пространстве и при наличии зданий, а также построены величины ошибок, как разница между ними. Рассмотрены лучевые картины при интересующих углах поворота антенны.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Л.Н. Захарьев, А.А. Леманский, В.И. Турчин и др. Методы измерения характеристик антенн СВЧ. Под редакцией Н.М. Цейтлина, М.: Радио и связь, 1985, 368 с.

[2] www.remcom.com

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ АНАЛИЗА ХАРАКТЕРИСТИК РАСSEИВАНИЯ ФАР С КОНЕЧНЫМ ЧИСЛОМ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

В.И. Гриднев

НИИП им. В.В. Тихомирова

Разработана математическая модель ФАР в виде двумерно-периодической гексагональной решетки излучателей из открытых концов прямоугольных волноводов, расположенных на идеально проводящем экране конечных размеров. ФАР возбуждается плоской волной произвольной поляризации, падающей на решетку с заданного направления. Волноводы излучателей, имеющие согласующие элементы нагружены на произвольные комплексные нагрузки. Задача решается с помощью теоремы эквивалентности, приводящей к появлению эквивалентных магнитных токов, расположенных на поверхностях апертур излучателей. Эти токи раскладываются по базисным функциям, амплитуды которых определяются путем решения методом моментов системы интегральных уравнений, возникающей из граничных условий непрерывности тангенциальных магнитных полей на поверхностях излучателей. Электрические токи на поверхности конечного экрана ищутся в приближении физической оптики для бесконечного экрана. Расчет взаимных проводимостей между гармониками токов излучателей также выполняется при допущении о бесконечности плоского экрана. Задача решается методом Галеркина, причем матрица системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) на фиксированной частоте для всех углов падения рассчитывается один раз. Из решения СЛАУ определяются амплитуды магнитных токов, после чего можно рассчитать все характеристики ФАР и ЭПР. При расчете ЭПР к электрическим полям магнитных токов добавляются поля электрических токов конечного экрана. По данному алгоритму разработана программа на языке FORTRAN фирмы COMPAQ. Расчет ФАР диаметром 0.8 м и числом излучателей 1400 на компьютере PENTIUM IV-2.4 ГГц занимает 16 минут.

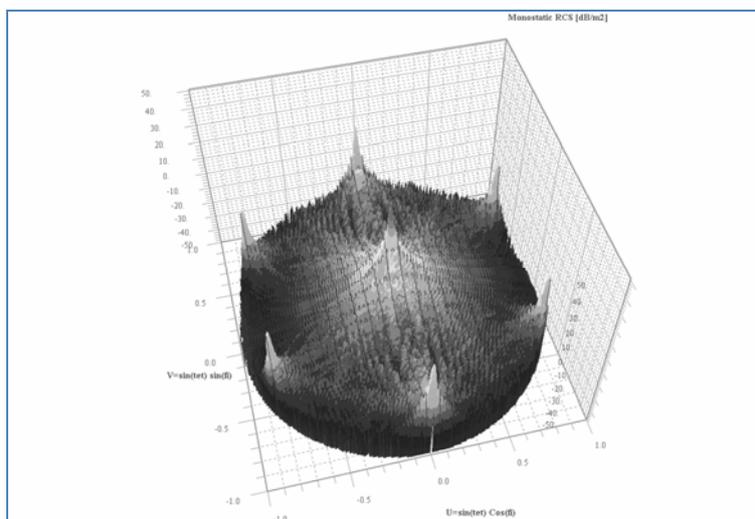


Рис.1. Диаграмма обратного рассеяния ФАР диаметром 800мм. для параллельной поляризации падающего поля.

Программа позволяет исследовать роль различных составляющих общей ЭПР. Результаты расчета ДОР ФАР, диаметром 800 мм., излучатели которой нагружены на согласованные нагрузки, на частоте $F=9.375$ ГГц показаны на рис.1 и 2. Из 3D диаграммы обратного рассеяния (рис.1), построенной в координатах направляющих косинусов, видно, что она имеет наряду с основным максимумом ряд дополнительных дифракционных максимумов, сопоставимых по уровню с основным лепестком. Как видно из рис.2, представляющего сечение предыдущей диаграммы в пл. Е, эти лепестки имеют ширину большую, чем главный лепесток. Этот рисунок позволяет также понять, как формируется результирующая ДОР, для чего на ней изображены вклады в ДОР полей излучателей решетки и токов экрана.

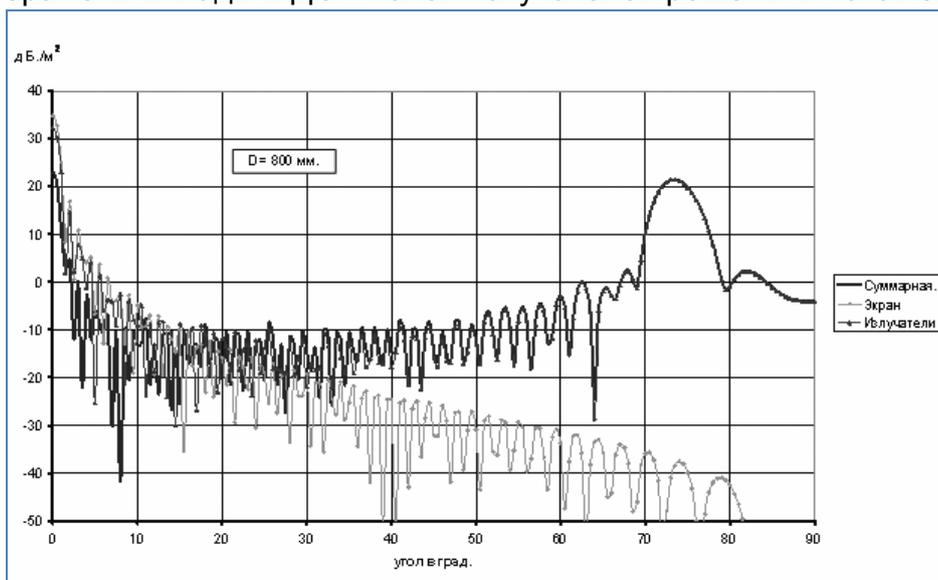


Рис.2. Диаграмма обратного рассеяния ФАР в пл. Е на частоте 9.375 ГГц.

РАСЧЕТ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ОТ ВХОДНОГО УСТРОЙСТВА АВИАЦИОННОГО ДВИГАТЕЛЯ

В.Н. Кисель

ИТПЭ РАН

Одним из узлов, создающих основной вклад в рассеянное поле в передней полусфере самолета, является воздухозаборник (ВЗ) с установленным в нем турбореактивным двигателем. Ранее в ИТПЭ РАН была разработана электродинамическая модель ВЗ со сложной формой воздушного канала, на стенки которого может быть нанесено покрытие. В этой модели для учета отражения волны от двигателя (входного направляющего аппарата, ВНА) в выходном сечении ВЗ размещалась периодическая (по углу поворота) система пластин. Выбором параметров размещения пластин можно не только моделировать основные физические явления, происходящие при отражении волны от ВНА, но и обеспечить соответствие расчетного уровня рассеянного поля значениям, известным из измерений. Однако такая относительно простая модель ВНА не позволяет непосредственно учесть наличие на нем покрытия или в подробностях изучить влияние конструкции ВНА на характеристики рассеяния.

В то же время, благодаря высокой степени универсальности модели воздушного канала ВЗ, можно с ее помощью провести расчеты рассеяния электромагнитной волны на ВНА с повышенными детализацией и точностью. Учитывая периодическую угловую симметрию ВНА, прохождение волны сквозь него можно исследовать, выполнив расчеты для одной секции. Так как прохождение электромагнитной волны сквозь секцию ВНА имеет те же особенности, что и для ВЗ, для расчета обратного рассеяния можно применять аналогичную методику.

В докладе представлены подробности реализации методики расчета рассеяния от входного устройства двигателя, дается анализ полученных результатов. Показано, что в 3-см диапазоне длин волн выбором подходящего покрытия можно обеспечить снижение отражения от ВНА традиционной конструкции на 2-4 дБ. Удлинение хорды передней стойки (так, что общая длина ВНА удваивается) позволяет получить дополнительное снижение ориентировочно на 3 дБ. Радикальное снижение отражения от первой ступени силовой установки возможно за счет придания каналу ВНА S-образной формы, что связано с одновременным увеличением длины ВНА. Однако такое же (двухкратное) удлинение ВНА по сравнению со случаем «прямой» входной секции дает существенно больший эффект, позволяя получить суммарное расчетное снижение поля, отраженного от входной части двигателя, ориентировочно на 12 дБ.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ РАДИОПОГЛОЩАЮЩЕГО МАТЕРИАЛА ПИРАМИДАЛЬНОЙ ФОРМЫ

А.В. Никитенко^{1,2}, А.С. Зубов¹, Е.В. Булычев¹

¹ИТПЭ РАН

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

Основной характеристикой компактного полигона является величина неравномерности поля в рабочей зоне. Существенный вклад в неравномерность вносит отражение от радиопоглощающего материала на стенках БЭК. В современных компактных полигонах распространен радиопоглощающий материал пирамидальной формы. Расчет отражения электромагнитных волн от такого материала необходим для оптимизации камеры и улучшения коэффициента безэховости [1].

В данной работе исследован случай нормального падения плоской волны на двухпериодический радиопоглощающий материал пирамидальной формы. Расчет проводился на основе алгоритма, использующего метод связанных волн для трехмерной задачи с модифицированными уравнениями на собственные значения [2, 3]. Исследована сходимость метода в зависимости от числа геометрических разбиений на слои и от числа гармоник, задействованных в расчете. Проведено сравнение с данными, полученными с помощью других алгоритмов решения, а также с результатами приближенного решения. Показано, что вклад в неравномерность поля в рабочей зоне камеры, вносимый гармониками, существенно превышает вклад, вносимый полем, зеркально отраженным от стенки камеры. По данным расчетов отражения от задней стенки БЭК рассчитан соответствующий вклад в коэффициент безэховости для различных конфигураций БЭК. Предложен метод снижения коэффициента безэховости с помощью модификации свойств радиопоглощающего материала.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния. М.:Наука, 2007.
- [2] M.G. Morahan, E.B. Grann, D.A. Pommet, and T.K. Gaylord. Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings // J. Opt. Soc. Am. A 12, 1995. P.1068-1076.
- [3] Ph. Lalanne and G.M. Morris. Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM-polarization // J. Opt. Soc. Am. A 13, 1996. P.779-784.

**УГЛУБЛЕНИЕ ТЕНИ ЗА ПРЯМОУГОЛЬНЫМ ЭКРАНОМ
ПУТЁМ ВВЕДЕНИЯ ЗУБЦОВ ПО КРАЯМ ЭКРАНА
А.М. Лебедев, А.И. Федоренко, Т.А. Фурманова
ИТПЭ РАН**

Для больших по сравнению с длиной волны прямоугольных вертикальных металлических экранов рассматривается формирование тени в ближней зоне и теневой части двухпозиционной диаграммы рассеяния (далее ДР) в дальней зоне в предположении нормального падения плоской волны на экран. Для улучшения теневого поля по краям экрана вводились зубцы. Поле за экраном и ДР экрана рассчитывались методом поверхностных интегральных уравнений.

Для обеспечения электромагнитной совместимости и помехозащищённости устройств часто требуется создать максимально глубокую тень за "развязывающим" экраном. Как вариант, при измерениях обратного рассеяния над подстилающей поверхностью можно использовать экраны для затенения зеркального "двойника" передающей антенны и затенения зеркального "двойника" рассеивающего объекта. С другой стороны, для обеспечения наилучших характеристик излучения антенной системы часто необходимо обуздить теневую часть двухпозиционной диаграммы рассеяния препятствия – некоторого неустраняемого экрана в окрестности антенны. В примере об измерениях обратного рассеяния над подстилающей поверхностью необходимо обеспечить минимизацию влияния затеняющего экрана на прямое прохождение излучения антенны в рабочую зону.

На возможность углубления тени и обуздания перехода свет-тень за непрозрачной полуплоскостью с полупрозрачным окончанием указывалось в [1]. Для зубцов по краю металлического экрана есть своя граница "дальней зоны", начиная с которой они представляют собой просто участок с изменяющейся прозрачностью.

Тень за прямоугольным экраном представляет сетку полос глубокой и существенно менее глубокой тени. Наличие перекрещивающихся полос неглубокой тени ухудшает качество тени в целом. Введение боковых "носиков" у прямоугольного экрана позволяет убрать вертикальные полосы неглубокой тени и приблизиться к структуре тени за экраном как для бесконечной горизонтальной полосы.

Теневое поле будем рассматривать как сумму падающего и затеняющего, созданного экраном. В приближении физической оптики, прослеживая формирование затеняющего поля как векторной суммы вкладов полей полосок малой ширины, параллельных горизонтальным краям экрана,

приходим к спирали Корню. Первый полупериод осцилляций спирали, включающий её "ножку", соответствует вкладу первой зоны Френеля, и далее полупериоды хода спирали по окружности медленно уменьшающегося радиуса соответствуют вкладам последующих зон Френеля. Тогда падающее поле представляется вектором из фокуса в начало спирали, а результирующее поле – вектором из фокуса в точку окончания спирали для затеняющего поля.

Медленная сходимость спирали Корню обуславливает невысокое качество тени даже за экранами больших размеров. В данной работе решается задача коррекции формы спирали затеняющего поля так, чтобы эта спираль сходилась быстрее и для конечного экрана оканчивалась максимально близко к точке сходимости спирали для бесконечного экрана. Близкая задача коррекции хода спирали, описывающей формирование поля рассеяния в дальней зоне, решена в [2].

Введение треугольных зубцов по горизонтальным краям прямоугольного экрана приводит к плавному уменьшению до нуля вклада полосок, вводимых по высоте зубцов и параллельных в целом горизонтальным краям экрана, при уменьшении расстояния от полоски до края экрана. Это приводит к ускорению скручивания спирали затеняющего поля к фокусу спирали, и, соответственно, к более глубокой тени за экраном. Указанный механизм углубления тени работает при относительно малых расстояниях от экрана, когда по высоте зубцов укладываются две и более зоны Френеля.

На больших расстояниях от экрана спираль затеняющего поля совершает порядка и менее одного оборота. Поэтому точка окончания спирали неизбежно находится на большом расстоянии от её фокуса. Для создания более глубокой тени можно использовать прямоугольные зубцы. Пусть для определённости ширина зубцов равна промежутку между ними – тогда по высоте зубцов локальный радиус спирали затеняющего поля уменьшается вдвое и на расстоянии от экрана, на котором по высоте зубца укладывается одна зона Френеля, создаются условия для формирования глубокой тени, поскольку точка окончания спирали попадает в окрестность точки сходимости спирали для бесконечного экрана.

Интересен сам по себе факт, что выбором формы можно создать более глубокую тень даже за экраном с меньшей площадью.

Любое количество треугольных зубцов реализует один и тот же закон линейного увеличения прозрачности при приближении к краю экрана. Поэтому угломестные ДР пластины с разным количеством зубцов вдоль горизонтальных краёв близки. При значительном увеличении числа зубцов по краю экрана конечной длины возрастают дифракционные эффекты из-за

взаимного влияния токов на зубцах. Сильные дифракционные эффекты возникают, когда полуширина основания треугольного зубца составляет порядка и менее длины волны.

Введение зубцов по краям металлического экрана даёт возможность обузить теньевую часть двухпозиционной диаграммы рассеяния экрана. При сохранении максимума теневого поля, наблюдалось обужение угломестной ДР в широкой угловой окрестности основного теневого лепестка, заключающееся в снижении уровня огибающей ДР на 2 порядка и более.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Татарников Д.В., Чернецкий И.М. Затенение полуплоскостью с полупрозрачным окончанием // Докл. VI Всероссийской научно-техн. конф. «Радиолокация и радиосвязь». – М.: ИРЭ РАН, 2012. С.169-174.
- [2] Лебедев А.М., Федоренко А.И. Эффективная частичная маскировка выпуклого проводящего объекта // Докл. V Всероссийской научно-техн. конф. «Радиолокация и радиосвязь». – М.: ИРЭ РАН, 2011. С.475-479.

ЛОВУШКИ ДЛЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ТОКА

А.М. Лебедев, Т.А. Фурманова

ИТПЭ РАН

Медленно затухающие поверхностные электрические токи возникают на металлическом объекте, например, при падении электромагнитной волны на условно заднюю кромку в случае, если вектор \vec{E} перпендикулярен кромке. Вследствие генерации поверхностных токов возникают явления вторичной дифракции и, соответственно, наблюдаются отклонения диаграмм обратного рассеяния (ДОР) от предсказываемых как просто физической оптикой (ФО), так и ФО в сочетании с физической теорией дифракции (ФТД), когда последняя используется для учёта первичной дифракции плоской волны на клиновидном крае.

Вторичная дифракция приводит к неожиданным и, как правило, нежелательным повышениям обратного рассеяния в направлениях, близких к скользящим вдоль поверхностей, где возбуждаются поверхностные токи. Это может приводить к дополнительной демаскировке объекта, если в указанных направлениях нет других заметных вкладчиков в обратное рассеяние.

Первый пример проявления вторичной дифракции вследствие наличия поверхностных токов – дополнительные осцилляции ДОР вокруг уровня, даваемого ФТД, при падении плоской волны на край пятиугольной пластины со стороны носика. Имеется в виду пятиугольная пластина с заострённым носиком, традиционно используемая для моделирования рассеяния краем поверхности. В описанной ситуации происходит интерференция поля повышенного обратного рассеяния задним краем пластины и поля двухпозиционного рассеяния в результате вторичной дифракции поверхностной волны на носике пластины. Второй пример – повышение общего уровня ДОР прямоугольной пластины, по сравнению с расчётом по ФТД, при близких к скользящим направлениях падения. Указанное повышение уровня ДОР имеет место из-за многократной дифракции поверхностных волн на параллельных краях пластины.

Необходимо уточнить, что поверхностные электрические токи – не единственные источники вторичной дифракции. В качестве ещё одной причины укажем рёберные волны.

Ловушки из радиопоглощающего материала, помимо достаточно полного поглощения поверхностных токов, должны быть незаметны, во всяком случае начиная с некоторого отклонения направления облучения от нормали к поверхности, и вплоть до скользящего падения – иначе при нанесении ловушки одни искажения ДОР будут заменяться на другие. С

другой стороны, затухание поверхностного тока в ловушке должно быть достаточно плавным, поскольку иначе обрыв поверхностного тока обусловил бы свои дифракционные эффекты. Оба фактора в совокупности приводят к необходимости протяжённого по сравнению с длиной волны перехода металл – радиопоглощающее покрытие (РПП) на границе ловушки.

Простейшая конструкция ловушки – пятно РПП с длинным скосом – участком плавного уменьшения толщины РПП до нуля, - по краю пятна. Опробованы были также варианты ловушек с краями в виде зубцов, ловушки из гребней РПП с высотой, уменьшающейся к краям ловушки. Показано, что ловушки можно выполнять как выступающими, так и невыступающими, то есть заподлицо.

Расчёты ДОР пятиугольной пластины показывают, что ловушка из РПП позволяет убрать следы вторичной дифракции поверхностной волны на носике пластины, при (в остальном) малом возмущении вида ДОР всюду, кроме направлений в окрестности нормального к поверхности пластины. Далее, из результатов расчётов также следует, что огибающая ДОР прямоугольной металлической пластины с ловушкой выходит на уровень ДОР металлической пластины, рассчитанной в приближении ФО+ФТД, при достаточно большом отклонении направления облучения от нормали к пластине.

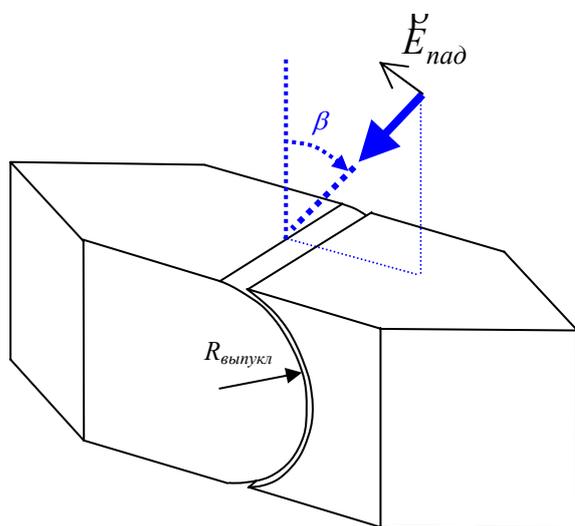
ОЦЕНКА ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ЗАЗОРОМ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ СОЧЛЕНЕНИЯ

А.М. Лебедев, Т.А. Фурманова

ИТПЭ РАН

С целью оценить погонное (на единицу длины) обратное рассеяние зазором вращающегося сочленения и наметить пути его минимизации, была предложена простая модель сочленения и методом поверхностных интегральных уравнений вычислялась диаграмма обратного рассеяния (ДОР) модели. Сравнивалась также эффективность различных вариантов нанесения радиопоглощающего покрытия (РПП).

Поперёк металлической призмы-лодки с 6-угольным основанием, аналога шестиугольной пластины, традиционно используемой при оценке рассеяния швами, был выполнен зазор между скруглённой выпуклой частью



с радиусом $R_{\text{выпукл}} \sim 100 \text{ мм}$ и также скруглённой, но вогнутой ответной частью с радиусом $R_{\text{вогн}} = R_{\text{выпукл}} + W$. При этом высота призмы $2 \cdot R_{\text{выпукл}}$. Далее для определенности будем называть W шириной зазора, хотя ширина видимого сверху/снизу входа в зазор намного больше W . В расчётах W варьировался в интервале $1 \div 10 \text{ мм}$.

Как и для щелей, исследовалось обратное рассеяние зазором руля при его облучении волной с вектором $\vec{E}_{\text{над}}$, перпендикулярным зазору.

РПП наносился вместе, либо в разных комбинациях 1) в зазор в виде цилиндрического слоя РПП толщиной t_{in} на скруглённую выпуклую часть, 2) в непосредственной близости к зазору по схеме "полочка" РПП длиной L_n , где толщина РПП t_{ex} постоянна, а далее 3) скос РПП длиной L_s , на котором толщина РПП линейно сходит на ноль.

Падение волны на зазор вращающегося сочленения будем для краткости называть облучением со стороны жёсткого входа в зазор для ракурсов с $\beta > 0^\circ$ и со стороны мягкого входа при $\beta < 0^\circ$.

Для узких зазоров, имеющих видимую ширину входа в зазор много меньше длины волны, ДОР зазора практически однородна по углу. Для достаточно широких зазоров со стороны жёсткого входа будет наблюдаться более высокий уровень ЭПР. Во-первых, в направлениях малого отклонения

от нормали к поверхности с увеличением ширины зазора W всё более ясно проявляется обратное рассеяние от видимого фрагмента выпуклой части с большим радиусом кривизны $R_{\text{выпукл}}$, так что ЭПР на 1λ длины будет по порядку величины выходить на уровень $2\pi \cdot R_{\text{выпукл}} / \lambda$. Во-вторых, для рассматриваемой поляризации волны при падении со стороны жёсткого входа действует фактор повышенного обратного рассеяния от задней кромки.

Если наносить РПП только на выпуклую поверхность в зазоре, то при толщине РПП $t_{in} = (1 \div 2)\mu\text{м}$ маскировка наблюдалась только со стороны мягкого входа. Далее, если добавить РПП постоянной толщины $t_{ex} \sim t_{in}$ по обе стороны зазора, внутри которого также нанесено РПП, то при общей тенденции к понижению ЭПР, в том числе и со стороны жёсткого входа, решающего улучшения маскировки нет, поскольку в отдельных немалых угловых секторах наблюдаются повышения уровня погонной ЭПР зазора. Нанесение РПП по схеме полочка-скос только по краям зазора обладает некоторым потенциалом снижения ЭПР руля при близких к скользящему падениях. Однако при приближении направления облучения к нормальному, наоборот, получаем повышение погонного ЭПР, по сравнению с непокрытым зазором. Наконец, совместное нанесение РПП как внутрь зазора, так и в его окрестности по схеме полочка-скос даёт улучшение ДОР зазора при всех углах облучения. Практически во всех углах облучения, кроме облучения в направлениях, близких к направлению нормали к поверхности, можно обеспечить практически такой же эффект уменьшения обратного рассеяния, как и при полном закрытии РПП всей верхней и нижней поверхностей макета.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НИЗКОЧАСТОТНОЙ РУПОРНОЙ БЕЗЭХОВОЙ КАМЕРЫ

Н.П. Балабуха¹, Н.Л. Меньших^{1,2}, В.С. Солосин¹

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (ГУ)

Безэховые камеры (БЭК) рупорного типа имеют ряд преимуществ по сравнению с прямоугольными камерами [1]. В рупорной БЭК почти нет лучей, отражённых от боковых стенок, поэтому распределение поля в рабочей зоне не имеет колебаний, вызванных интерференцией волн. Площадь стен рупорной БЭК, которые нужно покрыть РПМ, меньше, чем у прямоугольной, поэтому она дешевле.

Расчет распределения поля в рабочей зоне рупорной БЭК был выполнен на вычислительном комплексе ИТПЭ РАН с использованием программы FEKO. При расчетах РПМ заменялся слоем диэлектрика с эффективной диэлектрической проницаемостью. Для определения эффективной проницаемости использовался метод плоскостлоистого приближения. Были использованы результаты вычисления коэффициента отражения от клиновидного РПМ из работы [2]. По коэффициенту отражения вычислялась эффективная диэлектрическая проницаемость материала. В расчете моделировалась БЭК целиком, чтобы учесть отражения внутри камеры.

Целью данной работы является проведение точного расчета распределения поля в рабочей зоне рупорной БЭК.

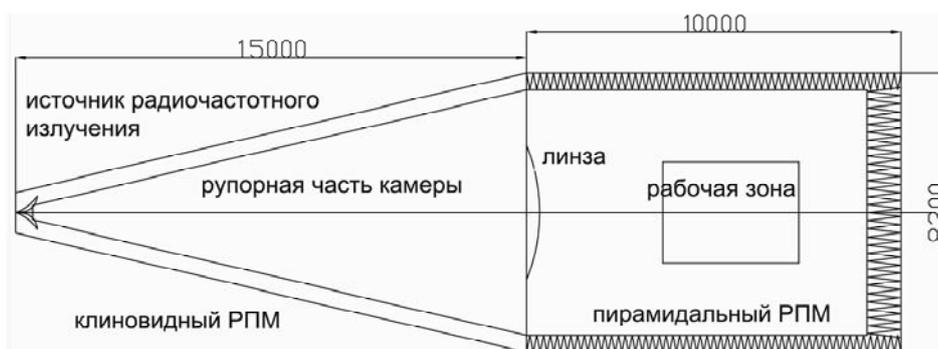


Рис.1. БЭК рупорного типа

Вид БЭК показан на рис. 1. Рупорная часть камеры имеет 15 м в длину. В этой части камера будет покрыта клиновидным РПМ. Объект помещается в прямоугольной части камеры с поперечным сечением 8.3×8.3 м и длиной 10 м в центре рабочей зоны. Эта часть БЭК будет покрыта пирамидальным РПМ. Рабочая зона БЭК представляет собой горизонтально расположенный цилиндр диаметром 3 метра и длиной 4 метра.

В работе представлено сравнение результатов расчета и экспериментальных данных, полученных на масштабной модели рупорной БЭК. Масштаб модели 1:20.

На рис. 2 и 3 приведены распределения амплитуды и фазы поля в центральном сечении рабочей зоны БЭК. Как видно из рисунка амплитуда поля монотонно спадает к стенкам камеры и сохраняет уровень 1 дБ в пределах 1/3 поперечного размера камеры, что хорошо известно из литературы [3]. Фаза носит характер сферической волны, исходящей из вершины рупора.

Считая допустимым перепад поля по амплитуде в рабочей зоне не более 2 дБ и неравномерность фазы не более 20° , получаем размер рабочей зоны на частоте 400 МГц (частота для реальной камеры) 3 метра.

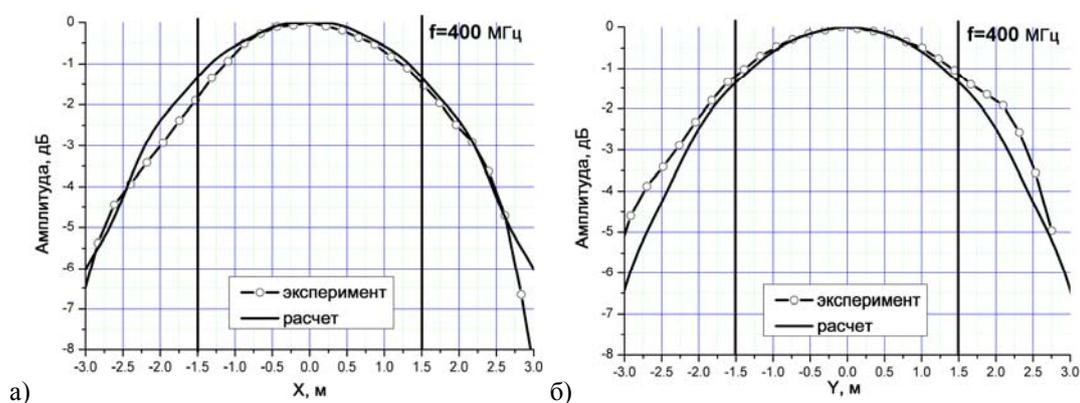


Рис. 2. Распределение амплитуды поля в сечениях: а) горизонтальном и б) вертикальном камеры в центре рабочей зоны, на частоте 400 МГц.

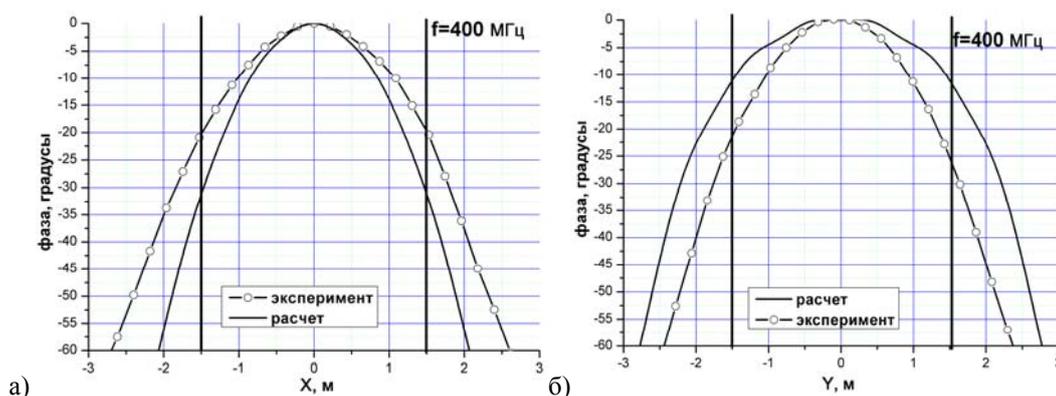


Рис. 3. Распределение фазы поля в сечениях: а) горизонтальном и б) вертикальном камеры в центре рабочей зоны, на частоте 400 МГц.

Волна на выходе из рупорной части имеет приближенно сферический фронт. Чтобы обеспечить изменение фазы волны не более чем 20° , нужно на частотах выше 400 МГц установить в апертуру рупорной части БЭК диэлектрическую линзу. Проводилось исследование влияния линзы на распределения амплитуды и фазы поля в рабочей зоне. На линзу падает

волна, структура поля которой идентична полю волны в апертуре рупорной части БЭК. Исследовалось поле на расстоянии, соответствующем центру рабочей зоны. В расчете использовалась линза с проницаемостью $\epsilon=2$, диаметром 4 метра с фокусным расстоянием 15 метров.

Результаты расчета распределения амплитуды и фазы поля на частоте 2 ГГц представлены на рис. 4. Расчет проводился тремя методами: методом моментов (FEKO), методом геометрической оптики с переотражениями (FEKO) и методом физической оптики. Результаты расчета всех методов совпали друг с другом. Амплитуда поля в рабочей зоне колеблется в пределах 3 дБ, колебания фазы не превышают 20 градусов.

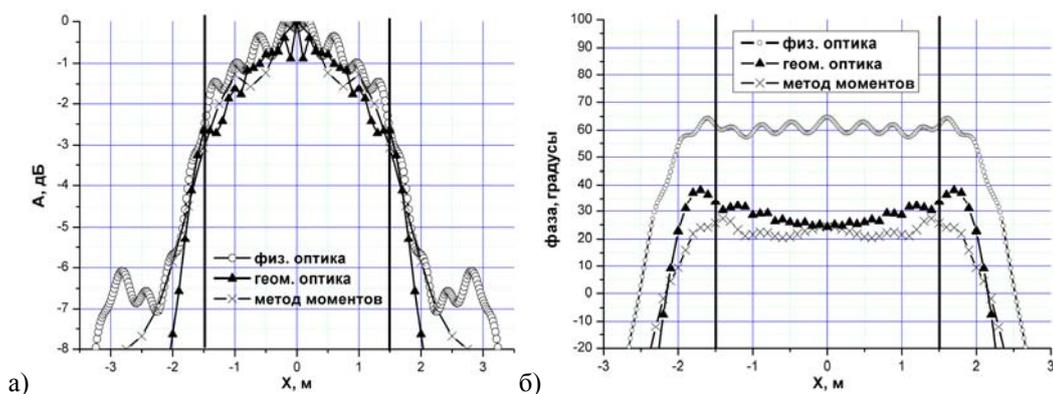


Рис. 4. Распределение а) амплитуды и б) фазы поля после линзы в центре рабочей зоны на частоте 2 ГГц.

В работе выполнено моделирование полноразмерной рупорной безэховой камеры. Результаты расчета показали, что камера предложенного дизайна будет иметь рабочую зону диаметром 3 метра с неравномерностью амплитуды не более 3 дБ и неравномерностью фазы не более 20° . Для частот выше 400 МГц необходимо использовать диэлектрическую линзу для коррекции фазы.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Балабуха Н.П., Зубов, А.С., Солосин В.С. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния. М.:Наука, 2007.
- [2] Никитенко А.В., Зубов А.С., Шапкина Н.Е. Оценка влияния отражения от поглощающего материала, размещенного вблизи облучателя коллиматора, на поле, измеряемое на апертуре коллиматора. Двенадцатая ежегодная конференция ИТПЭ РАН, Москва, 4-7 апреля 2012.
- [3] Hemming L. H., Electromagnetic Anechoic Chambers A Fundamental Design and Specification Guide. J.Wiley&Sons Inc., Publication 2002.

УМЕНЬШЕНИЕ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ УГЛОВЫХ ОШИБОК ПРИ АНТЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ В КОМПАКТНОМ ПОЛИГОНЕ

С.А. Федоров

ИТПЭ РАН

При антенных измерениях для привязки координат ось измеряемой антенны совмещают с направлением падающей на нее электромагнитной волны. Но при этом надо учитывать систематические ошибки, которые вносит опорно-поворотное устройство (ОПУ) и несоосность крепления антенны к фланцу ОПУ [1]. Чтобы уменьшить ошибку несоосности крепления антенны к фланцу ОПУ используются оптический метод с помощью контрольного зеркала. В этом случае вращается антенна с зеркалом и теодолитом определяется несоосности (см. рис.1), которая уменьшается с помощью регулировочных крепежных элементов. Но в этом случае зеркало влияет на радиотехнические параметры антенны и появляется ошибка несоосности зеркала и антенны.

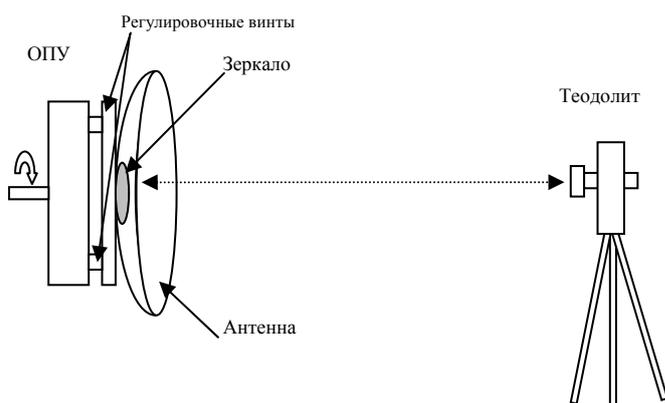


Рис. 1

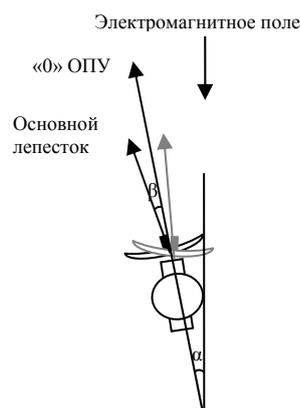


Рис. 2

Поскольку в компактном полигоне ИТПЭ точность нахождения положения основного лепестка достигается с точностью угловой минуты для измеряемых антенн, то предложено находить ошибки несоосности крепления антенны к фланцу ОПУ и несоосности координат ОПУ и электромагнитного поля. Если α – угол между направлениями падающей электромагнитной волны и нулем ОПУ, а β – угол несоосности крепления антенны к фланцу ОПУ (рис.2), то можно рассчитать, что

$$\alpha = (\gamma_1 + \gamma_2) / 2, \quad \beta = (\gamma_1 - \gamma_2) / 2,$$

где γ_1 и γ_2 – измеренные направления основного лепестка антенны в положениях по поляризации прямой и перевернутой на 180 градусов. Для точного определения углов делаются замеры для различных положениях

антенны по поляризации.

В докладе рассматриваются экспериментальные данные, сделанные на параболических антеннах с диаметром раскрыва 60 и 30 см. Показано, что при предложенной настройке ошибка несоосности крепления антенны составляет до двух минут. Для антенны с круговой поляризации по этой методике можно определить коэффициент эллиптичности. Из-за того, что в падающем электромагнитном поле от коллиматора имеются неоднородности [1], то ошибка несоосности координат и ОПУ для каждой антенны при заданной частоте разная. Разброс этой ошибки достигает несколько десятков угловых минут.

ЛИТЕРАТУРА

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

К ВОПРОСУ О ВЫЧИСЛЕНИЯХ С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММЫ FEKO

Н.П. Балабуха¹, Н.Л. Меньших^{1,2}, В.С. Солосин¹

¹ИТПЭ РАН

²МФТИ (ГУ)

На сегодняшний день существует много пакетов вычислительных программ для расчета различных физических задач, в том числе и для задач по исследованию рассеяния электромагнитных волн. Одной из таких широко используемых программ является FEKO. FEKO – это широкофункциональная программная среда для численного электромагнитного моделирования, основанная на современных вычислительных технологиях и позволяющая решать широкий круг задач.

В пакете программы предусмотрены несколько методов расчета, при этом основным является метод моментов, а для объектов, размеры которых значительно превышают длину волны, включены, в том числе методы, основанные на принципах физической оптики [1].

В данной работе проведен сравнительный анализ результатов, полученных на FEKO различными методами расчета.

Была исследована зависимость ЭПР диэлектрической сферы от частоты. Данная задача имеет аналитическое решение в виде рядов [2] и потому хорошо подходит для проверки результатов. На рисунке 1 представлены расчеты ЭПР сферы в зависимости от ka , электрического радиуса сферы, полученные различными методами.

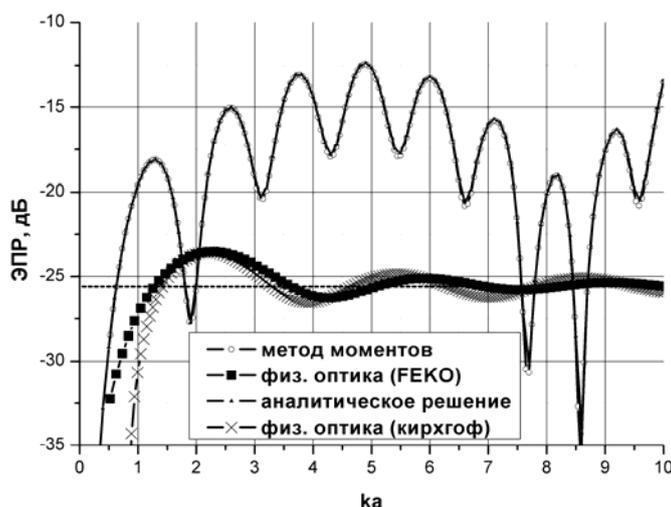


Рис. 1. ЭПР диэлектрической сферы радиусом $a=25$ см и с $\epsilon=1.61$ в зависимости от частоты

Как видно из рисунка 1 расчет методом моментов (FEKO), отмеченный на графике кружечками совпал с точным аналитическим решением, отмеченный на графике треугольниками. Метод физической оптики (FEKO)

(показан на графике квадратиками) дает неверный результат, колебания, полученные этим методом, не совпадают с реальными резонансами диэлектрической сферы. Чтобы понять причины различия мы провели расчеты ЭПР диэлектрической сферы методом ФО непосредственным вычислением интеграла Кирхгофа [3]. На рис.1 приведен (отмечено крестиком) результат расчета, учитывающий рассеяние только от освещенной поверхности сферы. Как видно из рисунка 1 расчет методом ФО на программе FEKO хорошо совпадает с нашим расчетом. Из этого можно сделать вывод, что метод ФО, реализованный в программе FEKO, также не учитывает внутренних переотражений в диэлектрическом объекте.

Для диэлектриков с большими потерями, где переотражения почти не вносят заметный вклад в рассеянное поле, расчеты методом физической оптикой в области высоких частот, как и следовало ожидать, приближаются к точным значениям. Ниже на рис.2 представлены результаты расчета различными методами ЭПР диэлектрической сферы с потерями (обозначения на графиках те же).

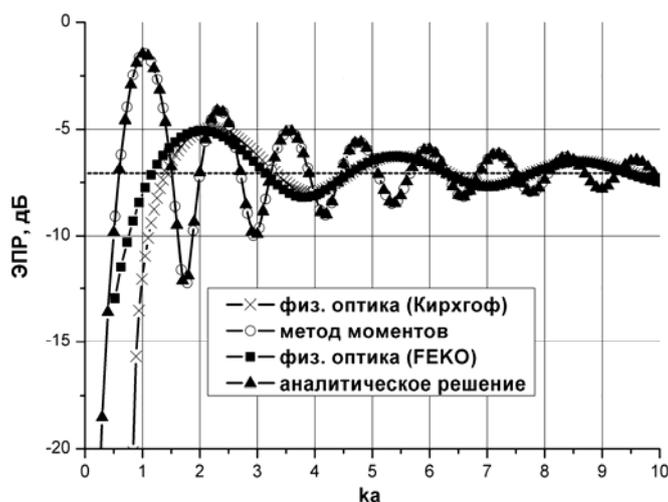


Рис. 2. ЭПР диэлектрической сферы радиусом $a=25$ см и с $\epsilon=1.61+2,03i$ в зависимости от частоты

Таким образом, можно сделать вывод, что расчет методом физической оптики в FEKO для диэлектрических объектов с малыми потерями может приводить к неверным результатам.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] User's manual. FEKO, suite 6.2.2. Feb. 2013.
- [2] J.A. Stratton, Electromagnetic theory. New York and London: McGROW-HILL, 1941.
- [3] А.И. Потехин Некоторые задачи дифракции электромагнитных волн. М.: Советское радио, 1948.

**МЕХАНИЧЕСКИ ПРОЧНЫЙ МАТЕРИАЛ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ
ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ БЛИЗКОЙ К ЕДИНИЦЕ.
СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ КОНСТРУКЦИИ**

К.М. Басков, А.Н. Лагарьков, В.Н. Кисель, В.Н. Семенов
ИТПЭ РАН

В настоящей работе приведены результаты дальнейших исследований свойств метаматериала с высокой механической прочностью и диэлектрической проницаемостью близкой к единице, конструкция которого была представлена ранее в [1]. Одним из существенных его недостатков является пространственная дисперсия магнитной проницаемости при наклонном падении E поляризованной волны. Этот недостаток связан с тем, что с помощью плоской индуктивной поверхности (решётка из искривлённых проводов с малым периодом [2]) нельзя скомпенсировать отрицательную ёмкость в эквивалентной проводимости тонкого диэлектрического слоя, которая зависит от угла падения при наклонном падении E поляризованной волны:

$$Y_C = j\omega\varepsilon_0 d(\varepsilon - 1) - j\omega\varepsilon_0 d \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \tan^2 \theta = j\omega C_C + j\omega C_{C\text{дон}} \quad (1)$$

На рис. 1а представлена эквивалентная схема для расчёта S параметров тонкого диэлектрического слоя при падении E поляризованной волны [3]. С учётом того, что толщина слоя маленькая, параллельное соединение проводимости, связанной с отрицательной ёмкостью $C_{C\text{дон}}$ эквивалентно индуктивному сопротивлению $j\omega L_{C\text{дон}}$, включённому последовательно сопротивлению свободного пространства $W_0^E = \frac{1}{Y_0^E}$ (рис. 1б).

$$L_{C\text{дон}} \approx -(W_0^E)^2 C_{C\text{дон}} \quad (2)$$

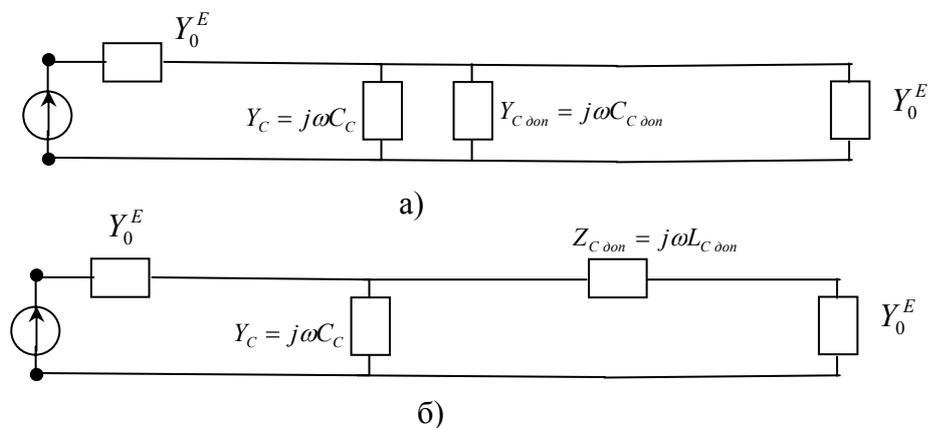


Рис. 1. Эквивалентная схема для расчёта S параметров тонкого слоя диэлектрика

Для компенсации $L_{C\text{дон}}$ в [1] предлагалось использовать дополнительную решётку из реактивных элементов, обладающих ярко

выраженным электрическим моментом, направленным перпендикулярно поверхности метаматериала. Решётка из таких элементов эквивалентна последовательному включению в схему ёмкостного сопротивления C_p . Такими реактивными элементами могут быть маленькие по сравнению с длиной волны спирали, длина которых много больше их диаметра.

В работе исследованы свойства таких решёток, определены их оптимальные параметры для наилучшей компенсации $C_{C\text{ доп}}$. Эквивалентная схема метаматериала без пространственной дисперсии магнитной проницаемости приведена на рис.2. Проводимость Y_p описывает в схеме решётку индуктивного типа, предназначенную компенсировать проводимость Y_C . Свойства таких решёток исследованы в [2]. Сопротивление Z_{PZ} описывает решётку из спиралей, установленных перпендикулярно поверхности метаматериала. Показано, что Z_{PZ} имеет такую же зависимость от угла падения волны, что и $Z_{C\text{ доп}}$:

$$(3) \quad Z_{P2Z} = -\frac{(W_0^E)^2}{Z_{P2}} \tan^2 \theta$$

где $Z_{P2} = j\omega L_\Sigma$; L_Σ - не зависящая от угла падения волны эквивалентная индуктивность решётки из спиралей, установленных параллельно плоскости решётки.

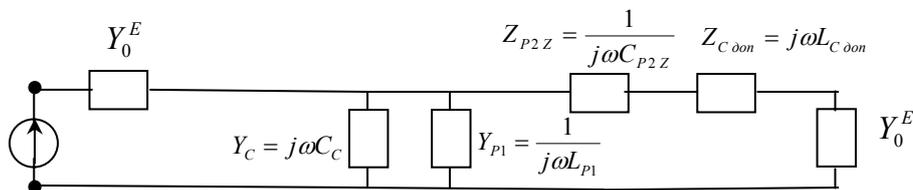


Рис. 2. Эквивалентная схема для расчёта S параметров метаматериала без пространственной дисперсии магнитной проницаемости

Получены результаты измерений образца метаматериала с диэлектрической проницаемостью близкой к единице без пространственной дисперсии магнитной проницаемости.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Басков К.М. Метаматериал с повышенной механической прочностью и диэлектрической проницаемостью близкой к единице // Журнал радиоэлектроники, № 9, 2013.
- [2] Басков К.М. Стенка радиопрозрачного укрытия, состоящая из диэлектрических слоев и компенсационных металлических решеток // Журнал радиоэлектроники, № 12, 2011.
- [3] Бодров В.В., Сурков В.И. Математическое моделирование устройств СВЧ и антенн // Москва, Издательство МЭИ. 1994.

СОДЕРЖАНИЕ

1.	НЕЛИНЕЙНАЯ ФАЗОВАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ КЛАССИЧЕСКИХ ДИПОЛЕЙ <u>Н.Е. Нефёдкин</u> , Е.С. Андрианов, А.А. Пухов, А.П. Виноградов ИТПЭ РАН, МФТИ	3
2.	ОПТИКА И МАГНИТООПТИКА ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ И МЕТАМАТЕРИАЛОВ <u>А.А. Зябловский</u> , А.А. Пухов, А.В. Дорофеев, А.П. Виноградов ИТПЭ РАН	4
3.	БЕЗРАДИАЦИОННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ МОД ПЛАЗМОННОЙ НАНОЧАСТИЦЫ ПРИ СПОНТАННЫХ ПЕРЕХОДАХ ДВУХУРОВНЕВОГО АТОМА <u>Е.С. Андрианов</u> , А.А. Пухов, А.П. Виноградов, А.В. Дорофеев, А.А. Лисянский ИТПЭ РАН, МФТИ (ГУ), Department of Physics, Queens College of the City University of New York.....	6
4.	ОСАЖДЕНИЕ НАНОЧАСТИЦ В ПОЛЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОНА <u>Р.С. Пузько</u> , А.М. Мерзликин ИТПЭ РАН, МФТИ (ГУ).....	8
5.	ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ДАННЫХ ДЛЯ АНАЛИЗА ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ <u>П.А. Зезюлина</u> , А.В. Осипов, Д.А. Петров, К.Н. Розанов ИТПЭ РАН.....	10
6.	ЛАМИНИРОВАННЫЙ МАГНИТНЫЙ МАТЕРИАЛ ДЛЯ ВЫСОКИХ ЧАСТОТ <u>П.А. Зезюлина</u> , А.Н. Лагарьков, С.А. Маклаков, <u>А.В. Осипов</u> , К.Н. Розанов, И.А. Рыжиков, С.Н. Старостенко, И.Т. Якубов ИТПЭ РАН.....	12
7.	МЕТОДИКА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ СВЧ МАТЕРИАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЛИСТОВЫХ ОБРАЗЦОВ <u>Н.А. Шурхно</u> , К.Н. Розанов, С.Н. Старостенко ИТПЭ РАН.....	13
8.	НЕДИПОЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВКЛЮЧЕНИЙ В МЕТАМАТЕРИАЛАХ С ИСКУССТВЕННЫМ МАГНЕТИЗМОМ. ОДНОМЕРНЫЙ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИЙ МЕТАМАТЕРИАЛ С.Н. Старостенко, К.Н. Розанов ИТПЭ РАН.....	14
9.	САМООРГАНИЗУЮЩИЕСЯ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ПЛЕНКИ SeO_2 - x , ПОЛУЧЕННЫЕ ПРИ ПОМОЩИ ЭЛЕКТРОННОГО ИСПАРЕНИЯ В ВАКУУМЕ К.Н. Афанасьев, <u>И.А. Богинская</u> , И.В. Быков, И.А. Будашов, И.Н. Курочкин, А.С. Набоко, С.С. Маклаков, И.А. Рыжиков, А.К. Сарычев, А.Н. Лагарьков ИТПЭ РАН, МГУ им. М.В. Ломоносова, химический факультет	16
10.	ТОНКОПЛЕНОЧНЫЕ ОКСИДЫ ВАНАДИЯ, ПОЛУЧАЕМЫЕ РЕАКТИВНЫМ ВЧ-МАГНЕТРОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ <u>С.С. Маклаков</u> , С.А. Маклаков, И.А. Рыжиков, В.Н. Кисель ИТПЭ РАН.....	18

11.	ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОКРЫТИЙ Al_2O_3 , ПОЛУЧЕННЫХ ПЛАЗМЕННО-ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИМ ОКИСЛЕНИЕМ И МОДИФИЦИРОВАННЫХ ПОЛИ- <i>l</i> -КСИЛИЛЕНОМ <u>А.А. Цыганов</u> , С.С. Маклаков, Гусев А.В., К.А. Маилян, М.В. Седова, И.А. Рыжиков ИТПЭ РАН, МФТИ (ГУ).....	20
12.	ТЕХНОЛОГИЯ ВАКУУМНОГО НАПЫЛЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО НАГРЕВАТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА ПЛЕНОЧНОГО ТИПА ДЛЯ ГЛАВНОГО И ВТОРИЧНОГО ЗЕРКАЛ ТЕЛЕСКОПА КОСМИЧЕСКОГО БАЗИРОВАНИЯ Т-170М К.Н. Афанасьев, <u>А.В. Гусев</u> , С.А. Гормин, А.Л. Дьячков, А.С. Ильин, К.А. Маилян, И.А. Рыжиков, М.В. Седова ИТПЭ РАН.....	22
13.	ЛОКАЛИЗОВАННАЯ ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ СИСТЕМОЙ БЛИЖНЕПОЛЬНЫХ АНТЕНН В БИОФАНТОМНЫХ СРЕДАХ А.В. Дорофеев, В.Н. Кисель, И.А. Родионов, И.А. Рыжиков, С.Н. Старостенко, <u>А.В. Шаламов</u> ИТПЭ РАН, ² МГТУ им. Н.Э. Баумана.....	24
14.	АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМ И СОСУЩЕСТВУЮЩАЯ КОНДЕНСАЦИЯ ЭКСИТОНОВ В ДВУХСЛОЙНОМ АА ГРАФЕНЕ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ <u>Р.Ш. Акзянов</u> , А.Л. Рахманов, А.В. Рожков, А.О. Сбойчаков ИТПЭ РАН, ² МФТИ (ГУ).....	26
15.	ЭЛЕКТРОННЫЙ СПЕКТР ПОДКРУЧЕННОГО ДВУХСЛОЙНОГО ГРАФЕНА <u>А.О. Сбойчаков</u> , А.Л. Рахманов, А.В. Рожков, F. Nori ИТПЭ РАН, Advanced Science Institute, RIKEN, Wako-shi, Japan.....	28
16.	НАВЕДЁННАЯ АНИЗОТРОПИЯ И ОСЦИЛЛЯЦИИ КОНДАКТАНСА В ГРАФЕНЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ <u>Я.И. Родионов</u> , С.В. Сызранов, К.И. Кугель, F. Nori ИТПЭ РАН, University of Colorado, Boulder, CO, USA, Center of Emergent Matter Science, RIKEN, Saitama, Japan.....	29
17.	ДВУМЕРНАЯ ЭЛЕКТРОСТАТИКА И КУПЕРОВСКОЕ СПАРИВАНИЕ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СИСТЕМАХ В.В. Погосов ИТПЭ РАН.....	30
18.	КОРРЕКЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ S ПАРАМЕТРОВ МАТЕРИАЛОВ НА ШИРОКОПОЛОСНОМ СТЕНДЕ <u>К.М. Басков</u> , В.Н. Семенов, В.А. Чистяев ИТПЭ РАН.....	32
19.	ПОДАВЛЕНИЕ ЭФФЕКТА ГИББСА ПРИ ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКЕ СИГНАЛОВ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ МАТЕРИАЛОВ В.Н. Семенов, <u>В.А. Чистяев</u> ИТПЭ РАН.....	34
20.	МЕТОДИКА РАСЧЁТА РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СИСТЕМЫ «АНТЕННА – ОБТЕКАТЕЛЬ» <u>К.М. Басков</u> , А.И. Федоренко ИТПЭ РАН.....	36
21.	ФАЗОВОЕ РАССЛОЕНИЕ В МОДЕЛИ ХАББАРДА <u>П.А. Максимов</u> , А.В. Рожков, А.О. Сбойчаков ИТПЭ РАН, МФТИ (ГУ).....	38
22.	МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ПОЛИГОНОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ	

	ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕНН В ДАЛЬНОЙ ЗОНЕ <u>В.И. Гриднев</u>¹, <u>А.В. Зайцев</u>² НИИП им. Тихомирова, ТРТИ ЮФУ.....	39
23.	МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ АНАЛИЗА ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЙВАНИЯ ФАР С КОНЕЧНЫМ ЧИСЛОМ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ <u>В.И. Гриднев</u> НИИП им. В.В. Тихомирова.....	40
24.	РАСЧЕТ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ОТ ВХОДНОГО УСТРОЙСТВА АВИАЦИОННОГО ДВИГАТЕЛЯ <u>В.Н. Кисель</u> ИТПЭ РАН..	42
25.	МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ РАДИОПОГЛОЩАЮЩЕГО МАТЕРИАЛА ПИРАМИДАЛЬНОЙ ФОРМЫ <u>А.В. Никитенко</u>, <u>А.С. Зубов</u>, <u>Е.В. Булычев</u> ИТПЭ РАН, МГУ им. М.В.Ломоносова, Физический факультет.....	43
26.	УГЛУБЛЕНИЕ ТЕНИ ЗА ПРЯМОУГОЛЬНЫМ ЭКРАНОМ ПУТЁМ ВВЕДЕНИЯ ЗУБЦОВ ПО КРАЯМ ЭКРАНА <u>А.М. Лебедев</u>, <u>А.И. Федоренко</u>, <u>Т.А. Фурманова</u> ИТПЭ РАН.....	44
27.	ЛОВУШКИ ДЛЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ТОКА <u>А.М. Лебедев</u>, <u>Т.А. Фурманова</u> ИТПЭ РАН.....	47
28.	ОЦЕНКА ОБРАТНОГО РАССЕЙВАНИЯ ЗАЗОРОМ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ СОЧЛЕНЕНИЯ <u>А.М. Лебедев</u>, <u>Т.А. Фурманова</u> ИТПЭ РАН.....	49
29.	ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НИЗКОЧАСТОТНОЙ РУПОРНОЙ БЕЗЭХОВОЙ КАМЕРЫ <u>Н.П. Балабуха</u>, <u>Н.Л. Меньших</u>, <u>В.С. Солосин</u> ИТПЭ РАН, МФТИ (ГУ).....	51
30.	УМЕНЬШЕНИЕ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ УГЛОВЫХ ОШИБОК ПРИ АНТЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ В КОМПАКТНОМ ПОЛИГОНЕ <u>С.А. Федоров</u> ИТПЭ РАН.....	54
31.	К ВОПРОСУ О ВЫЧИСЛЕНИЯХ С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММЫ FEKO <u>Н.П. Балабуха</u>, <u>Н.Л. Меньших</u>, <u>В.С. Солосин</u> ИТПЭ РАН, МФТИ (ГУ).....	56
32.	МЕХАНИЧЕСКИ ПРОЧНЫЙ МАТЕРИАЛ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ БЛИЗКОЙ К ЕДИНИЦЕ. СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ КОНСТРУКЦИИ <u>К.М. Басков</u>, <u>А.Н. Лагарьков</u>, <u>В.Н. Кисель</u>, <u>В.Н. Семенов</u> ИТПЭ.....	58

**ПЯТНАДЦАТАЯ ЕЖЕГОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ИТПЭ РАН**

Сборник тезисов докладов

Подписано в печать 04.14		Формат 60x84/16
Печать офсетная	Уч.-изд.л. 2,25	Усл.-печ.л 2,09
Тираж 100 экз.	Заказ № 101	

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