

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«КРЫМСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени В.И. Вернадского»**

*на правах рукописи*

Болдырев Николай Алексеевич

**Ослабление отраженной СВЧ волны структурой планарного  
метаматериала, содержащего тонкие пленки**

Специальность 1.3.4 – Радиофизика

**ДИССЕРТАЦИЯ**  
на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Симферополь, 2026

## Оглавление

ВВЕДЕНИЕ.....	4
Глава 1. Особенности исследования радиофизических явлений при взаимодействии электромагнитных волн с ослабляющими материалами.....	14
1.1. Существующие методики ослабления электромагнитного излучения СВЧ диапазона.....	15
1.2 Метрические комплексы и системы измерения ВЧ полей .....	18
1.3. Физико-математические подходы к описанию процессов ослабления волновых процессов.....	23
1.4 Выводы по главе 1.....	27
Глава 2. Методы экспериментальных исследований взаимодействия электромагнитных волн с искусственными материалами .....	28
2.1. Методы измерения ослабляющих характеристик материалов.....	28
2.2 Методы формирования искусственных сред для уменьшения отраженных мощностей ЭМВ.....	39
2.3. Компьютерное моделирование радиофизических процессов рассеяния метаструктурными покрытиями .....	52
2.4. Выводы по главе 2.....	56
Глава 3. Процесс рассеивания волн в искусственно сформированных средах, выполненных в виде простых и сложных метаструктур. ....	58
3.1 Влияния пространственной ориентации проводящих элементов на частотные характеристики простейших метаструктур .....	58
3.2. Формирование обратного фронта волны спиралевидными треугольными метаповерхностями .....	71
3.3 Экспериментальные исследования частотных свойств спиралевидных треугольных метаструктур квазимоностатическим методом в безэховой камере .....	81
3.4. Выводы по главе 3.....	84

Глава 4. Процесс ослабления электромагнитных волн в проводящих металлодиэлектрических структурах. Особенности трансформации СВЧ волн в комбинированных искусственных средах .....	86
4.1. Поглощение падающей мощности поглощающими металлодиэлектрическими структурами .....	86
4.2. Предельные режимы взаимодействия ЭМВ гигагерцового диапазона с наноразмерными покрытиями .....	92
4.3 Комбинированные ослабляющие покрытия на основе метаматериалов и МДС .....	95
4.4 Измерение комбинированных покрытий на основе треугольных метаматериалов и МДС в безэховой камере .....	102
4.5. Выводы по главе 4.....	104
Заключение и основные выводы диссертационной работы: .....	104
Список литературы .....	107

## ВВЕДЕНИЕ

### Актуальность темы

Разработка эффективных радиопоглощающих и рассеивающих покрытий является одной из ключевых задач современной радиофизики. Практическая потребность в подобных материалах обусловлена актуальностью в задачах снижения радиолокационной заметности объектов и экранирования радиоэлектронной аппаратуры от электромагнитных помех вплоть до создания безэховых измерительных камер и элементов антенных систем.

Традиционные радиопоглощающие материалы (РПМ) на основе ферритовых и углеродных композитов позволяют выполнять поставленные практические задачи поглощения падающего электромагнитного излучения, однако обладают рядом существенных недостатков, проявляющихся в значительной толщине эффективного слоя, составляющего порядка четверти длины волны, большим значением удельной массой и узкой рабочей полосой частот, что существенно ограничивает применение подобных материалов в различных прикладных задачах.

Иным подходом в решении таких задач является использование планарных метаповерхностей, являющихся сформированными периодическими структурами состоящих из резонаторов субволновых размеров, позволяющих манипулировать амплитудой, фазой и пространственным распределением отражённых электромагнитных волн за счет резонансного взаимодействия с элементами матрицы. Метаповерхности привлекают внимание исследователей благодаря малой толщине, технологичности изготовления и возможности перестройки рабочего диапазона путём изменения геометрии резонаторов. Тем не менее существенным недостатком чисто рассеивающих метаструктур является перераспределение энергии отражённой волны в боковые лепестки диаграммы рассеяния, а не её поглощение, что снижает эффективность подобных покрытий в задачах подавления обратного рассеяния.

Перспективным направлением, позволяющим преодолеть указанное ограничение, является комбинирование рассеивающих метаструктурных элементов с резистивными поглощающими слоями. В качестве таких слоёв особый интерес представляют нанометровые металлодиэлектрические плёнки (МДС) с заданным поверхностным сопротивлением: благодаря субволновой толщине и технологической простоте нанесения они могут быть интегрированы в состав многослойного покрытия без существенного увеличения его толщины и массы. Вместе с тем закономерности взаимодействия электромагнитных волн К-диапазона (16–26 ГГц) с подобными комбинированными структурами, а также влияние резистивного слоя на формирование диаграммы обратного рассеяния метаповерхностей исследованы недостаточно.

Таким образом, разработка физических основ построения комбинированных ослабляющих покрытий, объединяющих рассеивающие планарные метаструктуры и поглощающие нанометровые плёнки, является актуальной научной задачей, имеющей как фундаментальное, так и прикладное значение.

**Цель диссертационной работы** – исследование электродинамических процессов взаимодействия СВЧ-волн К-диапазона с планарными метаструктурами и нанометровыми металлодиэлектрическими плёнками алюминия, выявление физических механизмов формирования диаграммы обратного рассеяния комбинированных структур и разработка на этой основе многослойного ослабляющего покрытия, обеспечивающего ослабление отражённой волны от проводящей поверхности в диапазоне 18-26 дБ в полосе частот 16–26 ГГц.

**Задачи работы:**

1. Провести анализ существующих методов формирования искусственных ослабляющих сред и радиофизических методик исследования их характеристик в СВЧ-диапазоне.

2. Установить влияние геометрических параметров единичных резонаторов и способа их взаимного расположения на частотные и поляризационные свойства сложносоставных метаструктур, обеспечивающих ослабление нормальной составляющей отражённой электромагнитной волны в К-диапазоне.
3. Определить дифракционные коэффициенты  $T(f)$ ,  $R(f)$ ,  $A(f)$  нанометровых плёнок алюминия в волноводном тракте и открытом пространстве в зависимости от толщины и поверхностного сопротивления, а также получить угловое распределение отражённых мощностей.
4. Исследовать частотные характеристики и диаграммы обратного рассеяния планарных метаповерхностей различной симметрии и их комбинаций в диапазоне 16–25 ГГц; верифицировать полученные результаты посредством численного электродинамического моделирования.
5. Создать и экспериментально исследовать эффективность гибридного защитного покрытия на базе двумерных метаструктур и тонких алюминиевых плёнок нанометровой толщины, предназначенных для широкодиапазонного подавления отраженных ЭМВ от металлических поверхностей.
6. Посредством численного моделирования электродинамических процессов и экспериментальных измерений объяснить влияние дополнительного активного поглощающего слоя на формирование обратного фронта отраженной волны с целью минимизации нормальной составляющей при минимальном значении рассеиваемой мощности при углах отличных от нормали.

**Научная новизна результатов:**

1. Реализовано и экспериментально исследовано комбинированное ослабляющее покрытие К-диапазона, объединяющее планарные метаструктурные рассеиватели и резистивные нанометровые плёнки алюминия, и экспериментально подтверждено его превосходство над отдельными компонентами: ослабление нормальной составляющей отражённой волны составляет 18–26 дБ в полосе частот 16–26 ГГц.

2. Теоретически обоснован и экспериментально подтверждён механизм фазового сдвига, реализующийся в сложносоставной метаповерхности из последовательных резонаторов с параллельным резистивным поглощающим слоем и обеспечивающий ослабление нормальной составляющей отражённой волны вследствие деструктивной интерференции.
3. Установлено, что частотная характеристика двусоставных шахматных метаповерхностей является суперпозицией частотных свойств составляющих однонаправленных элементов, что позволяет детерминировано управлять полосой и глубиной ослабления путём изменения симметрии элементарной ячейки.
4. Показано, что добавление резистивного нанометрового слоя к рассеивающей метаструктуре позволяет не только дополнительно ослабить нормальную составляющую отражённой волны, но и подавить боковые лепестки диаграммы рассеяния на углах  $20^\circ$  и  $51^\circ$ .

**Теоретическая значимость работы заключается в разработке электродинамических моделей планарных метаповерхностей, позволяющих эффективно детерминировать их частотные свойства и зависимость углового распределения отраженных от структуры волн в зависимости от значений частотных коэффициентов, результаты которых подтверждаются экспериментальными измерениями.**

**Практическая значимость работы:**

1. Представленный в диссертационной работе метод добавления резистивного поглощающего слоя позволит повысить эффективность защитных метапокрытий путем минимизации боковых лепестков диаграммы рассеивания, а также дополнительно ослабить нормальную составляющую отраженной от проводящей поверхности ЭМВ.
2. Предложена оптимальная форма комбинированного ослабляющего покрытия К диапазона, состоящая из спиралевидных планарных

метаструктур и поглощающих пленок алюминия, позволяющих ослаблять отраженную волну от -18 до -26 дБ.

**Положения, выносимые на защиту:**

1. Электродинамическая модель позволяющая рассчитывать частотные зависимости дифракционных коэффициентов рассеивающих планарных метаповерхностей, распределение электромагнитных волн на поверхности структуры и диаграммы их рассеивания.
2. Бистатический метод экспериментальных измерений угловых зависимостей позволил показать динамику изменения перераспределения пространственной отраженной мощности  $P(\theta)$  от метаструктур различной формы в зависимости от значений дифракционных коэффициентов  $T(f)$ ,  $R(f)$ ,  $A(f)$ .
3. Применение блочного принципа построения метаструктуры из отдельных дипольных резонаторов позволяет добиться резонансного ослабления при различных типах линейной поляризации электрической компоненты поля и расширить частотный диапазон, в котором наблюдается рассеивания отраженной волны.
4. Показано, что частотная характеристика коэффициента  $T(f)$  двусоставных шахматных структур является суперпозицией частотных свойств составляющих ее элементов, что позволяет детерминировать свойства двусоставной метаповерхности и подстраивать их под необходимый диапазон.
5. Применение тонкопленочных проводящих структур как элемента активных потерь поглощающего слоя в комбинациях с метаповерхностями позволили уменьшить уровень отраженной волны как в строго нормальном, так и отличном от нормали направлениях.

**Обоснованность и достоверность** результатов исследования подтверждается комплексным подходом к проведению экспериментов, опирающимся на применение современных высокоточных аппаратно-

программных комплексов и апробированных измерительных методик. Теоретические выводы, полученные путем виртуального электродинамического моделирования в профильных программных средах, строго верифицированы результатами натурных испытаний. Кроме того, научные положения автора прошли независимую экспертную оценку: материалы диссертации опубликованы в рецензируемых периодических изданиях (входящих в перечень ВАК РФ и международную базу Scopus по профилю «Радиофизика»), а также активно обсуждались на профильных научных конференциях.

**Апробация работы.** Ключевые аспекты и промежуточные итоги диссертационного исследования были представлены научному сообществу, прошли публичное обсуждение и отражены в материалах 7 научно-практических конференций. В их числе:

- Радиолокация, навигация, связь. Сборник трудов XXVIII Международной научно-технической конференции, посвященной памяти Б.Я. Осипова. Воронеж, 2022 год;
- 33 Международной крымской конференции «СВЧ-техники и телекоммуникационных технологий». Севастополь, 2023;
- Радиолокация, навигация, связь. Сборник трудов XXIX Международной научно-технической конференции, посвященной 70-летию кафедры радиофизики ВГУ. В 5-ти томах. Воронеж, 2023г;
- Международная научная конференция «Излучение и рассеяние электромагнитных волн» RSEMW 2023. п. Дивноморское, 2023г;
- Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами: Сборник статей одиннадцатой Всероссийской научной школы-семинара, Саратов, 22 мая 2024 года;
- 34 Международной крымской конференции «СВЧ-техники и телекоммуникационных технологий». Севастополь, 2024;

- Радиолокация, навигация, связь. Сборник трудов XXX Международной научно-технической конференции. В 5-ти томах, Воронеж, 2024 год;

**Личное участие автора.** Соискателем самостоятельно выполнен комплекс исследований характеристик рассеяния комбинированного покрытия и его отдельных компонентов с использованием волноводных трактов и методов измерения в открытом пространстве. Для анализа радиофизических эффектов в двумерных метаматериалах и поглощающих пленочных структурах, автором была разработана и практически реализована бистатическая измерительная система. Автор лично предложил и разработал структуру комбинированного покрытия, позволяющего проводить одновременное рассеивание и поглощение ЭМВ СВЧ-диапазона, создал корректную модель для расчета частотных и рассеивающих свойств подобных структур при их взаимодействии волн К-диапазона.

**Соответствие диссертационной работы паспорту специальности.**

Тематика диссертационного исследования соответствует требованиям паспорта специальности 1.3.4. «Радиофизика», а именно области: «Изучение линейных и нелинейных процессов излучения, распространения, дифракции, рассеяния, взаимодействия и трансформации волн в естественных и искусственных средах». Соответствие данному пункту подтверждается тем, что в работе детально рассматриваются механизмы волнового взаимодействия в метаматериалах, а также проводится анализ спектральных характеристик созданных комбинированных покрытий и составных элементов при их размещении в свободном пространстве и волноводных системах.

**Публикации.** По теме диссертационного исследования издано 10 журнальных публикаций. Из них 2 статьи вышли в изданиях, реферируемых международными базами Scopus и Web of Science, а 8 работ размещены в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК. Ключевые положения и результаты работы прошли апробацию в виде 7 докладов на научных конференциях и симпозиумах всероссийского и международного уровней.

**Связь работы с научными программами:** Исследования в рамках данной диссертационной работы были реализованы при финансовой поддержке со стороны Российского научного фонда: грантов № 22-22-20126 и № 25-22-00261.

### **Структура и формат рукописи**

Диссертационная работа структурно представлена введением, четырьмя главами, выводами и списком литературы из 102 источника. Общий объем материала составляет 120 страниц, включая табличные данные (1 таблица) и 57 рисунков.

**Во введении** автором аргументирована научная значимость и актуальность темы исследования, сформулирована цель проводимых исследований, определены конкретные задачи, а также представлены ключевые научные положения, выносимые на процедуру защиты.

**В первой главе** анализируются современные подходы к созданию и исследованию свойств радиопоглощающих материалов СВЧ диапазона. Установлено, что наиболее перспективным направлением является комбинирование резонансных метаповерхностей с активными поглощающими слоями, позволяющее достичь одновременного уменьшения толщины покрытия и расширения рабочей полосы частот. Рассмотрены преимущества численного моделирования (CST, HFSS) для теоретического исследования свойств подобных структур перед аналитическими методами при проектировании сложносоставных метаструктур, появляющихся вследствие существенных ограничений применимости к сложным геометриям и сильным межэлементным взаимодействиям. Также обоснована необходимость интеграции расчетных и экспериментальных исследований в рамках единой научной работы.

**Во второй главе** приводится детальное описание экспериментальных методик и измерительных комплексов, применявшихся для исследования частотных характеристик метаповерхностей и проводящих нанопленок. Обоснован выбор бистатического метода измерений в условиях открытого

пространства, позволяющего фиксировать пространственное (угловое) распределение мощности отраженной волны и оценивать боковые лепестки диаграммы рассеяния. Введены критерии количественной оценки взаимодействия электромагнитного излучения со структурами: рассчитаны дифракционные коэффициенты прохождения, отражения и поглощения, а также предложен относительный коэффициент изменения основного лепестка. Описана архитектура автоматизированной измерительной установки.

**В третьей главе** представлены результаты экспериментального и численного исследования частотных и рассеивающих угловых характеристик планарных метаповерхностей в К-диапазоне (16-25 ГГц). Подробно проанализировано влияние симметрии элементарных ячеек на электродинамический отклик: рассмотрены однонаправленные и двунаправленные (шахматные) конфигурации на базе полосковых резонаторов. Установлено, что частотная характеристика шахматных структур является суперпозицией свойств ее элементов. Для интерпретации экспериментальных данных проведено электродинамическое моделирование в среде CST Studio. Отдельное внимание уделено метаструктурам на основе спиральных треугольных резонаторов: выявлен физический механизм ослабления, обусловленный интерференционным наложением волн и динамикой распределения поверхностных токов.

**В четвертой главе** исследуются поглощающие свойства нанометровых пленок алюминия и проводится итоговая разработка комбинированного защитного покрытия. Экспериментально доказано, что максимальное поглощение (около 25%) достигается при толщине металлизации 5-7 нм за счет формирования островковой структуры, обеспечивающей резистивные потери. На основе полученных данных разработано комбинированное покрытие, интегрирующее в себе механизмы рассеяния и поглощения. Представлены результаты финальной верификации покрытия в безэховой камере, подтвердившие широкополосное ослабление нормальной

составляющей отраженной волны от 18 до 26 дБ с одновременным подавлением боковых лепестков диаграммы рассеяния.

В **заключении** обобщены итоги проведенных теоретических и экспериментальных изысканий, сформулированы ключевые выводы диссертационной работы, а также обозначены перспективы практического применения предложенных конструктивных решений в задачах снижения отраженной мощности от проводящих объектов.

## **Глава 1. Особенности исследования радиофизических явлений при взаимодействии электромагнитных волн с ослабляющими материалами**

Процесс глобализации сопровождается постоянным увеличением количества источников электромагнитного излучения различного диапазона и увеличением уровня электромагнитного фона, что в свою очередь приводит к неуклонно растущим требованиям к уменьшению уровня паразитного излучения в окружающем нас пространстве. Источником электромагнитного воздействия выступают вышки базовых станций, мобильные телефоны, телерадиоцентры, РЛС, высоковольтные линии электропередач и т.д. Подобное излучение лишь усиливается вследствие прямого или вторичного отражения волн от различных проводящих объектов: автомобилей, строительных конструкций, объектов ландшафта и т.д. В случае густонаселенной городской местности подобные переотражения могут привести к локальному превышению санитарно-эпидемиологических норм электромагнитного фона.

Практическая востребованность подобных решений приобретает особую значимость в свете перехода телекоммуникационной отрасли к новым стандартам 5G и 6G. Эволюция этих сетей сопровождается непрерывным повышением несущих частот, эксплуатация которых сегодня вплотную приближается к границам диапазона крайне высоких частот (КВЧ) - порядка 300 ГГц [1, 2]. Процесс переотражения от металлических конструкций также оказывает негативное влияние на стабильность работы селективных радиоканалов, что актуально для предприятий с высоким уровнем автоматизации производства и различных государственных структур [3]. Возникает вопрос защиты различных объектов. Особенно это касается работоспособности электрооборудования и интегральных микросхем [4], сильное внешнее электромагнитное воздействие на которые может создавать помехи в работе и даже вывести приборы из строя.

## 1.1. Существующие методики ослабления электромагнитного излучения СВЧ диапазона

Общепринятые способы ослабления паразитного переизлучения открытого пространства, как правило, требуют применения сложносоставных систем [5, 6]. Оставляя за рамками методы конструктивного проектирования, при которых обратное рассеяние падающего излучения достигается за счет модификации внешней формы самого объекта [7], общепринятым способом минимизации отраженного сигнала от электропроводящих оснований выступает применение специализированных радиопоглощающих материалов [8–12].

По принципу действия выделяют следующие их типы: поглощающие, рассеивающие, интерференционные и комбинированные [13–15]. Также радиопоглощающие покрытия по частотному принципу действия делятся на широкодиапазонные ( $\lambda_{\text{макс}}/\lambda_{\text{мин}} > 3-5$ ), узкодиапазонные ( $\lambda_{\text{макс}}/\lambda_{\text{мин}} > 1-2$ ) и дискретные, работающие на одной частоте [16]. Поглощающие материалы функционируют путем преобразования электромагнитной энергии в другие ее виды, как правило, в тепловую. Данный эффект достигается путем согласования волнового сопротивления поверхности  $Z$  с волновым сопротивлением свободного пространства  $Z_0 = 120\pi$ , что в идеальном случае приводит к нулевому отражению. Однако в силу того, что волновое сопротивление является функцией от частоты  $Z(\omega) = \sqrt{\frac{\mu(\omega)}{\epsilon(\omega)}}$ , добиться согласования  $Z = Z_0$  в широком диапазоне частот крайне сложно. Для решения данной проблемы используют как однослойные радиопоглощающие материалы, с заранее подобранными значениями диэлектрических и магнитных проницаемостей, так и многокомпонентные материалы, реализующиеся в виде градиентных или ступенчатых структур [17–19]. Примером последних являются пирамиды с углеродным наполнением, успешно использующиеся при создании безэховых камер радиодиапазона. Рассеивающие материалы обеспечивают уменьшение плотности потока

энергии в одном направлении, переправляя ее часть в другие направления под различными углами. Интерференционные материалы влияют на фазовую составляющую волны – используют принцип уменьшения амплитуды колебаний путем наложения падающей и отраженной волны в противофазе. В действительности же зачастую используют комбинированные поглотители, сочетающие в себе не один, а несколько типов радиопоглощающих покрытий, что позволяет добиваться наиболее эффективного уменьшения отраженных мощностей и увеличению рабочего диапазона частот [20]. На сегодняшний день существует множество конструктивных методов, позволяющих создавать покрытия выполняющие данные задачи, значительная часть которых представлена многокомпонентными комбинированными структурами [7, 21]. В природе не существует материалов, способных обеспечить эффективное поглощение электромагнитного излучения и, одновременно с этим, иметь пригодные для технического использования габариты. Вследствие чего для выполнения подобных задач используются различные искусственные материалы, свойства которых зависят от состава компонентов входящих в их состав, толщины и непосредственно самой структуры подобного материала.

В основном радиопоглощающие покрытия можно поделить на две основные группы: резонансные и нерезонансные. В резонансных системах падающее высокочастотное излучение, взаимодействуя со средой, отражается от внешней и внутренней поверхностей РПМ, тем самым образуя внутри среды интерференционные картины полей, в результате суммирования которой происходит уменьшение исходной волны. Основными механизмами реализации уменьшения отраженной волны в таких покрытиях являются интерференционные явления. Реализуются такие картины расположением поглощающего слоя на расстоянии, кратном  $\lambda/4$  перед проводящей поверхностью, основанного, в простейшем случае, на принципе экрана Солсбери.

Однако такой подход является неэффективным, по причине работы в области лишь одной кратной частоты. В настоящее время в качестве эффективных резонансных частотно селективных систем используются различные метаструктурные покрытия [22–25]. Поглотители на основе метаструктур могут значительно уменьшить толщину покрытия за счет использования резонансных структур при этом увеличивая ее ширину рабочих частот.

Вышеперечисленный обзор опирается на фундаментальные свойства рассеивания и интерференции падающих и отраженных электромагнитных волн. Основным преимуществом метаповерхностей является их периодичность, которая легко транслируется как математическими методами в расчетах нужного угла рассеивания, так и физической генерации технических средств ослабления электромагнитной энергии. Подобная периодичность позволяет достичь отрицательной диэлектрической проницаемости параллельно малой магнитной составляющей [26–28]. Именно достижение подобных величин для  $\epsilon$  и  $\mu$  позволяет достичь отрицательных значений коэффициента преломления и, как следствие, больших углов отклонения падающих и отраженных волн [29, 30].

На сегодняшний день метаповерхности довольно распространены во многих областях физики, начиная с акустики [31–33] и механики сплошных сред, вплоть до фотоники видимого [34–36], терагерцового [37–39] и микроволнового [40–42] диапазонов, так как позволяют манипулировать волновой энергией и наблюдать фундаментальные эффекты волновой физики и находят перспективные применения в промышленности в качестве фильтров [43–45], антенных систем [46–49], поляризаторов [50, 51], фокусирующих линз [52–54] и маскирующих покрытий [55–58] и многих других устройств. Впервые возможность создания материалов с отрицательными значением проницаемостей была описана профессором В. Веселаго в 1967 году, который предложил теоретическую концепцию создания искусственных материалов способных управлять распространением электромагнитных волн на

микроуровне [59]. Отдельно следует отметить возможность создания на их основе покрытий, обеспечивающих малую радиозаметность, что востребовано во многих гражданских и промышленных объектах [60–62].

Нерезонансные системы способны обеспечить эффективное поглощение в широкой полосе рабочих частот за счет поглощения падающей электромагнитной энергии и дальнейшего ее преобразования в тепловой вид энергии. Конструктивно их создание производится путем нанесения на изоляционные диэлектрические подложки различных ферромагнитных или углеродных материалов. Преимуществом подобных материалов является их сравнимо малая толщина порядком миллиметров, а также возможность их создания на гибких подложках, что увеличивает универсальность методов ее нанесения на проводящую поверхность. Главным же недостатком является их нагрев в процессе поглощения, который при достижении критической величины поглощаемой мощности приводит к тепловому пробою материала и, как следствие, его выведению из рабочего состояния [63, 64]. Примером таких покрытий являются малогабаритные проводящие пленки, нанесенные на диэлектрическую подложку, толщины проводящего слоя которых составляют от единиц до десятков нанометров [65–69]. Данные покрытия, по теоретическим расчетам, способны поглощать до половины падающего электромагнитного излучения (ЭМИ), в зависимости от толщины проводящего слоя. В качестве проводящего слоя может быть использован широкий спектр металлов, таких как медь, алюминий, титан, никель и т.д.

## **1.2 Метрические комплексы и системы измерения ВЧ полей**

Эффективность радиопоглощающего покрытия определяется его отражающими характеристиками, показывающими величину отраженного от него в обратном направлении падающего электромагнитного излучения. Основными характеристиками являются частотная зависимость коэффициента отражения и угловая зависимость коэффициента отражения (диаграмма обратного рассеяния). Для исследования представленных

характеристик в СВЧ диапазоне существуют следующие экспериментальные методики:

– волноводные методы измерения свойств материала, реализованного путем расположения исследуемого образца внутрь изолированной волноводной секции. Свойства материала определяются исходя из полученных в ходе измерения S-параметров [70–72];

– квазиоптические методы измерения в открытом пространстве, суть которых заключается в измерении относительных дифракционных коэффициентов, получаемых при взаимодействии исследуемой среды с падающим электромагнитным излучением [73–76];

– резонансные методы, реализованные путем помещения в заранее известную резонансную систему экспериментального образца и исследования его влияния на частотные свойства системы и ее добротность [77–79].

Исследование отражающих свойств материалов в зависимости от частоты падающего излучения в открытом пространстве производится при ориентации образца по нормали к его поверхности относительно направлению падающей ЭМВ. При проведении подобных измерений образец располагается на определенном расстоянии ( $R$ ) между излучающей и приемными антеннами, на величину которого оказывают влияние как длина волны ( $\lambda$ ), так и апертура используемых антенн ( $L$ ). При проведении измерений это расстояние стараются свести к минимуму, что позволяет уменьшить влияние электромагнитных помех на результаты измерений. Однако в это же время расстояние должно соответствовать критериям для формирования устойчивого фронта волны [80].

$$R \geq \frac{2L^2}{\lambda}. \quad (1.1)$$

Ограничения также накладываются и на размер исследуемого образца

$$h \geq \frac{2R\lambda}{L}. \quad (1.2)$$

Выполнение условий (1) и (2) позволяет минимизировать погрешность измерений.

Измерение коэффициента отражения осуществляют методом, основанным на сравнении уровня двух отраженных сигналов: от металлического зеркала и от исследуемого материала. Основной метрологической величиной, демонстрирующей отношение уровней сигнала относительно эталонного отражателя, является коэффициент отражения  $R$ , значения которого лежат в диапазоне от 0 до 1. Детектирование значения коэффициента  $R$  производится при фиксированном положении исследуемой среды относительно излучающей антенны и по своей сути является суммарной величиной отраженной мощности как от исследуемого материала, так и измерительной системы в плоскости проведения измерения. Наличие отражения от измерительной системы обусловлено процессами переотражения ЭМВ на входных и выходных элементах антенных устройств, частотными неоднородностями самой системы и не зависит от исследуемого объекта, вследствие отсутствия его механического контакта с измерительной и излучающей антеннами. Калибровка при измерении коэффициента отражения  $R$  производится путем измерения эталонного отражателя, в качестве которого выступает металлическая пластина, и принятия полученной отраженной мощности за 1 или же за 0 дБ [81, 82]. После чего все полученные результаты измерения отраженных от исследуемой структуры величин соотносятся с эталонными.

Исследование угловых зависимостей отраженной от образца мощности может осуществляться бистатическим или квазимоностатическим методом [83].

Бистатический метод измерения обратного фронта отраженной волны в свободном пространстве требует использования двух антенн – излучающей (зафиксированной в одном положении) и приемной антенны, положение которой меняется относительно излучающей благодаря поворотному устройству, к которому она прикрепляется, образуя между ними бистатический угол  $\beta$ . Отсчет угла падения ЭМВ -  $\beta$  производится

относительно нормали к поверхности исследуемого образца, а угол между передающей и приёмной антенной  $\psi$  определяется как  $\psi = 2\beta$  (рис.1.1).

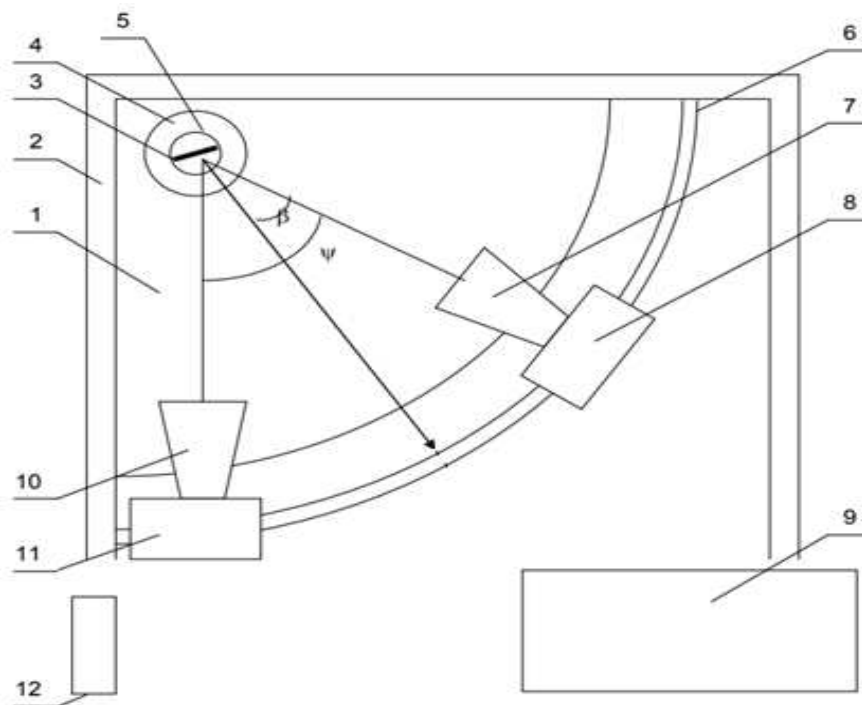


Рис. 1.1. Блок-схема экспериментального стенда для бистатических измерений: 1 - зона квазисвободного пространства; 2 - радиопоглощающее покрытие (РПМ) стенок безэховой камеры; 3 - тестируемый объект; 4 - роторный позиционер (механизм вращения); 5 - узел вертикального перемещения (подъемник); 6 - направляющий рельс; 7 - антенна приемного тракта; 8, 11 - координатные каретки с закрепленными на них измерительными антеннами; 9 - аппаратно-программный комплекс сбора и анализа данных; 10 - передающая (облучающая) антенна; 12 - распределительный щит электропитания

Для определения распределения обратного фронта отраженной волны радиопоглощающего материала применяются экспериментальные методики измерения коэффициента обратного рассеяния исследуемых образцов в дальней зоне, суть которой заключается в получении диаграммы обратного рассеяния (ДОР), при которой происходит сравнительный анализ полученных значений эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) исследуемых образцов,

относительно ЭПР полученных при измерении эталонных отражателей с заранее известными значениями ЭПР [84].

Для исследования электромагнитных параметров различных материалов используется волноводный метод, который по своей сути является изолированной системой, что положительно влияет на точность измерений. Основной идеей метода является измерения комплексных коэффициентов передачи ( $S_{21}$ ) и отражения ( $S_{11}$ ) при расположении внутри волноводной секции тестируемого образца [85, 86]. Зачастую для построения измерительных линий используют прямоугольный металлический волновод, в котором распространяется волна  $H_{10}$  (рис.1.2).

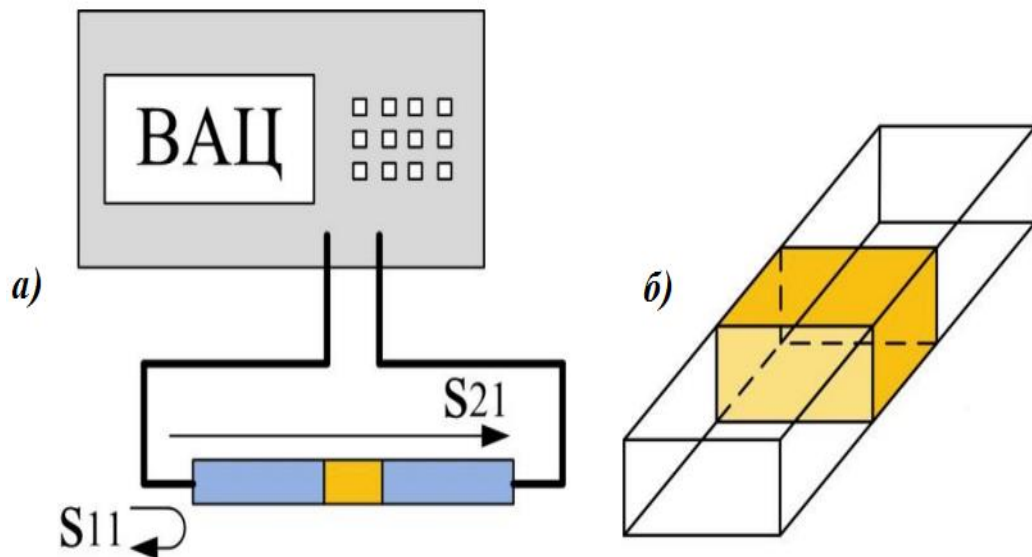


Рис.1.2 а) Измерительная установка на базе ВАЦ, б) Волноводная линия передачи

Коэффициент отражения  $\Gamma$  от исследуемого образца определяется исходя из соотношения:

$$\Gamma = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0}. \quad (1.3)$$

где,  $Z$  – волновое сопротивление линии, в которой расположен материал,  $Z_0$  – волновое сопротивление линии с воздушным заполнением.

На основании формул (1.4 – 1.5) можно определить частотно-зависимые коэффициенты передачи ( $S_{21}$ ) и отражения ( $S_{11}$ ), которые выражаются из соотношений

$$S_{21}(\omega) = \frac{(1-\Gamma^2)Z}{1-\Gamma^2 Z^2}. \quad (1.4)$$

$$S_{11}(\omega) = \frac{(1-Z^2)\Gamma}{1-\Gamma^2 Z^2}. \quad (1.5)$$

Волноводный метод является крайне удобным при изучении свойств материалов, позволяющий получать точные значения как диэлектрических и магнитных проницаемостей, так и их ослабляющих свойств.

Описанные экспериментальные методы исследований отражательных свойств РПМ являются оценочными и позволяют дать лишь первичную информацию о свойствах того или иного материала, в силу того что условия проведения эксперимента в безэховых камерах далеки от реальных условий эксплуатации. Поэтому для получения полной картины свойств материала требуется проведение полигонных испытаний, которые бы в полной мере приблизили условия эксплуатации к реальным, что является труднореализуемым и финансово затратным. Однако, проведение исследований частотных характеристик материалов и угловых зависимостей распространения величины обратного фронта волны описанными методами позволяют получать близкие к реальности оценки эффективности различных РПМ за короткие сроки.

### **1.3. Физико-математические подходы к описанию процессов ослабления волновых процессов**

Для проведения электродинамического моделирования процессов в исследуемых в работе структурах эффективным будет использование двух основных пакетов САПР – Computer simulation software (CST) и High frequency simulation software (HFSS) [87].

Для решения разного рода электродинамических задач CST использует несколько методов: метод конечного интегрирования (FIT) и метод конечных разностей (FDTD), представляющих собой схему дискретизации уравнений Максвелла и алгоритма их. Это позволяет подбирать под определенные задачи

оптимальный метод, выбор которого зависит от вычислительных мощностей и размеров исследуемой структуры [88, 89].

Метод конечных разностей во временной области (FDTD) базируется на численном решении систем уравнений Максвелла в заданной области пространства во временной области. Однако вследствие наличия в данных уравнениях частных производных и общей комплексности решения используют преобразованный вид данных уравнений, позволяющий оптимально производить численные вычисления. В таком случае, при рассмотрении изотропной среды с отсутствующими внутри нее магнитными токами уравнения Максвелла записываются в следующей форме:

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} + \nabla \times \bar{E} = 0 ; \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial \bar{D}}{\partial t} - \nabla \times \bar{H} = \bar{J} ; \quad (1.7)$$

$$\bar{B} = \mu \bar{H} ; \quad (1.8)$$

$$\bar{D} = \varepsilon \bar{E}, \quad (1.9)$$

где вектор электрического тока  $\bar{J}$ , диэлектрическая  $\varepsilon$  и магнитная  $\mu$  проницаемости среды считаются известными функциями пространства и времени, а  $\nabla$  – векторный дифференциальный оператор:

$$\nabla = \left( \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right). \quad (1.10)$$

Программный пакет CST достаточно удобен для проведения электродинамического расчета электромагнитных полей и их визуализации. Также он обладает встроенными модулями для решения конкретных задач, что дополнительно упрощает процесс решения.

Электродинамический расчет компьютерных моделей в HFSS производится путем разбиения моделируемой области, в которой требуется найти численное решения, на более мелкие элементы, обладающих формой тетраэдров, внутри каждого из которых производится решение граничных задач в частотной области. Подобный метод численного решения получил название метода конечных элементов. Размеры единичной ячейки

пространства задаются таким образом, чтобы распределение полей в данной области могло быть задано набором элементарных функций с неизвестными коэффициентами. Для выполнения данного условия пространство разбивается на набор простейших элементов пространства. Решения для коэффициентов находятся путем численного вычисления уравнений Максвелла с учетом указанных граничных условий.

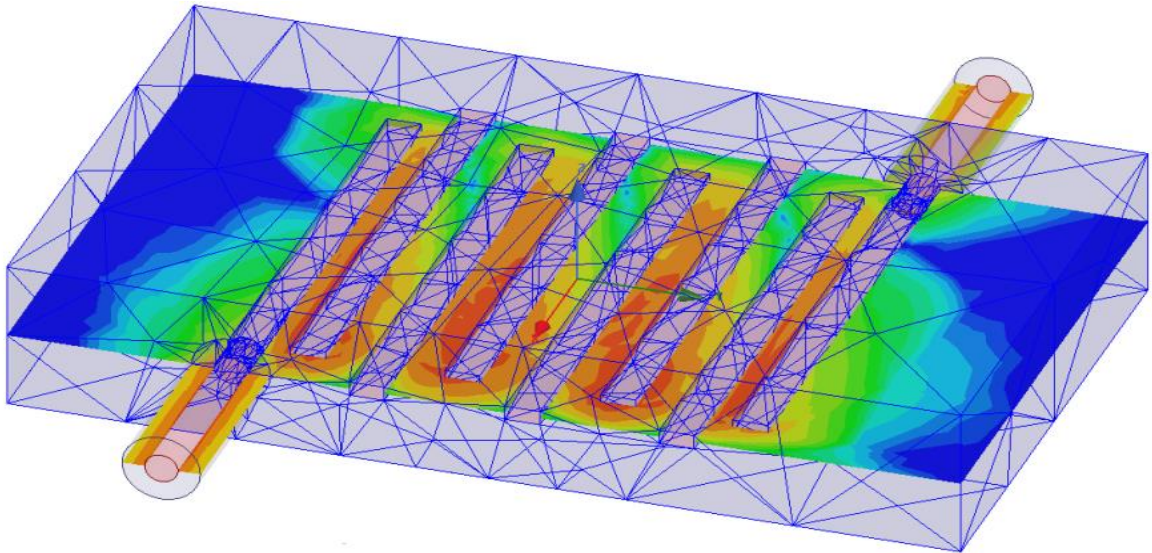


Рис.1.3 Сетка разбиения пространства для решения задачи распределения электрического поля в полосовом фильтре

При проведении вычислений Ansys HFSS производит решение линейных граничных задач в декартовых координатах  $(x, y, z)$ , в которых изменение величины электромагнитного поля (ЭМП) с частотой  $\omega$  со временем  $t$  удовлетворяют гармоническому закону.

$$\bar{E}(x, y, z, t) = \bar{E}(x, y, z)e^{i\omega t}, \quad (1.11)$$

$$\bar{H}(x, y, z, t) = \bar{H}(x, y, z)e^{i\omega t}. \quad (1.12)$$

Конечным решением поставленной задачи является нахождение функций  $E$  и  $H$  зависящих от координат.

Постановка граничной задачи определяется необходимостью найти векторные функции оператора ротора  $E(x, y, z)$  и  $H(x, y, z)$ , которые бы удовлетворили уравнениям Максвелла:

$$\text{rot } \bar{H} = i\omega\epsilon\bar{E} + j^e, \quad (1.13)$$

$$\operatorname{rot} \bar{E} = -i\omega\mu\bar{H} - j^m, \quad (1.14)$$

где  $j^e, j^m$  – электрические и магнитные составляющие токов,  $\varepsilon, \mu$  – значение комплексных проницаемостей среды.

Электродинамические свойства среды описываются с использованием тензоров  $\varepsilon, \mu$ , которые в случае наличия потерь являются комплексными величинами. В большинстве систем значение тензоров среды представляются изотропными. В подобных случаях значения  $\varepsilon, \mu$  сводятся к числам  $\varepsilon_a, \mu_a$ , в которых индекс указывает на то, что среды обладают абсолютным значением проницаемостей. В таких случаях проницаемости записывают следующим образом:

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_0}, \mu = \frac{\mu_a}{\mu_0}. \quad (1.15)$$

Комплексность компонент тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей означает наличие потерь в среде (в случае отсутствия потерь недиагональные компоненты являются мнимыми).

В случае изотропной среды используют значения проводимостей материала  $\sigma^e, \sigma^m$ .

$$\varepsilon_a = \varepsilon'_a + \varepsilon''_a = \varepsilon'_a + \frac{\sigma^e}{i\omega}, \quad (1.16)$$

$$\mu_a = \mu'_a + i\mu''_a = \mu'_a + \frac{\sigma^m}{i\omega}. \quad (1.17)$$

Анизотропные среды характеризуются уже тензорами  $\varepsilon, \mu$ .

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}, \mu = \begin{bmatrix} \mu_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{bmatrix}. \quad (1.18)$$

Использование метода конечных элементов является универсальным методом, позволяющим находить решения для весьма обширного спектра электродинамических задач, начиная от анализа изолированных волноводных линий и заканчивая моделированием антенных устройств и их параметров. В частности, данный пакет позволяет эффективно решать задачи воздействия

ослабляющих покрытий на электромагнитные волны: их рассеивания, поглощение и распространение.

#### **1.4 Выводы по главе 1**

В данной главе представлен анализ современных подходов к созданию и исследованию свойств радиопоглощающих материалов СВЧ диапазона. Установлено, что наиболее перспективным направлением является комбинирование резонансных метаповерхностей с активными поглощающими слоями, что позволяет одновременно уменьшить толщину покрытия и расширить рабочую полосу частот.

Рассмотрены преимущества численного моделирования (CST, HFSS) для теоретического исследования свойств подобных структур перед аналитическими методами при проектировании сложносоставных метаструктур, появляющихся вследствие существенных ограничений применимости к сложным геометриям и сильным межэлементным взаимодействиям. Также обоснована необходимость интеграции теоретических и экспериментальных исследований в рамках единой научной работы.

## **Глава 2. Методы экспериментальных исследований взаимодействия электромагнитных волн с искусственными материалами**

Опираясь на анализ зарубежных и отечественных исследовательских групп, представленных в первой главе, в качестве первичной цели исследования было определено выявление физических закономерностей процессов рассеяния и поглощения падающего излучения в комбинированных ослабляющих поверхностях и, в частности, их составных элементах в сантиметровом диапазоне частот. Как базовые, были выделены частотные отрезки: 2 – 4 ГГц и 16 – 26 ГГц.

Главной задачей при этом являлось определение величины ослабления обратной волны и рассмотрение пространственного распределения мощностей по углу  $\theta$  в диапазоне от 0 – 360° при различных углах падения, которые составляли от +90° до -90° относительно нормали. Полученные результаты позволяют судить о происходящих физических явлениях в исследуемых покрытиях при воздействии на них электромагнитных волн, а численные значения ослабления позволяли количественно оценить эффективность воздействия.

### **2.1. Методы измерения ослабляющих характеристик материалов**

В основном, взаимодействие электромагнитных волн с различного рода поглощающими и экранирующими покрытиями происходит в открытом пространстве. Вследствие этого основными экспериментальными методами исследования в работе выступали антенные методы измерений в свободном пространстве. Использование рассеивающих метаматериалов в качестве составного элемента комбинированной поверхности приводит к перераспределению волнового фронта отраженной волны, что выражается в наличии боковых лепестков. Поэтому для получения полной картины рассеиваемого поля и выявления его частотных закономерностей необходимо было провести измерение диаграмм обратного рассеяния подобных структур.

В качестве радиофизического метода, позволяющего решить поставленную задачу, выступал бистатический метод измерения, позволяющий определить зависимость распределения обратного фронта волны в пространстве при различных углах  $\theta$  вокруг образца при фиксированном угле  $\varphi$ .

Также этот метод позволял производить измерения зависимостей величины отраженных и прошедших волн исследуемых образцов от частоты падающего излучения, что является необходимым при рассмотрении метаструктур, являющихся крайне частотно-зависимыми искусственными материалами вследствие особенностей своего построения.

Измерительная установка для проведения бистатических измерений состоял из синтезатора частот G7M-40 от компании «Микран», выступающего в роли генератора электромагнитных волн, измерителя мощности PLS 26-13M, фиксировавшего отраженную от исследуемой структуры мощность, а также из двух рупорных антенн Пб-30 (рис.2.1). Подключение антенн к приборам производилось через коаксиально-волноводные переходники и фазостабильные кабели КСФ26-13РН-13Н-700. Управление установкой производилось с компьютера. Исследуемые образцы располагались на подложке из пенопласта, диэлектрическая проницаемость которой близка к 1, что минимизировало ее влияние на полученные результаты.

Излучающая рупорная антенна ( $T_x$ ) располагалась параллельно плоскости исследуемого образца и являясь источником падающей электромагнитной волны. Выбор расстояния от раскрытия рупорной антенны до поверхности образца выбирался исходя из исследуемого диапазона и составлял более 10 длин волн для нижнего предела исследуемого диапазона – 16 ГГц, что позволяло формировать устойчивый фронт падающей на образец волны. Регистрация рассеянного сигнала осуществлялась с помощью аналогичного рупора. Приемная антенна ( $R_x$ ) дискретно смещалась с шагом

$5^\circ$  вдоль полярной координаты  $\theta$ , тогда как азимутальный угол оставался строго зафиксированным ( $\varphi = 0$ ).

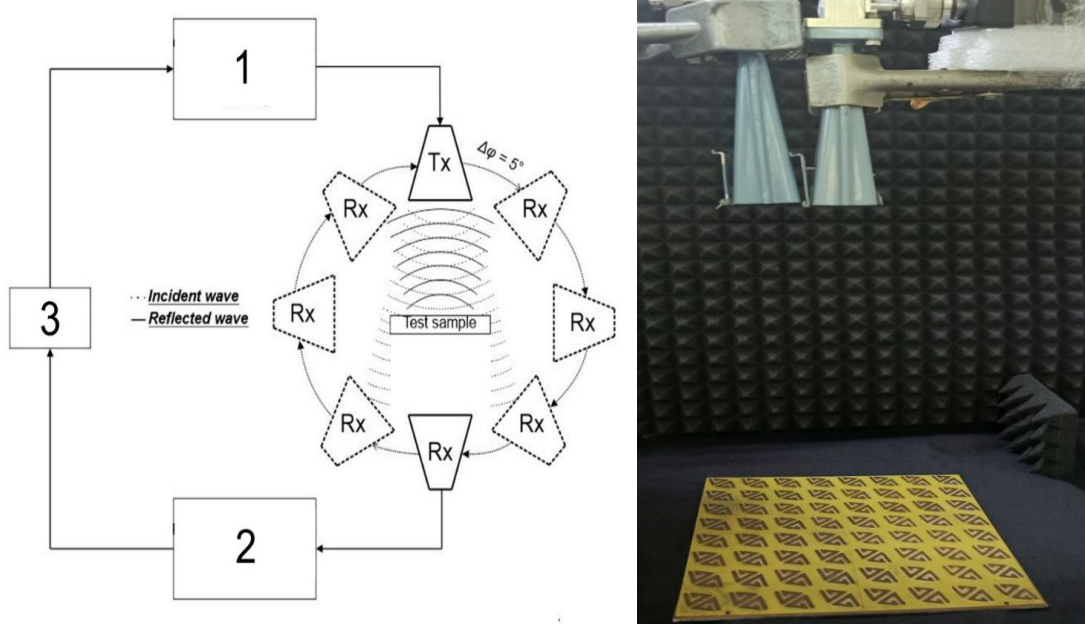


Рис.2.1. Принципиальная схема измерительного стенда: 1 - СВЧ-генератор; 2 - измеритель мощности (ваттметр); 3 - управляющий ПК; Tx и Rx - передающий и приемный рупоры

Анализ глубины подавления сигнала, а также выявление рабочих полос и целевых частот базировались на расчете спектральных коэффициентов: отражения ( $R$ ), прохождения ( $T$ ) и ослабления ( $A$ ). Физический смысл параметра  $A$  сводится к интегральным диссипативным потерям в плоскости структуры. С учетом баланса мощностей и фундаментального закона сохранения энергии, его нормированная величина вычислялась как дополнение суммы  $T$  и  $R$  до единицы:

$$A(f) = 1 - T(f) - R(f). \quad (2.1)$$

При снятии амплитудно-частотных показаний для коэффициента  $T(f)$  измерительные рупоры устанавливались соосно навстречу друг другу ( $\theta=180^\circ$ ), что гарантировало строгую параллельность плоскостей их апертур. Процесс нормировки производился на свободное пространство (без препятствий для волны) в фиксированном положении принимающей антенны ( $\theta = 180^\circ$ ) во всем частотном диапазоне, с шагом  $\Delta f = 0,1$  ГГц. Таким образом,

фиксировалась максимально возможная принимаемая мощность в отсутствии образца. После чего на пути электромагнитной волны размещался исследуемый образец, и проводились повторные измерения прошедшего через искусственную среду излучения. Место расположения образца относительно антенн выбиралось таким образом, чтобы обеспечить полное перекрытие падающей волны. Для этого, первоначально, в качестве эталона использовалось металлическое зеркало такой же площади, как и исследуемый образец. Использование зеркала позволяло определить такое расположения объекта, которое бы обеспечило необходимые условия полного перекрытия –  $T(f) = 0$ . Коэффициент прохождения  $T(f)$  определялся следующим образом:

$$T(f) = \frac{P(f)_{\text{прош}}}{P(f)_{\text{пад}}}, \quad (2.2)$$

где  $P_{\text{прош}}$  – детектируемая на приемной антенне мощность электромагнитного поля при размещении образца на пути падающей волны,  $P_{\text{пад}}$  - величина электромагнитного поля, детектируемая принимающей рупорной антенной в отсутствии образца.

С целью измерения коэффициента отражения  $R(f)$  в условиях нормального падения волны, приемный рупор ( $R_x$ ) позиционировался в одной плоскости с передающей антенной. При этом геометрия измерительного комплекса настраивалась так, чтобы бистатический угол между ними минимизировался, практически достигая  $0^\circ$ . В качестве нормировочного эталонного отражателя так же использовалось металлическое зеркало, площадь которого была идентична размерам исследуемого образца. Металлическое зеркало позволяло определять максимальную отраженную мощность от проводящей среды, что позволяло в дальнейшем сравнивать показания отражения от исследуемых сред с известными. После чего на место металлического зеркала помещался исследуемый образец и фиксировался уровень отраженной мощности.

Коэффициент отражения  $R(f)$  определялся следующим образом:

$$R(f) = \frac{P(f)_{отр}}{P(f)_{зерк}}, \quad (2.3)$$

где  $P_{отр}$  – фиксируемая отраженная мощность приемной антенны при размещении образца,  $P_{зерк}$  - мощность, фиксируемая приемной антенной при облучении металлического зеркала. Далее, исходя из полученных коэффициентов, рассчитывался коэффициент потерь  $A(f)$ , позволяющий оценить степень ослабления волны при ее прохождении через объект.

Таким образом, были получены частотные зависимости нормировочных параметров в диапазоне от 16 до 25 ГГц с шагом  $\Delta f = 0,1$  ГГц (рис.2.2): прохождения ( $P(f)_{пад}$ ) и отражения ( $P(f)_{зерк}$ ), относительно которых и определялись дифракционные коэффициенты исследуемых сред.

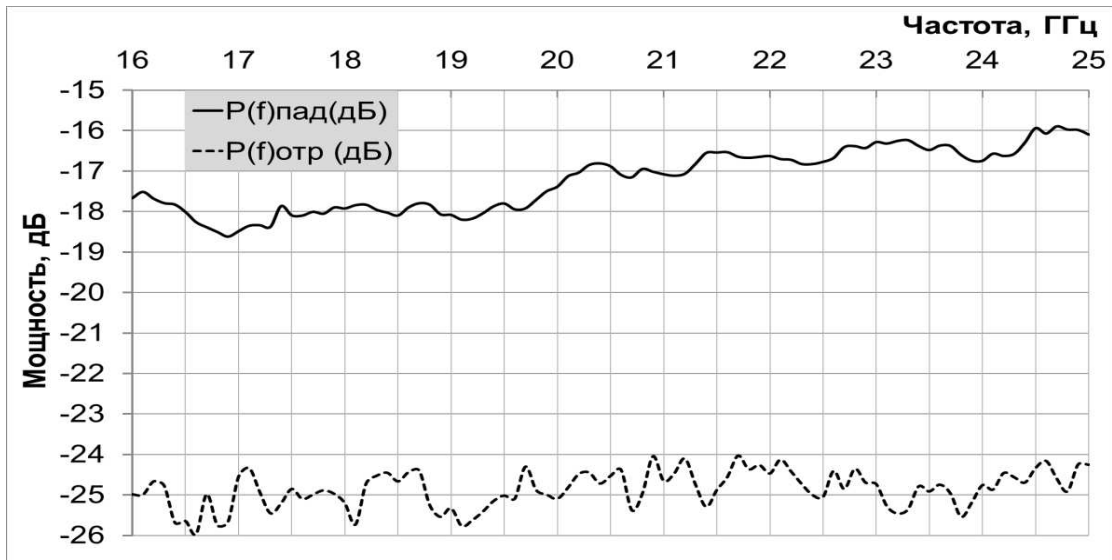


Рис.2.2 Зависимость значения нормировочных параметров от частоты падающего излучения в диапазоне 16 - 25 ГГц

Полученные характеристики показали, что с увеличением частоты падающего излучения возрастают значения принимаемой мощности при холостом ходе, что связано с сужением диаграммы направленности антенны, вследствие чего излучение становится более сфокусированным и менее подверженным дифракционным явлениям на раскрыве принимающей антенны.

Измерение картины распределения обратного фронта волны также нормировалось на эталонный образец с заранее известным распределением, в

качестве которого выступало металлическое зеркало, геометрические размеры которого совпадали с размерами исследуемых образцов (рис.2.3).



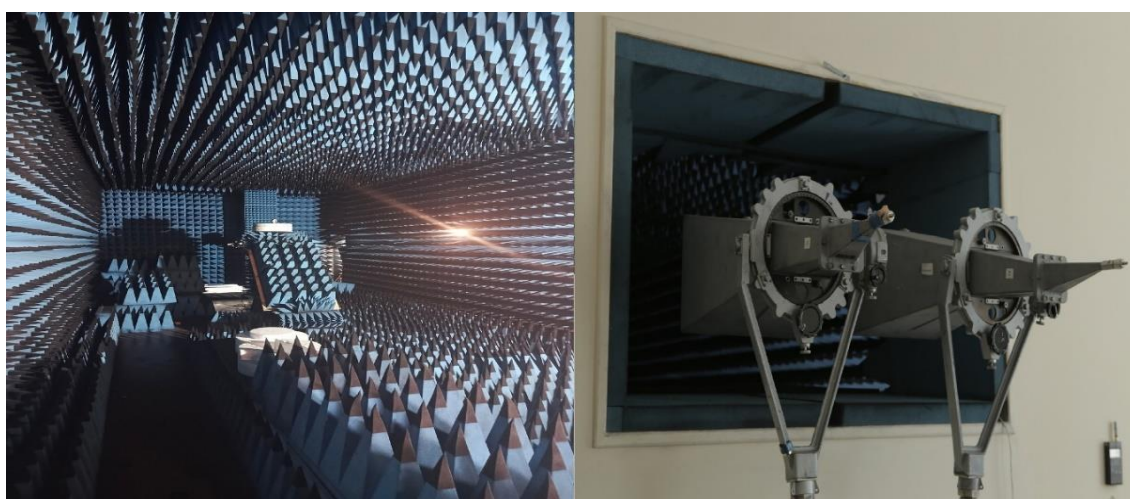
Рис.2.3 Форма диаграммы обратного рассеивания металлического зеркала размерами 72x72мм на частоте 22 ГГц

Полученные диаграммы показали равномерное распределение отраженного поля, максимум мощности которого расположен в обратном направлении ( $\theta = 0^\circ$ ).

Описанный выше метод имел основным своим преимуществом возможность достаточно быстро и с малыми ресурсными затратами измерить пространственную картину распределения СВЧ-мощности. Все выше сказанное обуславливало выбор этого метода как основного для измерения ослабляющих свойств изучаемых сред. Однако, недостаточное значение расстояний как падающей, так и отраженной волны не позволяла полностью интерпретировать полученные экспериментальные данные как стопроцентный результат. К тому же, особенность взаимодействия ЭМВ со средами соизмеримыми с их длиной волны достаточно сложна и неоднозначна.

Исходя из вышесказанного в качестве второго метода использовался квазимоностатический метод измерения в дальней зоне, реализованного на сверхширокополосном автоматизированном измерительно-вычислительном

комплексе (рис 2.4, а). Расстояние от излучающей антенны составляло 8 м, что составляет более чем несколько сотен длин волн. Это позволяет с уверенностью говорить об обеспечении плоскопараллельного фронта падающей волны и минимуме фазовых искажений. Измерения проводились в прямоугольной безэховой камере (БЭК), размеры которой составляли  $12 \times 6 \times 3,5$  м<sup>3</sup>. Камера практически полностью покрыта пирамидальным РПМ Eccosorb VHP-60-NRL с рабочей полосой частот 0,5...90 ГГц; уголковые области БЭК закрыты плоским РПМ Eccosorb FS-50-NRL (производства Emerson&Cuming)[90]. При проведении измерений образец покрытия размещался на малоотражающей пенопластовой опоре, расположенной на опорно-поворотном устройстве (ОПУ) на высоте, обеспечивающей нахождение образца в центральной части рабочей зоны электромагнитного поля, генерируемого приемной антенной. Излучающая и приемная антенна при этом фиксируются в одном положении (рис.2.4, б).



а)

б)

Рис. 2.4. Безэховая камера для квазистатического измерения диаграмм обратного рассеивания. а) общий вид безэховой камеры, б) расположение излучающей и приемной антенны

ОПУ позволило исследовать ослабляющие свойства при различных углах падения электромагнитной волны. Тестируемая структура закреплялась на радиопрозрачной диэлектрической стойке, после чего осуществлялось ее осевое вращение с пространственным шагом  $1^\circ$ . Приемо-передающий тракт

измерительного стенда был реализован на базе пары рупоров типа П6-140-3, скоммутированных с измерительными портами векторного анализатора цепей Rohde&Schwarz ZVA40. Зондирующая волна характеризовалась строго линейной (вертикально ориентированной) поляризацией, а спектральное сканирование образца проводилось в интервале от 18 до 26 ГГц. В качестве эталонного объекта выступал односторонний металлизированный стеклотекстолит марки FR-4, линейные размеры которого совпадали с размерами исследуемого образца и составляли 170×170 мм.

Изначально производилось измерение собственного фона камеры в отсутствии образца во всем исследуемом частотном диапазоне, который в дальнейшем учитывался при обработке полученных данных путем его вычитания из полученных значений принимаемых волн. Построение зависимостей величины обратной волны от частоты падающего излучения и математические операции для учета фоновых переотражений мощностей внутри БЭК производились в прикладной программе для выполнения инженерных и научных расчетов - Mathcad.

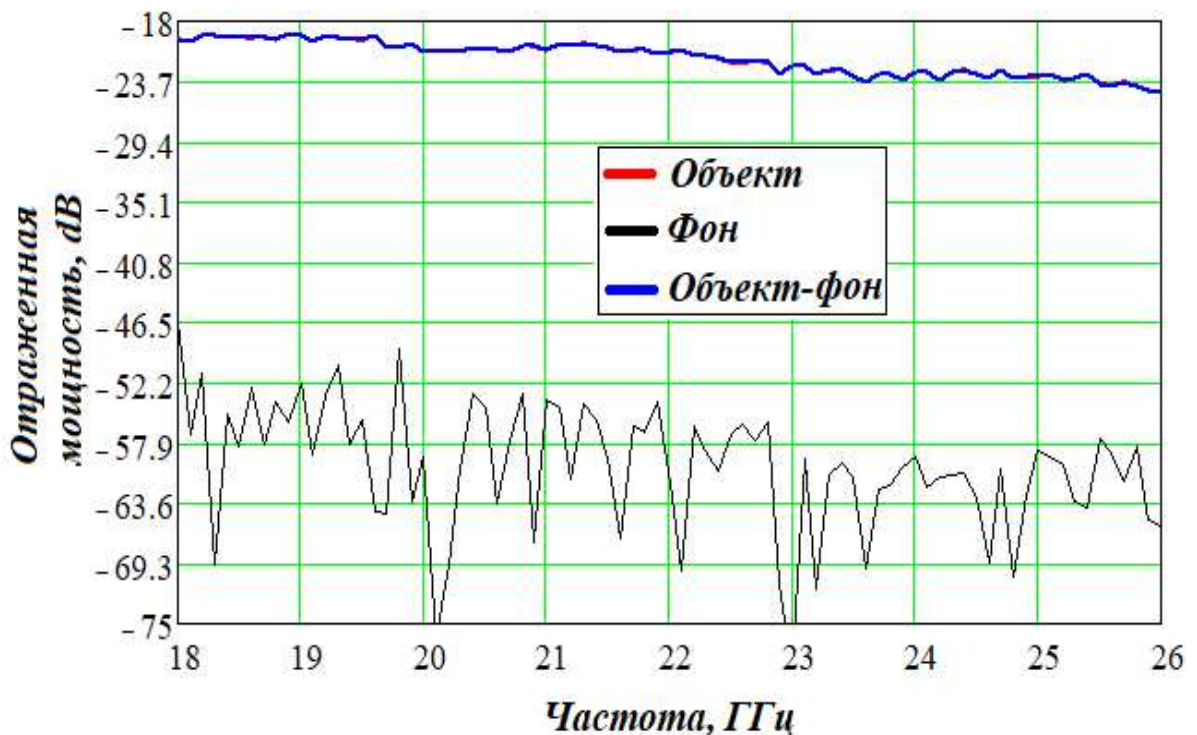


Рис. 2.5 Частотная характеристика отраженной эталонного металлического зеркала мощности при нормальном падении и собственного фона БЭК

Проведенные измерения показали, что уровень собственного фона БЭК демонстрирует неравномерный характер, а его уровень не превышает -50 дБ во всем частотном диапазоне (рис.2.5). Частотная характеристика величины отраженной от металлического зеркала волны при нормальном падении, полученная данным методом, демонстрирует равномерный уровень принимаемой мощности, величина которой лежит в диапазоне от -19 до -24 дБ, а учет фоновых переотражений внутри камеры практически не влияет на уровень принимаемой отраженной мощности. Снижение принимаемой обратной волны при увеличении частоты связано с достаточно малыми размерами металлической пластинки и, как следствие, с различными дифракционными явлениями. При проведении дальнейших измерений, полученные данные будут представлены относительно характеристики этого металлического зеркала.

При проведении измерений диаграмм обратного рассеивания в зависимости от угла поворота (рис.2.6) для корректного измерения формы диаграмм также учитывалось значение фонового шума самой камеры.

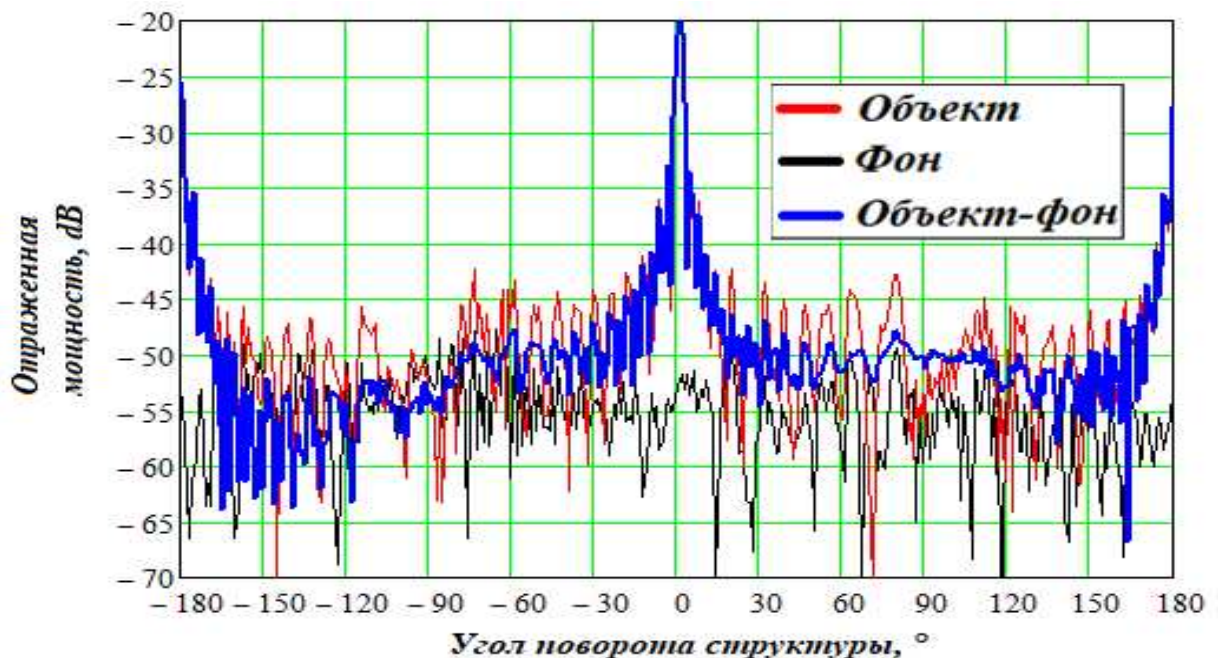


Рис.2.6 Диаграмма обратного рассеивания металлического зеркала при различных углах падения с учетом собственного фона БЭК

Проведенные измерения продемонстрировали, что фоновые значения камеры начинают вносить заметный вклад в величину принимаемой мощности при угле поворота структуры более чем  $15^\circ$ . В диапазоне углов поворота структуры близких к нулю собственные переотражения камеры фактически не влияют на принимаемую мощность.

В качестве дополнительного представленного в работе метода исследования взаимодействия объектов с волнами сантиметрового диапазона использовался волноводный метод измерения образцов, позволяющий рассматривать электродинамические свойства отдельно взятых единичных ячеек представленных в работе металлодиэлектрических структур: метаструктур и нанометровых пленок алюминия с различной толщиной напыления проводящего слоя.



Рис. 2.7 Волноводная секция для измерения металлодиэлектрических структур в диапазоне 2,2 – 4,2 ГГц

Исследования проводились в волноводном тракте, сечение которого составляло  $72 \times 34$  мм (рис.2.7). Частоты, на которых проводились измерения составляли 2,2 – 4,2 ГГц. Внутри тракта помещался исследуемый образец, закрепленный на подложке из пенопласта, не вносящего изменений в

распространяющуюся внутри волноводной секции ЭМВ. Образцы помещались посередине волновода перпендикулярно его оси и параллельно узкой стенке волновода (рис 2.8, а). Измерения проводились на базе панорамного векторного анализатора цепей P4226 от компании «МИКРАН».

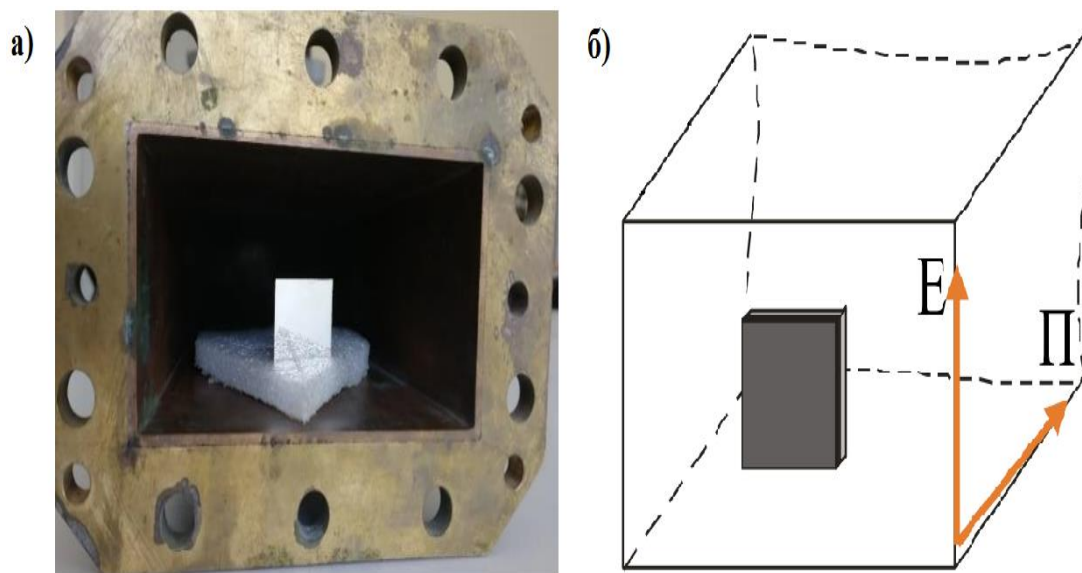


Рис.2.8 Положение МДС в измерительной секции волноводного тракта (а), схематическое изображение расположения образца (б)

Представленный метод исследования дал возможность найти решение поставленной задачи практически – путем вычисления дифракционных коэффициентов TRL в электрически изолированном волноводном тракте, подключенном к векторному анализатору цепей, являющимся источником распространяющейся волны  $H_{10}$  в волноводной секции. Для того чтобы повысить точность измерения, линейные размеры исследуемых структур составляли десять процентов от общего сечения волновода (рис.2.8, б).

Экспериментальные результаты, полученные с применением волноводных методов, в достаточной мере успешно представлены в прикладных расчётных программах, производящих численные расчеты для нахождения решений подобных электродинамических задач, так как решения

для них изначально представлены в численно-математических пакетах, что положительно сказывается на скорости и точности их вычислений.

## **2.2 Методы формирования искусственных сред для уменьшения отраженных мощностей ЭМВ**

Существует множество различных методов формирования искусственных сред, различающихся как технологиями нанесения, так и используемыми материалами, что вносит вклад в формирование электродинамических свойств покрытий.

При выборе метода формирования структур было принято во внимание не только его точность и скорость нанесения, но и экономическая целесообразность, технологическая сложность реализации, применимость для конкретных типов подложек и возможность дальнейшего масштабирования технологии. К наиболее распространенным методам формирования относятся: химический, механический, масочный метод.

Химический метод заключается в том, что на проводящую фольгу, приклеенную к диэлектрику с одной или двух сторон, наносят поверхностный рисунок проводников, после чего в процессе травления полностью удаляется лишний металл и создается проводящий рисунок.

При использовании масочного метода, нанесение рисунка производилось при помощи фотолитографии. Фотолитографический процесс заключался в том, что на стеклянный или металлический шаблон наносится специальное фоточувствительное соединение [91]. Шаблон с нанесенной на него фоточувствительной массой располагался на поверхности, затем всю систему детально экспонировали УФ-лучами. После экспонирования маску извлекали, а поверхность отправлялась на процесс травления. После чего, поверхность погружалась в раствор, который вытравливал металлический слой, удаление нанесенного металла осуществлялось только из тех мест, где маска была нанесена на поверхность. После завершения травления оставшийся слой металла обрабатывался специальной защитной пленкой.

При механическом методе был задействован фрезерный станок с числовым программным управлением (ЧПУ), который позволил создавать сложные геометрические формы и рисунки проводящей поверхности. Подобные станки обладают высоким уровнем точности, повторяемости изготавливаемых поверхностей и имеют возможность работы по заранее созданному в инженерном программном обеспечении чертежу, что позволило сократить время производства и улучшить качество готовых изделий.

Процесс механического фрезерования включал в себя несколько этапов:

1. Создание компьютерной модели конструкции. Этот этап выполнялся с помощью специального программного обеспечения, позволяющего спроектировать модель, наиболее распространенными являются: FreeCAD, КОМПАС-3D, Fusion 360 и т.д. Дизайн сохранялся в виде файлов, которые используются для программирования фрезерного станка.

2. Подготовительный этап. Этот этап включал в себя выбор материала, настройку стола и применение клемм или закладных соединений для надежной фиксации материала на столе станка, что в дальнейшем влияло на точность получаемого образца.

3. Загрузка программы фрезерования в ЧПУ. Файлы, созданные на первом этапе, передавались через USB-накопитель в программное обеспечение управления станком. На основе содержимого этих файлов программа рассчитывала координаты и движения фрезерного станка по всей поверхности.

4. Предварительное считывание. На этом этапе фрезерный станок выполнял операцию подготовки, которая включала в себя проверку конфигурации фрезы, настройку глубины фрезерования и изменение скорости ее перемещения

5. Процесс фрезерования. На основе расчетов и координат, полученных на этапе 3, фрезерный станок начинал фрезеровать поверхность в соответствии с созданной компьютерной моделью. На данном этапе

необходим был постоянный контроль качества фрезерования, чтобы гарантировать точность и правильность выполненных операций.

6. Финальная доработка образца. После завершения фрезерования, зачастую, необходима дополнительная обработка образца, включающая в себя удаление остатков материала и шлифовку проводящей поверхности.

Большинство процессов, описанных выше, носят автоматический характер и требуют меньшего участия человека, задача которого сводится к настройке и управлению программами фрезерного станка.

Метаструктуры СВЧ диапазона, в основном, формируются на диэлектрических подложках. В качестве диэлектрического слоя применялись следующие материалы: стеклотекстолит, фторопласт, полимерные материалы, пленочные материалы.

**Фторопласт** – это полимерный материал синтетического происхождения с высоким содержанием фтора в составе, также он известен под названием тефлон и фторполимер.

Наиболее широкое распространение получил фторопласт-4.

- Данный материал обладает хорошими диэлектрическими свойствами, благодаря фтору в составе.
- В материале не образуется статическое электричество, поэтому его можно применять даже при работе с взрывоопасными веществами;
- стойкость к воздействию кислот, щелочей, солевых растворов, нефтепродуктов и к другим активным веществам. Благодаря этому при его очистке можно использовать даже сильные растворители, а сам материал использовать на химических производствах.

**Стеклотекстолит FR-4** представляет собой слоистый пластик с односторонним или двусторонним медным фольгированным покрытием. К преимуществам данного материала можно отнести:

- высокие диэлектрические свойства;
- технологичность (штамповка, пробивка отверстий и т.п.);

- механическая прочность;
- термостойкость и огнестойкость (класс 94V-0).

Таблица 2.1. Характеристики стеклотекстолита.

Показатель	Значение
Поверхностное электрическое сопротивление, Ом	$(1 - 5) \times 10^{10}$
Удельное электрическое сопротивление, Ом*м	$1 \times 10^9$
Тангенс угла диэлектрических потерь (при частоте 1МГц)	0,035
Величина диэлектрической проницаемости	4,4
Напряжение пробоя, кВ	40-50
Прочность на отрыв контактной площадки, Н	60
Прочность на отслоение фольги	1,1-1,8
Класс нагревостойкости	94V-0
Рабочий диапазон температур, С	-60...+130
Температура стеклования, С	150-170

Для создания метапокрытий также использовались пленочные материалы, выступающие в качестве диэлектрического слоя. Пленки могут быть изготовлены из разных материалов, например из полипропилена или лавсана, иметь разную толщину и физические свойства, которые определяют их электрические свойства.

В настоящее время, несмотря на многообразие материалов и методик, для изготовления метапокрытий наиболее распространённым является стеклотекстолит в связи с большим количеством преимуществ: простота обработки, геометрическая прочность и высокие диэлектрические свойства.

Для изготовления метапокрытий в сантиметровом диапазоне частот оптимальным является механический метод, так он имеет достаточную точность обработки для создания проводящих рисунков миллиметровых размеров, обладает высокой скоростью работы и является автоматизированным.

Исходя из вышеперечисленного, в данной работе в качестве базового материала для получения метаструктур использовался стеклотекстолит с односторонней медной металлизацией. Другие типы подложек: твердые, гибкие, пленочные, так же были задействованы в экспериментальных исследованиях и полученные характеристики имели схожую динамику изменения параметров при воздействии ЭМВ. Вследствие чего в дальнейшем было принято решение использовать односторонний медный стеклотекстолит марки FR-4.

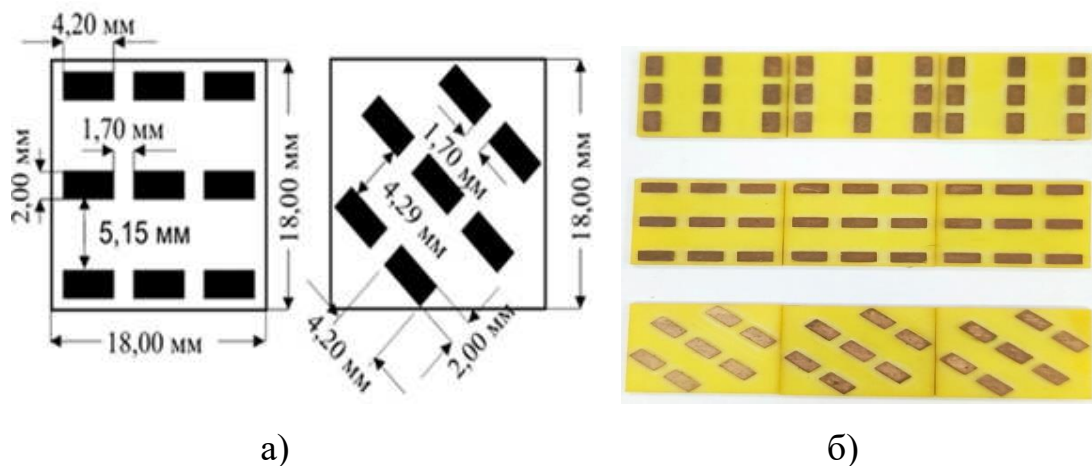


Рис. 2.9. Геометрические параметры ячеек полосковых резонаторов: (а), (б) экспериментальные образцы

Процесс создания формы полосковых резонаторных структур с разными углами наклона проводящих элементов выполнялся на ЧПУ станке «MDX – 540». Линейные размеры единичного элемента матрицы метаструктуры составляли  $18 \times 18 \times 3$  мм, на которой располагался набор полосковых проводящих резонаторов (рис.2.9, б), геометрические размеры которых выполнялись кратными длине волны для частоты 18 ГГц. Линейные размеры полосковых резонаторов указаны на рис.2.9, а. Толщина слоя медной

металлизации составляла порядка 35 мкм. Малые, относительно длин волн исследуемого диапазона, расстояния между резонаторами дают основания рассматривать представленные элементы матриц как метаструктуры.

Таким образом, с использованием фрезеровочного метода, были получены четыре основных вида полосковых резонаторных метаструктур, отличающихся пространственной ориентацией проводящих элементов относительно плоскости колебания напряженности поля. Элементарная ячейка метаповерхности из полосковых резонаторов состояла из 9 четвертьволновых полосков, расположенных на расстоянии меньше длин волн исследуемого диапазона друг от друга, что позволяло описывать их как метаструктуры. Представленные в диссертационной работе метаповерхности собирались матричным методом, включающий в себя различные варианты симметрий. Матрица включала в себя набор элементарных ячеек, сложенных в единую поверхность. Ячейки складывались в конечную матрицу размером  $4 \times 4$  элемента. Площадь матрицы составляла  $51,84 \text{ см}^2$ .

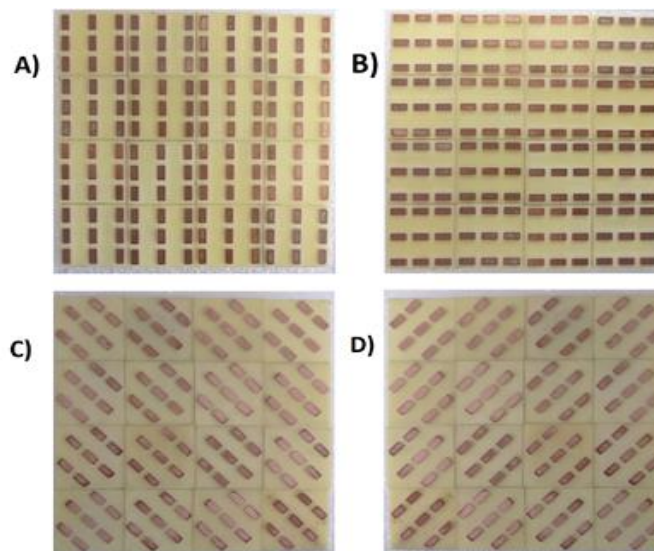


Рис. 2.10 Однонаправленные матрицы метаповерхностей: а) совпадающие с вектором поляризации падающей волны; б) Ортогональные с вектором поляризации падающей волны; в) Диагональные элементы с поворотом проводящих структур на  $-45^\circ$ ; г) Диагональные элементы с поворотом проводящих структур на  $+45^\circ$

В развитие предыдущих этапов работы, где изучались метаповерхности на базе строго выверенных периодических полосковых резонаторов, был осуществлен переход к топологически более сложной структуре. Ключевой целью данного шага стала максимизация рабочей полосы частот, в пределах которой обеспечивается эффективное подавление отраженной электромагнитной волны. Для решения этой задачи синтезирована новая метаповерхность, роль единичных элементов (резонаторов) в которой выполняют сдвоенные треугольные спирали. Подобные резонаторы являются более широкополосными ввиду того, что сама геометрия их структуры не является фиксированной, из-за чего волны разных длин взаимодействуют с разными ее частями

Проектирование спиральных треугольных метаструктур производилось по схожему принципу – привязке геометрических размеров резонаторов к длине волны (рис.2.11, б). Геометрические размеры сторон фигур были выбраны кратными длине волны середины диапазона -  $\lambda_{\text{ср}}$ : малое основание равно  $\lambda_{\text{ср}}/8$ , левая боковая сторона равна  $\lambda_{\text{ср}}/4$ , правая –  $\lambda_{\text{ср}}/2$ ; толщина фигуры также составляет  $\lambda_{\text{ср}}/8$ .

Процесс создания модели треугольной спиральной метаповерхности производился в программе Fusion 360 (рис.2.11, в). Для процесса фрезерования рабочая область разделялась на зоны (рис.2.11, г), что позволяло более точно определять маршрут фрезы и уменьшать потенциальные проблемы с вибрацией стола. Кроме того, меньшие зоны позволяют лучше контролировать процесс и снизить вероятность ошибок, возникающих в процессе фрезерования метаповерхности.

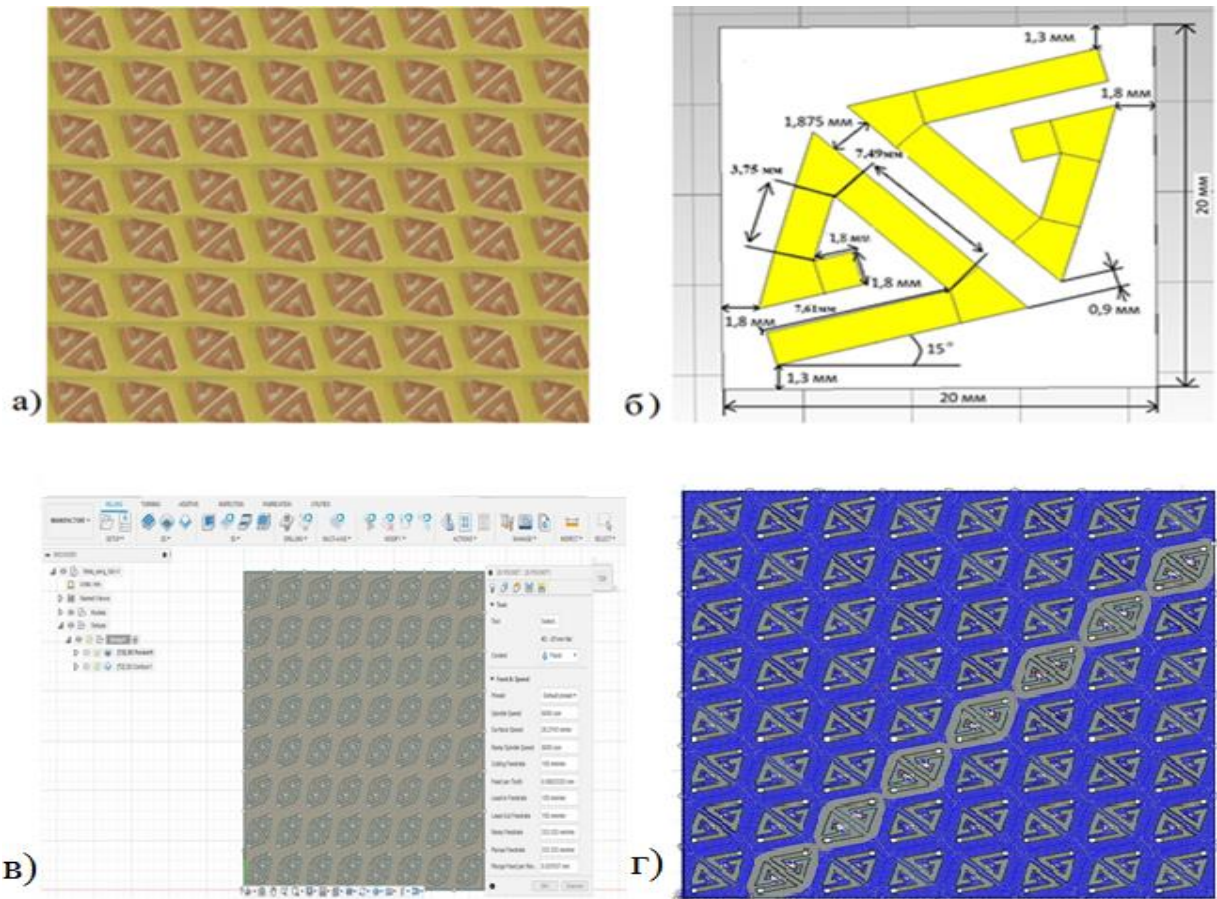


Рис.2.11 Экспериментальный образец треугольной метаповерхности: (а), геометрические параметры единичных разомкнутых треугольных резонаторов (б), маршрут движения фрезеровки (в), модель метаповерхности в специализированной прикладной сборке Fusion версии 360 (г)

Поверхностное напыление металлических плёнок меди, титана, алюминия и т.д. осуществлялось на вакуумной установке МАГНА ТИС 03 (рис.2.12). Получение экспериментальных образцов производилось путем магнетронного напыления проводящего слоя на диэлектрическую подложку из покровного стекла, размеры которой составляли  $18 \times 18 \times 0,15$  мм. Перед началом процесса напыления покровное стекло проходило предварительное очищение, путем его помещения в ультразвуковую ванну. Затем образцы высушивались при комнатных условиях с последующей ионной обработкой в вакууме непосредственно перед нанесением пленки. Режим магнетронного распыления характеризовался следующими технологическими параметрами:

подводимая мощность - 100 Вт, рабочая атмосфера - аргон при давлении 0,3 Па. Временной интервал экспозиции варьировался в широких пределах, составляя от долей секунды до 450 секунд.

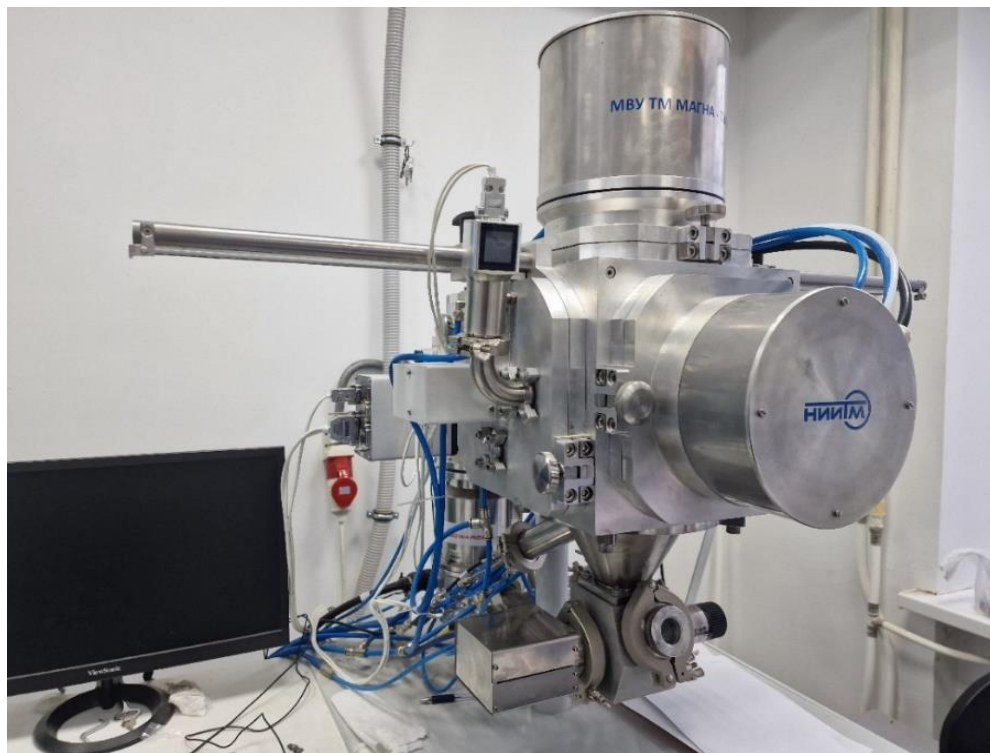


Рис.2.12 Малогабаритная вакуумная установка МАГНА ТИС 03 для магнетронного и термического напыления металлодиэлектрических структур

В предыдущих работах нашей кафедры было показано, что однозначное определение толщины напыленного слоя проводника является крайне неоднозначной задачей. Это обусловлено, в первую очередь, неоднородностью поверхностного распределения проводящего материала в процессе формирования среды взаимодействия, особенно на толщинах, не превышающих десятка нанометра, что приводит к динамическому разбросу значений толщин вдоль поверхности пленки. Поэтому в рамках данной работы значение толщины металлизированного слоя привязывалось ко времени его напыления с дальнейшим измерением значений сопротивлений полученных образцов. Измерения проводились по двух и четырехзондовым схемам.

Двухзондовая схема реализовалась на базе измерителя характеристик полупроводниковых приборов «Agilent B1500a». Измерение поверхностного сопротивления четырехзондовым методом производилось на цифровом измерителе поверхностного сопротивления полупроводниковых материалов и тонких проводящих плёнок «JG ST2258C». Сбор данных для каждого отдельного образца осуществлялся в виде серии повторов (от 12 до 18 замеров, после чего вычислялось среднее арифметическое значение).

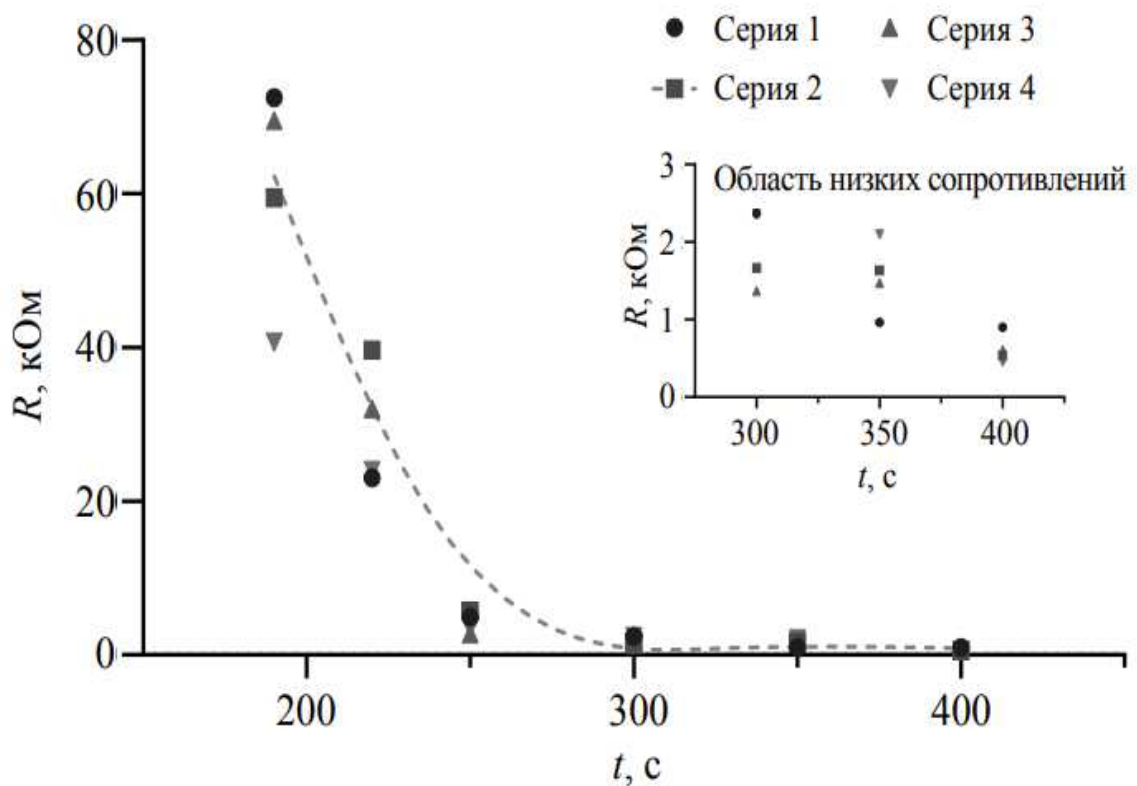


Рис.2.13. Динамика изменения поверхностного сопротивления пленочного покрытия в процессе вакуумного осаждения

Эмпирическую кривую, отражающую эволюцию поверхностного сопротивления от длительности металлизации, целесообразно разбить на два характерных временных интервала. На первом этапе, охватывающем промежуток от 200 до 250 секунд, фиксируется экспоненциальное уменьшение величины сопротивления (основное поле рис. 2.13). Второй временной диапазон (300–400 с) выделяется заметным сужением разброса

измеряемых значений (снижением дисперсии), что детально проиллюстрировано на врезке к рисунку 2.13.

В процессе осаждения металла на поверхность диэлектрической подложки применялись различные подложки: покровные стекла, ситалл, а также фторопластовые образцы. Изменение материала подложки приводило к изменению поверхностного распределению металла в процессе осаждения, обусловленное поверхностными дефектами подложки, что в свою очередь влияло на качество получаемой пленочной структуры.

Неравномерность роста при осаждении металла на поверхность диэлектрической подложки приводила к шероховатости поверхности, что в свою очередь выражалось в увеличении динамического разброса толщин пленочных формирований. Измерения поверхностных особенностей осаждения проводящих нанометровых сред проводились на NT-MDT NanoEducator II, позволяющего достичь разрешающей способности в основной плоскости образца порядком пятидесяти нанометров, тогда как вертикальная точность измерения составляла два нанометра.

Рассмотрение полученных с микроскопа изображений позволило продемонстрировать, что изменение величины осажденных металлических образования составляет 2 - 25 нм. Было выявлено, что с увеличением времени напыления алюминия динамический разброс величины проводящего слоя уменьшается, что явно демонстрируется на образцах с временем напыления в 19 с (рис.2.15, а). Из полученных данных был произведен вывод, что рельеф подложки напрямую влияет на распределение толщин поверхностного проводящего слоя. Увеличение времени напыления до 26 с привело к образованию на поверхности вторичного нанометрового слоя, характеризующийся как увеличением диапазона высот проводящих образований на поверхности пленочной структуры, так и средней шероховатости поверхности менее 1 нм.

Рис.2.14 (б) наглядно демонстрирует, что возрастание времени напыления поверхностного проводящего слоя алюминия обуславливает уменьшение динамического разброса толщин пленок, а это, в свою очередь, приводит к образованию более равномерной структуры ее поверхности. Зависимость шероховатости профиля рабочей среды от времени процесса осаждения, в своем нелинейном проявлении, характеризуется пиком в промежутке от 20 до 30 секунд (рис. 2.15).

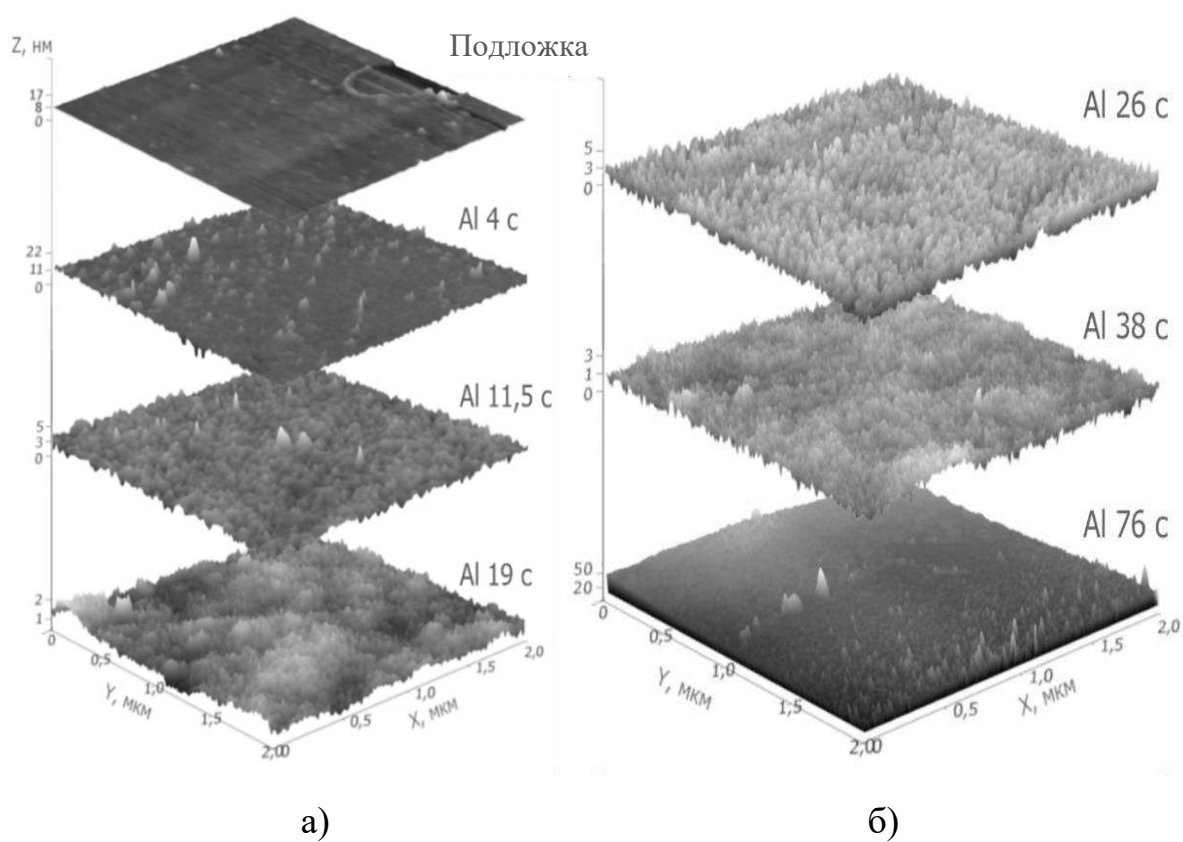


Рис.2.14 Эволюция морфологии поверхности алюминиевого покрытия на стекле в зависимости от времени осаждения: а) профиль структуры при экспозиции менее 20 с; б) профиль при длительности процесса более 20 с

Динамика формирования пленочного покрытия по мере роста длительности металлизации продемонстрирована на рисунке 2.15. Анализ показывает, что на начальных этапах осаждения на подложке возникают изолированные островковые кластеры проводящего материала (рис. 2.16, б). Дальнейшее увеличение массы осажденного алюминия приводит к слиянию

этих локальных зон и образованию сплошного, но крайне неоднородного по толщине проводящего слоя (рис. 2.16, в).

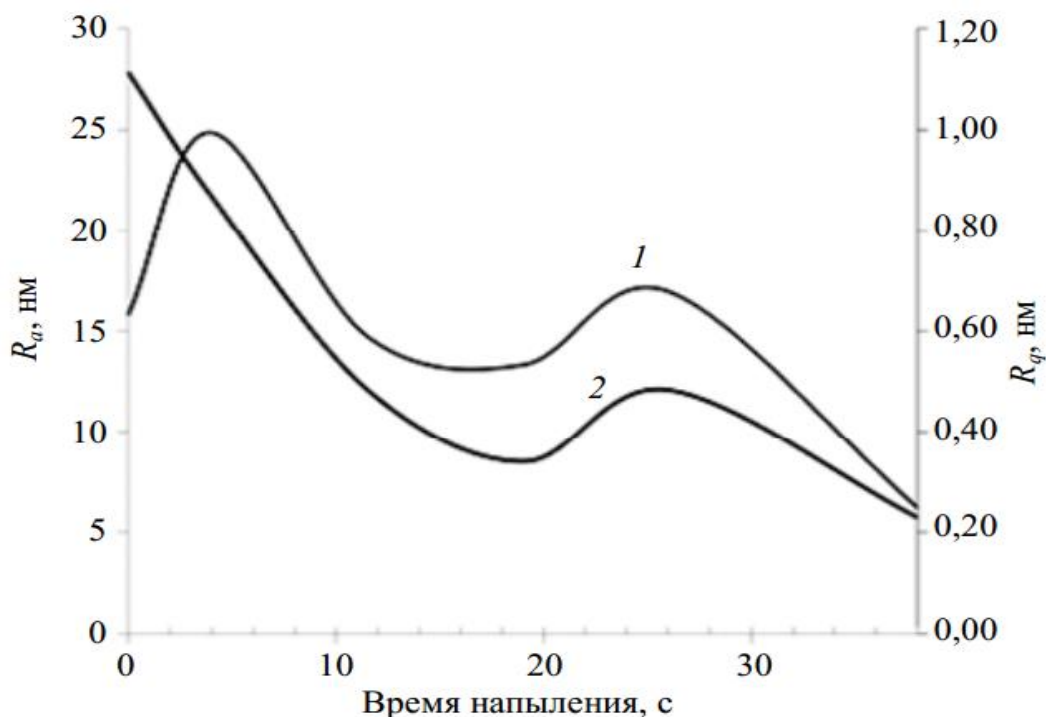


Рис. 2.15 Влияние величины напыленного металлического слоя пленочной структуры на:

- 1 –  $R_a$  максимальное значение динамического распределения высот;
- 2 –  $R_q$  среднюю шероховатость осажденного проводящего слоя на его поверхности

Дальнейшее увеличение слоя проводящего материала объединяет между собой локализованные проводящие участки, путем формирования между ними токопроводящих соединительных мостиков (рис. 2.16, г). После чего, при дальнейшем напылении, выемки, образованные островковыми наростами, заполняются материалом и, как следствие, формируется более однородная по своей морфологии проводящая структура (рис. 2.16, д, е) с меньшими показателями шероховатости поверхности  $R_q$ .

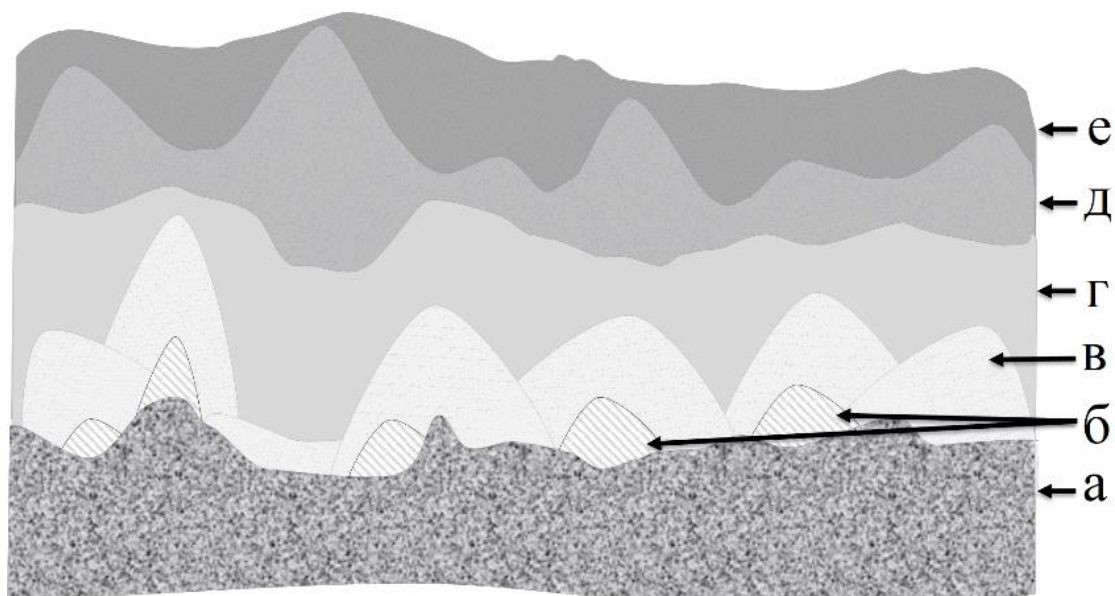


Рис.2.16 Процесс формирования наноразмерных алюминиевых проводящих сред на подложке: а – диэлектрическая основа; б – начальный процесс формирования локальных проводящих участков; в – объединение локальных проводящих участков; г – заполнение полых участков; д – формирование нанокристаллической структуры; е - сплошное покрытие

Приведенная выше динамика формирования рабочей наноразмерной среды, позволило обосновать нелинейную картину взаимодействия ЭМВ с проводящими наноразмерными пленками в зависимости от их толщины. поверхностных формирований наноразмерных алюминиевых пленок, с толщиной проводящего 1-10 нм позволил объяснить физические процесс в ходе их формирования и различие их поглощающих свойств с теоретическими расчетами.

### **2.3. Компьютерное моделирование радиофизических процессов рассеяния метаструктурными покрытиями**

Для получения расчетных характеристик исследуемых материалов, которые бы подтвердили экспериментально полученные зависимости, а также получения диаграмм обратного рассеивания и картины поля на поверхности структуры использовались специализированные пакеты для трехмерного

электродинамического моделирования физических процессов. В качестве основных программных пакетов использовались Ansys HFSS и CST Studio.

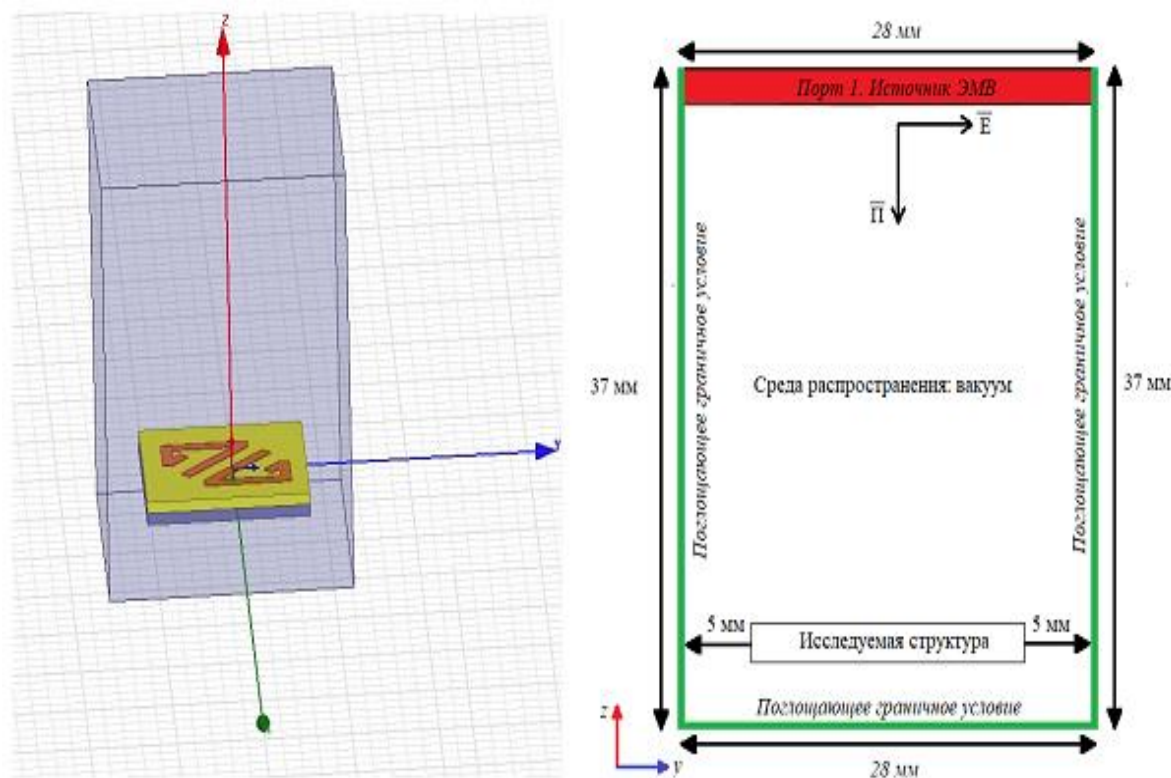


Рис.2.17 Модель для расчета параметров единичной ячейки метапокрытия: а) область вычисления, б) схематическое обозначение заданных начальных условий

На рис 2.17 представлена модель для численного математического расчета параметров единичных ячеек метапокрытия, расположенного на металлическом зеркале в HFSS. Геометрические параметры ячеек соответствовали экспериментальным образцам. Пространственное распределение электромагнитного поля рассчитывалось внутри вычислительной области, имеющей форму параллелепипеда. При этом исследуемая метаструктура позиционировалась строго в начале координатной системы. По всем краям моделируемой ячейки применялись абсолютно поглощающие граничные условия.

Источником возбуждения служила электромагнитная волна с линейной поляризацией, вектор колебаний которой лежал в плоскости YZ. Излучающий порт располагался на удалении 32 мм от объекта исследования. При этом

свободное пространство от краев метаструктуры до внешних границ расчетной области было задано равным 5 мм.

Расчет представленной структуры велся в том же диапазоне частот, что и экспериментальные измерения (16 - 25 ГГц).

Для численного вычисления распределения полей в HFSS применялся метод конечных элементов (FEM), численное решение граничной задачи которой вычисляется из систем уравнений Максвелла в каждой ячейке пространства с последующей сшивкой решений на границе. Формирование сетки разбиения пространства производится с использованием адаптивного метода, что позволяет добиться высокой точности полученных результатов.

Данная модель за счет граничных условий полного поглощения поля (Radiation) позволяла дополнительно ввести в расчет параметры бесконечной сферы (Infinite sphere) с центром в начале координат, которое использовалось для расчета распространения обратной волны от исследуемого образца в дальней зоне, что позволило построить диаграммы обратного рассеивания для различных значений полярных и азимутальных углов [92А].

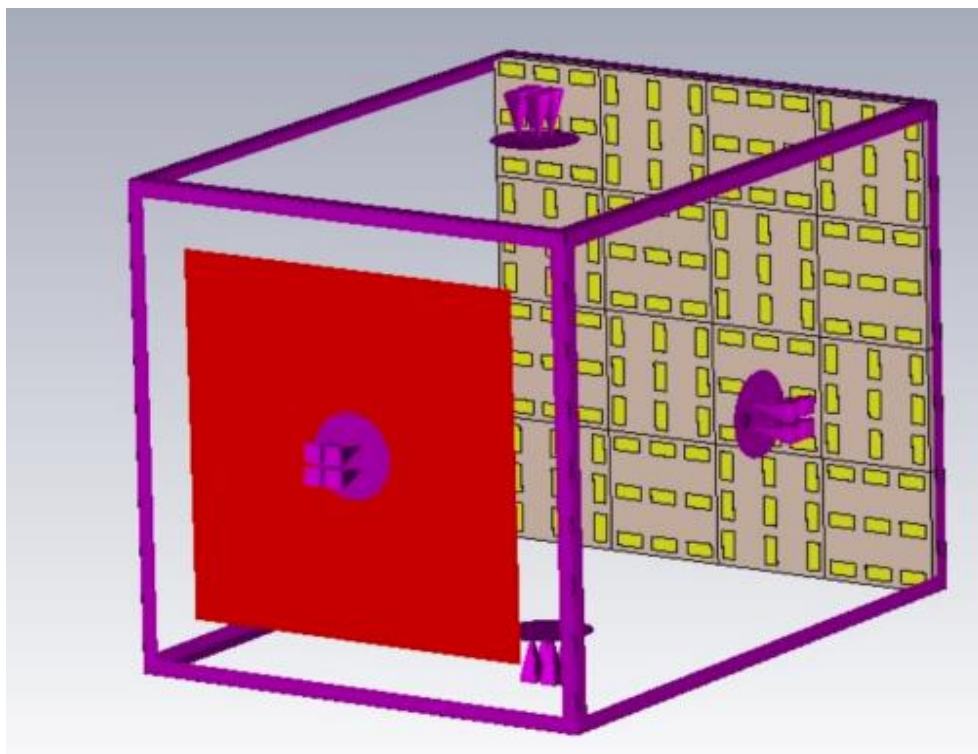


Рис.2.18 Бокс с заданными граничными условиями в CST Studio

Численный анализ электродинамических процессов в гибридных метаструктурах, покрытых алюминиевыми нанопленками, базировался на алгоритмах CST Studio Suite (релиз 2020 года, модуль Microwave Studio). Геометрия расчетного пространства представляла собой ортогональный бокс, ко всем шести граням которого применялся математический аппарат поглощающих границ свободного излучения (режим open space, рис. 2.17). Во избежание искажений результатов дистанция между краями виртуальных стенок и самим образцом фиксировалась на уровне 36 мм по всем осям. Указанный пространственный буфер геометрически кратен нескольким длинам волн (с учетом средних значений спектра 16–25 ГГц), что выступает обязательным условием для корректной симуляции.

Генерация первичного сигнала и последующая регистрация рассеянной энергии осуществлялись совмещенным портом, который был отнесен от плоскости мишени на 150 миллиметров. Вектор распространения облучающей волны направлялся строго вдоль координаты  $Z$ , обеспечивая перпендикулярное падение. Воздействующее поле имело горизонтальную линейную поляризацию, при которой плоскость колебаний вектора лежала в координатной плоскости  $XZ$ .

Поэтапное моделирование процесса взаимодействия ЭМВ с исследуемыми средами осуществлялось в программе CST Studio, в котором исследуемая структура возбуждалась импульсом, амплитуда которого отвечает распределению Гаусса. После чего рассчитывался последующий отклик от структуры во временной области. Далее, полученный обратный сигнал раскладывался дискретным преобразованием Фурье в заданном диапазоне частот. Оптимизация процессов вычисления была произведена путем применения различных аппроксимационных методов, представленных в пакете CST: Perfect Boundary Approximation [18], используемая для эффективной дискретизации криволинейных поверхностей. При этом дополнительно была задействована техника тонких слоев - Thin Sheet Technique [19], которая задействовалась для имитации наноразмерных

проводящих сред, что позволило учитывать в построенной модели их электродинамический отклик без значительного уменьшения сетки разбиения. Данные упрощения позволили оптимизировать сетку разбиения в области моделирования, что в свою очередь позволило уменьшить требуемое расчетное время на решение задачи в заданном диапазоне частот.

#### 2.4. Выводы по главе 2

Подводя итог рассмотренным концепциям взаимодействия электромагнитного излучения с композитными материалами, в текущей главе сформулированы практические алгоритмы создания тестовых образцов и тестирования их радиофизических параметров в К-диапазоне. Фундаментом экспериментальной базы выступил бистатический измерительный комплекс, оснащенный двумя рупорными антеннами П6-30 (частотный охват 16,7–25,36 ГГц). При облучении объекта строго по нормали зондирующим сигналом с уровнем мощности от -17 до -25 дБ, данная архитектура позволяет детально исследовать пространственную конфигурацию отраженной волны. Оценка эффективности искусственной среды базируется на вычислении спектральных характеристик дифракционных коэффициентов путем их сравнения с идеальным эталонным отражателем. Помимо этого, установка обеспечивает возможность снятия угловых диаграмм обратного рассеяния. Пространственное сканирование осуществляется в плоскости  $\theta = [0 \dots 355^\circ]$  с дискретным шагом по углу  $\Delta \theta = 5^\circ$ . Регистрация амплитуды поля на приемном порту выполняется ваттметром PLS-26, нижний порог чувствительности которого достигает 4,6 нВт.

Моностатический метод измерения в дальней зоне, реализованный на сверхширокополосном автоматизированном измерительно-вычислительном комплексе в БЭК, позволил решить задачу по нахождению величины обратного электромагнитного фронта волны в зависимости от угла падения ЭМВ на исследуемую среду в диапазоне углов от  $0 - 360^\circ$  с шагом в  $1^\circ$ .

Волноводный метод измерения на основе ВАЦ P4226 позволил исследовать дифракционные коэффициенты единичных ячеек метаструктурных покрытий и нанометровых металлодиэлектрических структур в диапазоне 2-4 ГГц при прохождении через них электромагнитной волны  $H_{10}$  мощностью  $P_{\text{пад}} = 1$  Вт.

Для верификации полученных экспериментальных зависимостей были представлены методы электродинамического моделирования процессов рассеивания и поглощения в исследуемых средах, полученные в специализированных пакетах Ansys HFSS и CST Studio.

### **Глава 3. Процесс рассеивания волн в искусственно сформированных средах, выполненных в виде простых и сложных метаструктур**

#### **3.1 Влияние пространственной ориентации проводящих элементов на частотные характеристики простейших метаструктур**

Исследования частотных зависимостей в диапазоне 16 – 25 ГГц проводились бистатическим методом с использованием синтезатора частот G7M-40, измерителя мощности PLS-26 и механического поворотного устройства (рис.2.1). Падающая волна обладала линейной поляризацией.

Экспериментально полученные результаты продемонстрировали, что метаповерхности, состоящие из однонаправленных ячеек ведут себя как дифракционные решетки, демонстрирующие поляризационные зависимости [93А].

Рабочая полоса поверхности определялась геометрическими размерами полосковых резонаторов и расстоянием между соседними элементами. При соблюдении кратности линейных размеров и длины волны падающего излучения наблюдалось уменьшение коэффициента прохождения  $T(f)$ , что позволяет судить о степени воздействия метаповерхности на ЭМВ (рис.3. 1).

При расположении проводящих элементов поверхности сонаправленно к вектору электрической компоненты поля наблюдается падение значения коэффициента прохождения  $T(f)$  до 10% частотном отрезке от 21-22 ГГц. При этом, прошедшая часть падающей мощности в максимуме своем достигает половины от первоначальной, а это в свою очередь свидетельствует об эффективном взаимодействии периодической структуры в исследуемом диапазоне.

При ортогональном расположении полосковых резонаторов относительно вектора напряженности значения коэффициента  $T(f)$  возрастают, что свидетельствует об уменьшении степени воздействия метаповерхности на падающую волну (рис.3.1). Частотная зависимость коэффициента  $T(f)$  от частоты падающей волны демонстрирует высокие

значения прохождения порядком 70% с различными частотными неоднородностями, обусловленные нарушением периодичности структуры на границе ячеек при составлении матрицы, что влечет за собой формирование паразитных емкостных связей и изменение значений коэффициента. Наименьшие значения коэффициента  $T(f)$  наблюдаются в диапазоне частот 20 – 21 ГГц. Численные значения коэффициента прохождения на этом участке составляют 60%.

Измерение диагонально расположенных элементов показало среднее значение коэффициента электромагнитного излучения на всем частотном участке относительно ортогональных и сонаправленных элементов, что обусловлено поляризационным фактором. Было получено, что наклонное расположение полосковых резонаторов сдвигает частотный участок с минимальным значением прохождения в более высокочастотную область – 22,5 – 23 ГГц, что объясняется изменением соотношений линейных размеров проводника относительно длины волны падающего излучения вследствие их наклонного расположения.

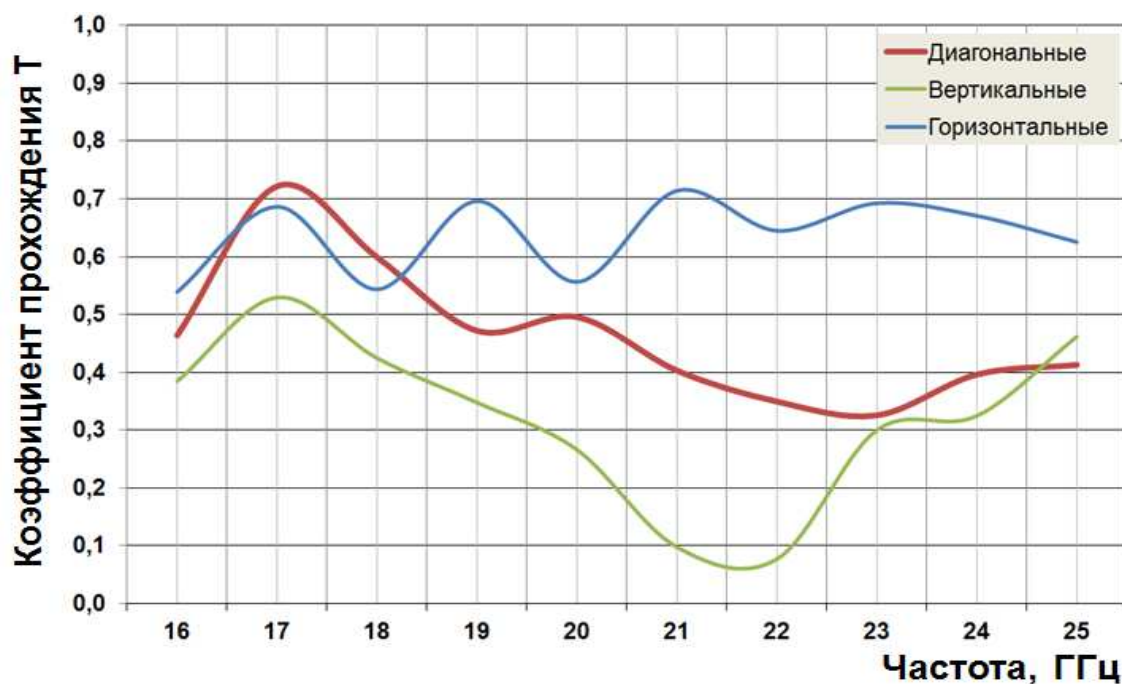


Рис.3.1 Частотная зависимость коэффициента прохождения  $T(f)$  однонаправленных элементов от частоты падающего излучения в диапазоне 16-25 ГГц

Рассмотрение экспериментальных кривых  $T(f)$  для метаповерхностей с шахматным чередованием ортогональных резонаторов (рис. 3.2) привело к следующему выводу. Значение коэффициента прохождения сложной структуры на любой заданной частоте фактически складывается из соответствующих частотных зависимостей ее однонаправленных компонентов (рис.3.3).

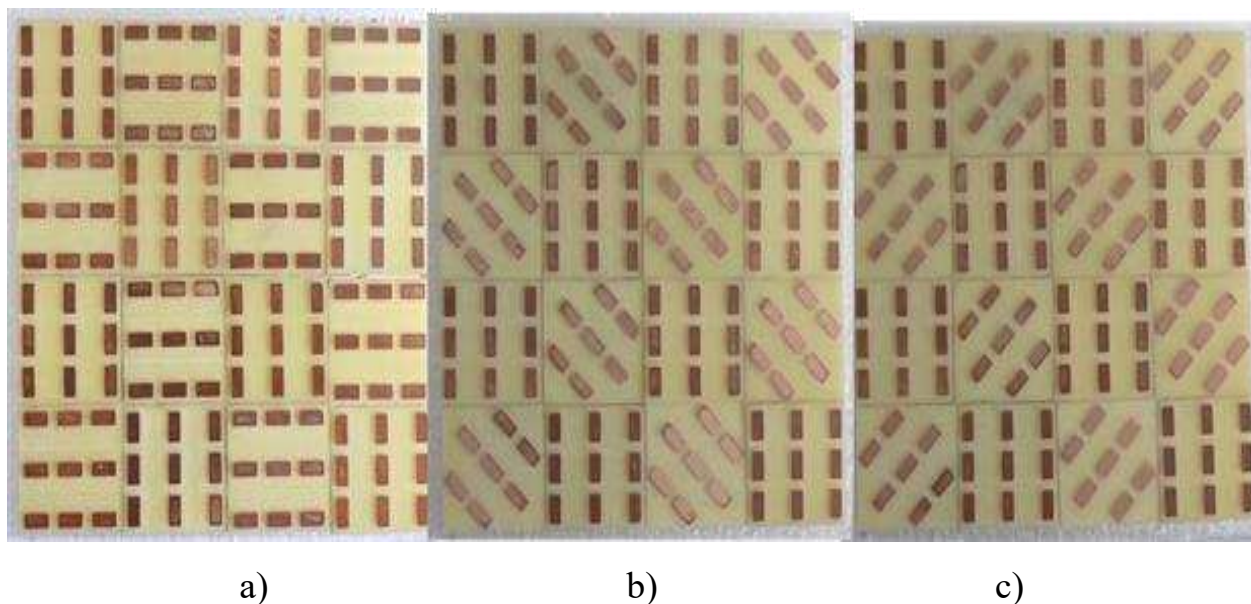


Рис. 3.2 Двухнаправленные метаструктуры:

- a) Комбинация метаструктур из сонаправленных к поляризации волны элементов и ортогональных; b) Комбинация метаструктур из сонаправленных к поляризации волны элементов и диагональных повернутых на  $-45^\circ$ ; c) Комбинация метаструктур из сонаправленных к поляризации волны элементов и диагональных повернутых на  $+45^\circ$

Малое значение величины прошедшей волны в диапазоне 20 – 22 ГГц, полученное при измерении однонаправленных матриц из сонаправленных элементов, наблюдается и в частотной зависимости коэффициента прохождения двухнаправленной метаповерхности с ортогональными ячейками, с соответствующим наложением максимумов и минимумов, наблюдаемых на ортогонально ориентированных однонаправленных структурах [93А].

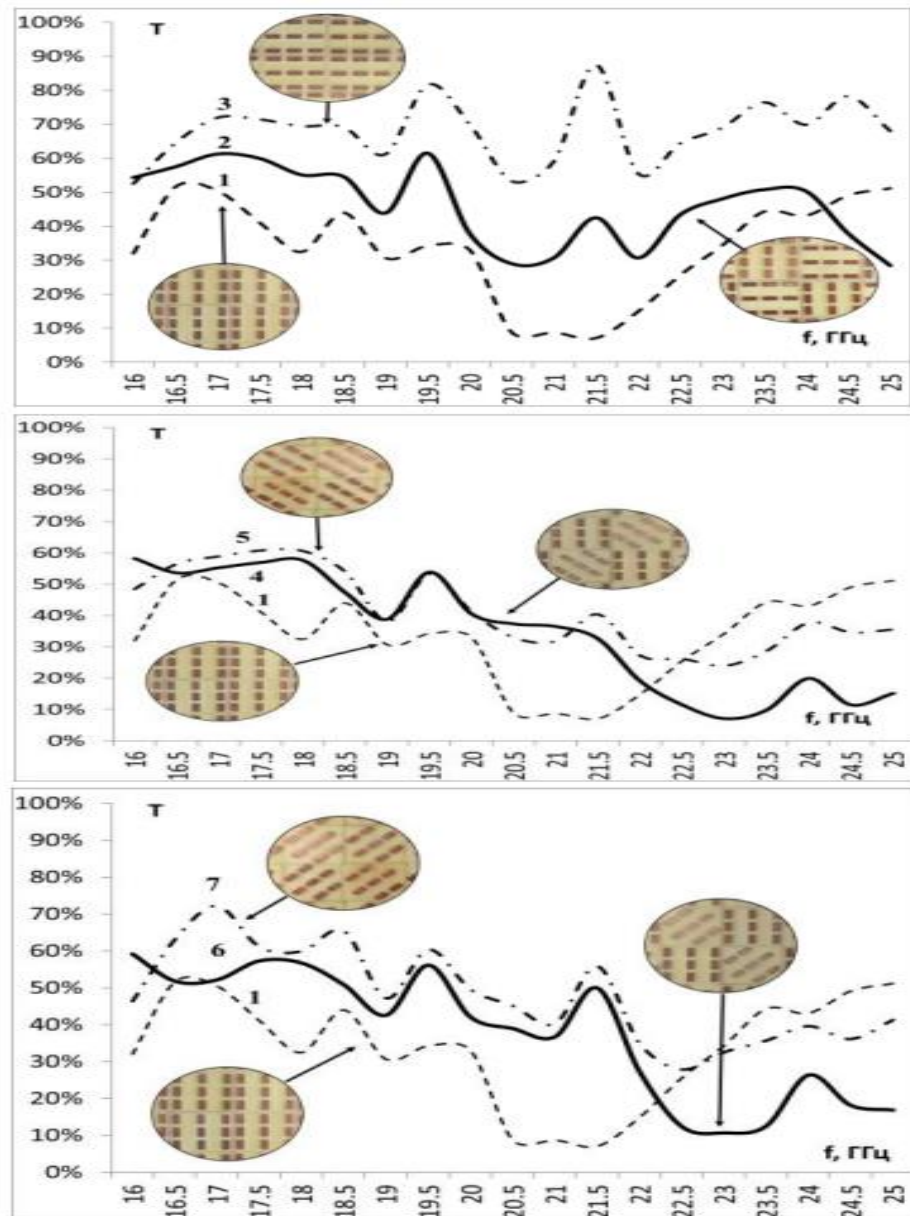


Рис. 3.3 График зависимости коэффициента прохождения  $T(f)$  от частоты падающего излучения: 1 –сонаправленных элементов, 2 – ортогонально направленных элементов, 3 – двунаправленных сонаправленных и горизонтальных элементов, 4 – двунаправленных сонаправленных и диагонально направленных влево элементов, 5 – резонаторы отклоненные на  $-45^\circ$ , 6- двухнаправленных вертикальных и диагональных вправо элементов 7 - резонаторы отклоненные на  $+45^\circ$

Из результатов экспериментальных измерений было получено, что при расположении сонаправленных и диагональных элементов в единой матрице, частотный отрезок с минимальным значением прохождения демонстрирует

сдвиг в более высокочастотную область, что является следствием достаточно близкого расположения полосковых резонаторов на границе ячеек, что в свою очередь является нарушением симметрии и приводит к образованию дополнительных высокочастотных емкостей.



Рис. 3.4 Характерные частотные отрезки для двунаправленной метаструктуры из сонаправленных и ортогональных элементов

При рассмотрении полученных графиков зависимостей коэффициента прохождения двунаправленной структуры и однонаправленных структур, входящих в их состав (рис. 3.4), можно выделить три характерных частотных отрезка.

1. На отрезке частот (А) общий характер поведения кривой двунаправленной структуры, сопоставим с частотной характеристикой коэффициента  $T(f)$  ортогонально направленных элементов, которые характеризуются малыми значениями  $T(f)$ . Подобное поведение двунаправленной структуры указывает на явное влияние сонаправленных резонаторов на частотные свойства двунаправленной метаповерхности.

2. На отрезке частот (Б) вид кривой двунаправленной метаповерхности таким же образом наблюдается воздействие наличия в ней ортогонально

направленных полосковых резонаторов. Об этом свидетельствует наличие максимальных значений коэффициента  $T(f)$ , полученных на частотах 19,6 и 21,4 ГГц, с находящимися возле них минимальным значением  $T(f)$  на частотах 20,4 и 21,9 ГГц. Воздействие сонаправленных резонаторов заключается в менее резком уменьшении численных значений относительного коэффициента  $T(f)$  на первом максимуме функции, который схожим образом проявляется и в поведении функции  $T(f)$  при измерении сонаправленных резонаторных систем и в общем характере спада численных значений кривой на всем частотном отрезке.

3. На частотном отрезке <В> форма частотной зависимости коэффициента прохождения также имеет схожий с ортогональными элементами характер кривой, однако также как и на участке (Б) обладает более гладким возрастанием за счет включения в поверхность сонаправленных элементов, без резких перепадов коэффициента в диапазоне от 22,5 до 24 ГГц.

Исходя из полученных результатов экспериментальных исследований, можно сделать вывод о том, что изменение линейных размеров полосковых резонаторов, расстояния между соседними резонаторами и ориентированность относительно поляризации падающей волны возможно создание метаповерхности для любого необходимого частотного диапазона и с необходимыми для конкретного случая показателями прохождения. Приведенные результаты указывают на возможность синтеза метаповерхностей с заданными уровнем радиопрозрачности на определенных частотах, путем комбинирования проводящих элементов с заданными геометрическими размерами и ориентацией по отношению к вектору электрической компоненты падающего излучения.

Для более детального рассмотрения частотной зависимости коэффициента прохождения и более точного выявления рабочих диапазонов

частот исследуемых двунаправленных структур были проведены повторные исследования с увеличенным шагом - 100 МГц (рис.3.5).

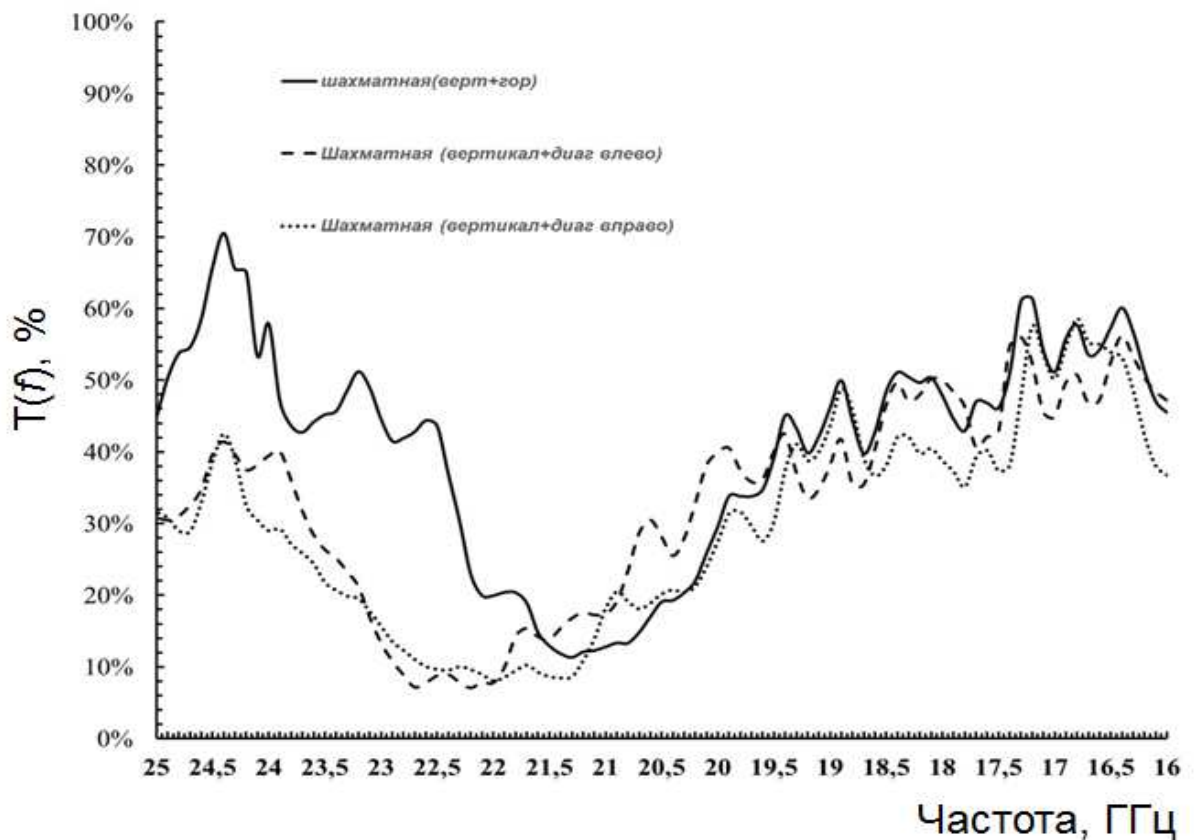


Рис. 3.5 Частотная зависимость относительного коэффициента прохождения  $T(f)$  для представленных образцов двунаправленных метаповерхностей из полосковых резонаторов

Для выявления влияния показателей коэффициентов прохождения в зависимости от частоты внешнего излучения на диаграмму рассеивания двунаправленных метаповерхностей для каждой из них были выбраны собственные характерные частоты диаграмм рассеяния:

- Частота с наименьшим коэффициентом прохождения (LOW);
- Частота с усредненным значением коэффициента прохождения (AVERAGE);
- Частота с наивысшим значением коэффициента прохождения (HIGH).

Подобный принцип рассмотрения рассеивающих свойств структур позволил связать полученные частотные зависимости и в динамике

рассмотреть ее влияние на форму диаграмм рассеивания структур. Для получения диаграмм использовался бистатистический метод, описанный во второй главе, а исследуемые образцы помещались на металлическое зеркало, выступающее в качестве эталонного отражателя.

Результаты измерения характеристик наведенной мощности на приемной рупорной антенне от ее угла поворота при нормальном падении позволили определить, что величина обратного фронта волны при нулевом бистатистическом угле на фиксированной частоте  $f$  зависит от полученного на ней значения коэффициента прохождения. При уменьшении значения коэффициента  $T(f)$  так же наблюдается и уменьшение принимаемой мощностей в строго обратном направлении относительно эталонного отражателя той же площади. Рост значения коэффициента прохождения приводит к обратному эффекту – увеличению принимаемых величин отраженной мощности [94А].

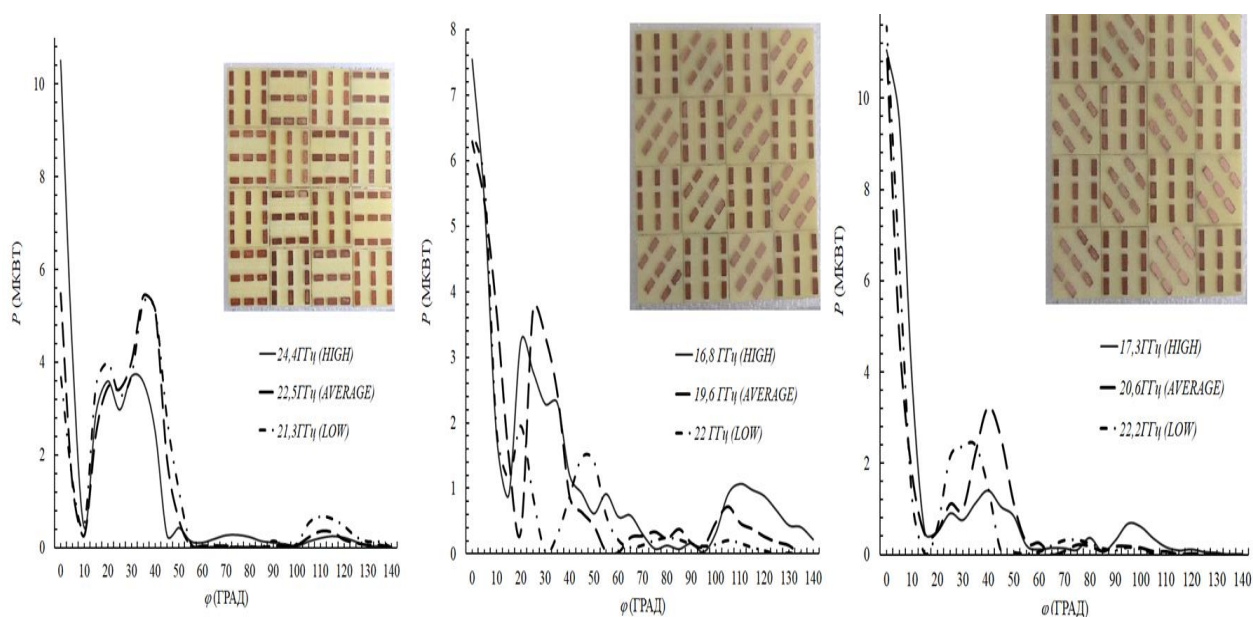


Рис. 3.6 Диаграммы рассеивания различных комбинаций двунаправленных метаповерхностей, полученных на характерных частотах

Было получено, что на форму распространения фронта обратной волны диаграммы также влияет значение коэффициента  $T(f)$ . Непосредственное влияние выражается в изменении формы и величины принимаемой мощности боковых лепестков, полученных на диаграмме обратного рассеивания. С

уменьшением величины коэффициента наблюдается увеличение бокового лепестка, что говорит о росте эффективности рассеивающих свойств метаповерхности.

По причине наличия частотной неоднородности излучающей мощности рупорной антенны в зависимости от частоты генерируемого излучения диаграммы, представленные на рис.3.6 не в полной мере отражают величину ослабления отраженного фронта обратной волны основного лепестка.

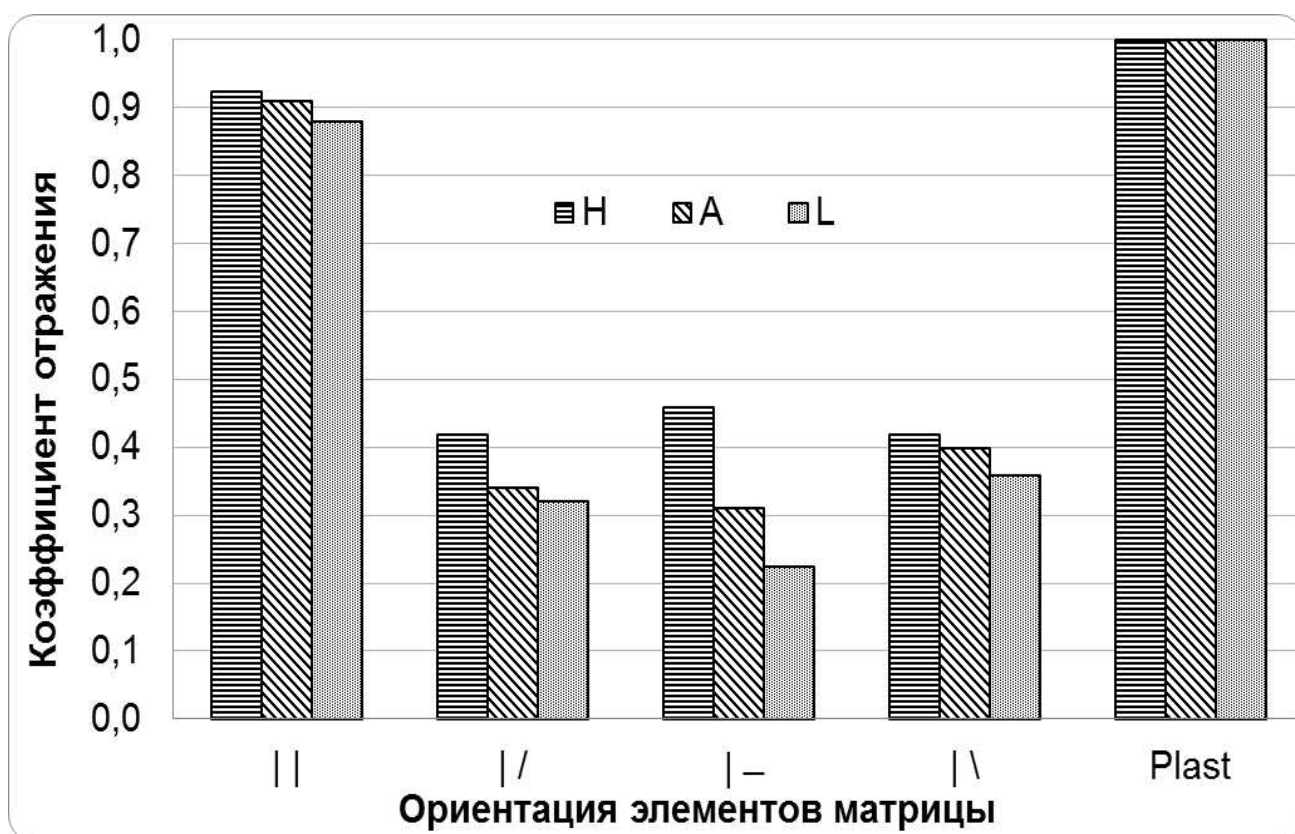


Рис.3.7 Значения коэффициента  $K_{очн}$  на характерных частотах для различных симметрий двунаправленных метаповерхностей

Поэтому для оценки ослабляющих свойств метаповерхности потребовалось ввести относительный коэффициент изменения величины основного лепестка  $K_{очн}$ , показывающий отношение величин измеренных мощностей от эталонного отражателя и величин, полученных при расположении на металлическую пластину образец метаповерхности [95А]:

$$K_{\text{осн}} = \frac{P_{\text{мп}}}{P_{\text{эт}}}, \quad (3.1)$$

где  $P_{\text{мп}}$  – полученная величина отраженной мощности при нулевом угле,  $P_{\text{эт}}$  – полученная величина отраженной мощности от эталонного отражателя при нулевом градусе. Полученные результаты значения коэффициентов  $K_{\text{осн}}$  различных симметрий двунаправленных структур на характерных частотах представлены на рис.3.7.

Полученные экспериментальные результаты на характерных частотах демонстрируют, что исследуемые структуры способны ослаблять величину обратного фронта волны в обратном направлении при нулевом градусе. Величина ослабления зависит как от составных элементов матрицы, так и частоты внешнего излучения, на что указывает уменьшение величины коэффициента  $K_{\text{осн}}$  при приближении частоты падающей волны к частотам с низким коэффициентом прохождения для конкретной структуры.

Чтобы детально объяснить физические механизмы, зафиксированные в ходе натурных экспериментов, был задействован вычислительный аппарат пакета CST Studio. В частности, виртуальная симуляция позволила наглядно описать процессы контакта падающего поля с многокомпонентными периодическими экранами и раскрыть природу генерации обратного рассеяния на двунаправленных метаповерхностях. В качестве эталонного нормировочного образца для получения диаграмм обратного рассеивания использовалось алюминиевое зеркало толщиной 5 мкм. В качестве источника падающей электромагнитной волны выступал излучающий порт. Расстояние от источника до образца выбиралось соответственно экспериментальной установке.

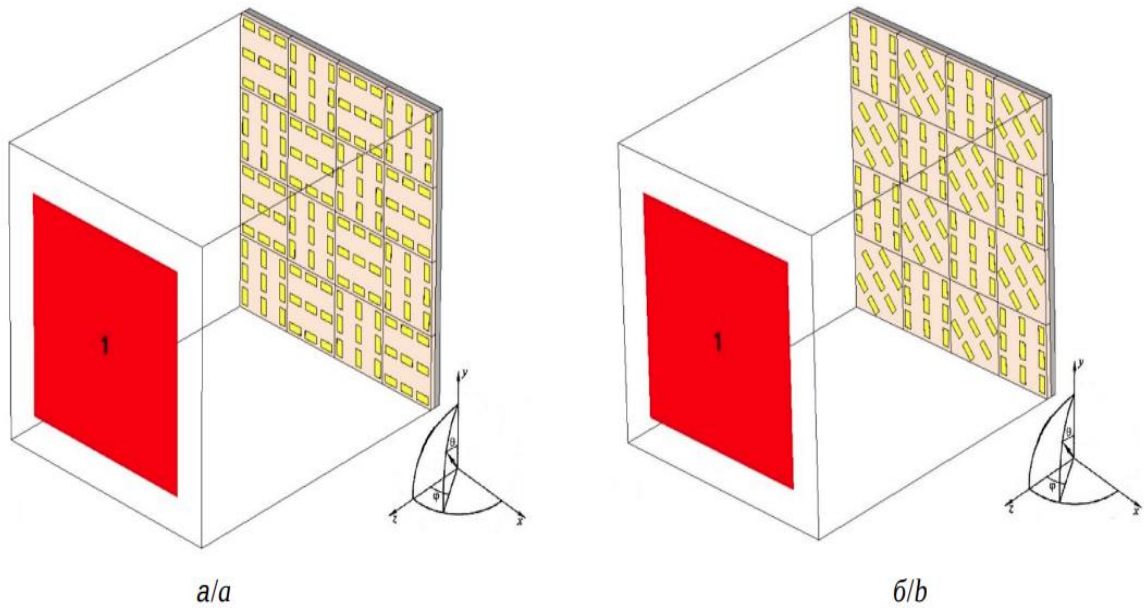


Рис. 3.8 Модель для получения распределения обратного фронта отраженной волны двунаправленных метаповерхностей

Полученные численные результаты электродинамического моделирования двунаправленной структуры состоящей из сонаправленных и ортогональных элементов (рис.3.8, а) показали, что значение величины напряженности обратной волны  $E(\theta)$  при нулевом градусе на частоте 21,3 ГГц, что соответствует частоте с наименьшим значением коэффициента прохождения экспериментально полученного бистатическим методом, составляет 2 В/м (рис 3.9, а), при  $E(\theta) = 70$  В/м полученных на алюминиевом зеркале такой же площади (рис.3.9, а, вставка). Динамика изменения величины обратного фронта волны  $E(\theta)$  при нулевом градусе полученная экспериментально (рис.3.9, б), так же сохраняется и в численно полученных модельных представлениях. Способность к формированию отраженной мощности в углах отличных от нормали, изменяющих свою величину в зависимости от частоты падающего излучения на экспериментальных диаграммах проявляется и в численных расчетах, однако форма лепестков, их количество и углы, при которых они наблюдаются отличаются от экспериментально полученных.

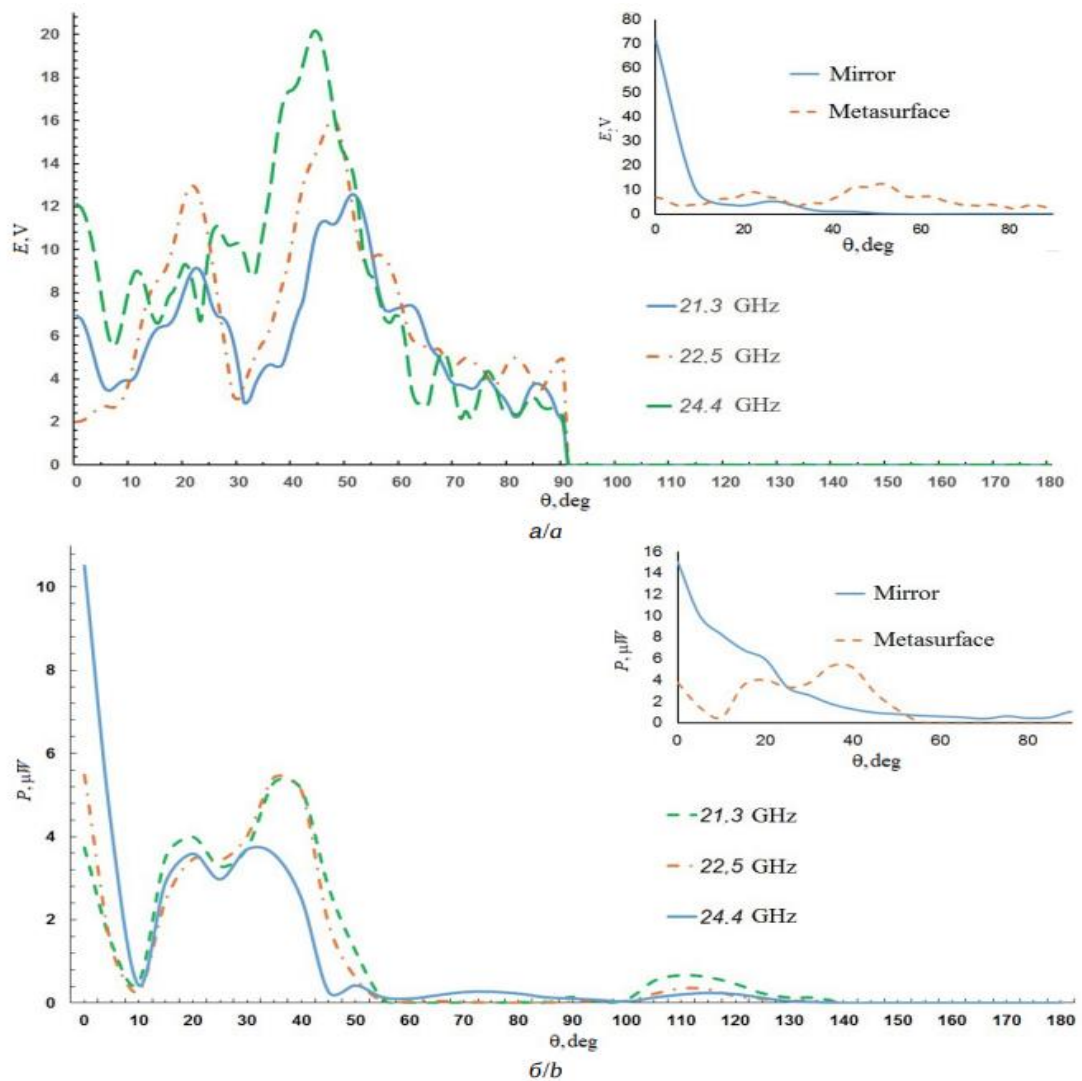


Рис. 3.9 Диаграмма рассеяния метаповерхности состоящей из сонаправленных и ортогональных элементов: а) модель, б) эксперимент. Вставка: сравнительные диаграммы рассеивания  $E(\theta)$  метаповерхности расположенной на металлическом зеркале, относительно эталонного отражателя при  $f = 21.3$  ГГц

При рассмотрении диаграмм рассеивания двунаправленных структур, состоящих из поочередно расположенных сонаправленных к вектору напряженности и диагональных элементов (рис.3.8, б) было получено, что подобная конфигурация метаповерхности также обладает способностью к уменьшению отраженного фронта волны в обратном направлении и

формированию боковых лепестков на диаграмме, которые были получены и в экспериментальных исследованиях [92А]. Корреляция величины рассеиваемой электромагнитной волны при значении полярного угла  $\theta = 0$  от коэффициента прохождения  $T(f)$  также сохраняется.

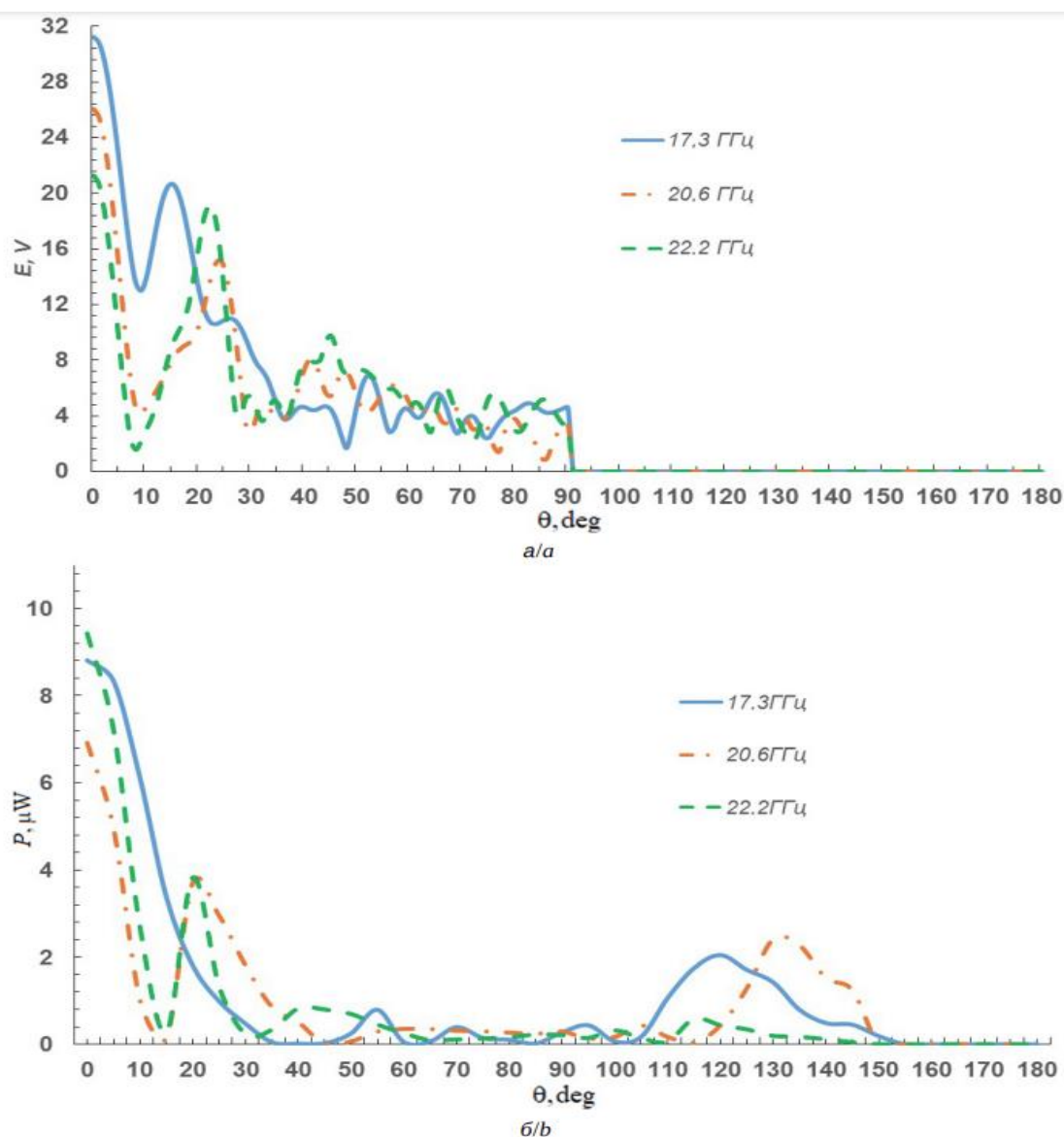


Рис. 3.10 Диаграмма рассеяния метаповерхности, сконструированной из набора сонаправленных и диагональных элементов: а) модель, б) эксперимент

Результаты электродинамического моделирования в CST показали, что при замене ортогональных элементов матрицы на диагональные величина обратного фронта волны  $E(\theta)$  при  $\theta = 0$  увеличивается, что говорит об

ухудшении ослабляющих свойств при использовании подобной конфигурации двунаправленной метаповерхности. Минимальное значение величины основного лепестка  $E(\theta)$  при  $\theta = 0$  наблюдалось на частоте 22,2 ГГц (рис 3.10, а) и составляло 22 В/м. Следует отметить, что при использовании диагональных элементов пространственное распределение величины поля, при углах отличных от нормали, снижается, как и количество боковых лепестков, и их ширина.

Полученная модель обладает схожими с экспериментальными зависимостями пространственного распределения мощности (рис 3.10, б), однако следует отметить, что в полученных экспериментальных результатах для данной симметрии на частоте 22,2 ГГц описанная ранее корреляция между величиной обратного фронта при  $\theta = 0$  и значениями коэффициента  $T(f)$  нарушается. Подобное нарушение возникает вследствие дифракционных эффектов в открытом пространстве, связанных с конечностью размеров исследуемой структуры, а также с частотной неоднородностью излучающей и приемной антенн.

Однако при проведении сравнительного анализа диаграмм, рассчитанных численными методами с экспериментальными, можно утверждать, что построенная в CST Studio компьютерная модель способна адекватно описывать процессы распределения обратной волны от периодических метаструктурных покрытий.

### **3.2. Формирование обратного фронта волны спиралевидными треугольными метаповерхностями**

Первоначальным этапом исследования являлся расчёт распределения электрического потенциала и напряжённости поля на единичном треугольном резонаторе, расположенном на диэлектрической подложке из стеклотекстолита. Размер области вычисления был выбран исходя из размеров единичного элемента метаповерхности - квадратной областью 20×20 мм, на

поверхности которой задавались источники поля с однородной функцией пространственного распределения заряда (Рис. 3.11 а).

Вследствие нетривиальной формы резонаторных элементов матрицы, решение данной задачи производилось методом конечных разностей, выражаемых в виде:

$$\varphi_{ij} = \frac{1}{4}(\varphi_{i+1j} + \varphi_{i-1j} + \varphi_{ij+1} + \varphi_{ij-1}) + \pi h^2 \rho_{ij}, \quad (3.2)$$

$$\vec{E}_{ij} = -\frac{\varphi_{i+1j} - \varphi_{ij}}{h} \vec{e}_x - \frac{\varphi_{ij+1} - \varphi_{ij}}{h} \vec{e}_y, \quad (3.3)$$

где  $h$  – шаг сетки;  $\vec{e}_x, \vec{e}_y$  – единичные вектора. Потенциал, напряженность и функция источника поля представлены в виде матриц размером  $M \times N$ :

$$\begin{aligned} \varphi_{ij} &= \begin{pmatrix} \varphi_{11} & \cdots & \varphi_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \varphi_{M1} & \cdots & \varphi_{MN} \end{pmatrix}, \rho_{ij} = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \cdots & \rho_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \rho_{M1} & \cdots & \rho_{MN} \end{pmatrix}, E_{ij} \\ &= \begin{pmatrix} E_{11} & \cdots & E_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ E_{M1} & \cdots & E_{MN} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Для разрешения систем (3.2) и (3.3) необходимо задать не менее  $2M + 2N - 4$  известных элементов. Задавая нулевые граничные условия:

$$\varphi_{12} \dots \varphi_{1M} = 0, \varphi_{11} \dots \varphi_{N1} = 0, \varphi_{2M} \dots \varphi_{N-1M} = 0, \varphi_{N2} \dots \varphi_{NM} = 0, \quad (3.5)$$

и полагая  $M = N$  для квадратной области:

$$\begin{aligned} \varphi_{ij} &= \frac{1}{4}(\varphi_{i+1j} + \varphi_{i-1j} + \varphi_{ij+1} + \varphi_{ij-1}), \text{ при } \rho_{ij} = 0, \\ \varphi_{ij} &= \pi h^2 \rho_{ij}, \text{ при } \rho_{ij} \neq 0. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Уравнение (3.6) решалось методом простой итерации. Для сетки размером  $300 \times 300$  точек, при точности  $\delta = 0,001$  и:

$$\varphi_{ij}^{(k+1)} = \frac{1}{4}(\varphi_{i+1j}^k + \varphi_{i-1j}^{k+1} + \varphi_{ij+1}^k + \varphi_{ij-1}^{k+1}), \text{ при } \rho_{ij} = 0, \quad (3.7)$$

$$\varphi_{ij} = \pi h^2 \rho_{ij}, \text{ при } \rho_{ij} \neq 0, \text{ и } |\varphi_{ij}^{(k)} - \varphi_{ij}^{(k+1)}| < \delta.$$

В результате были получены следующие распределения полей с однородной функцией источника позволили детерминировать наведенный потенциал на единичной ячейке метаструктуры.

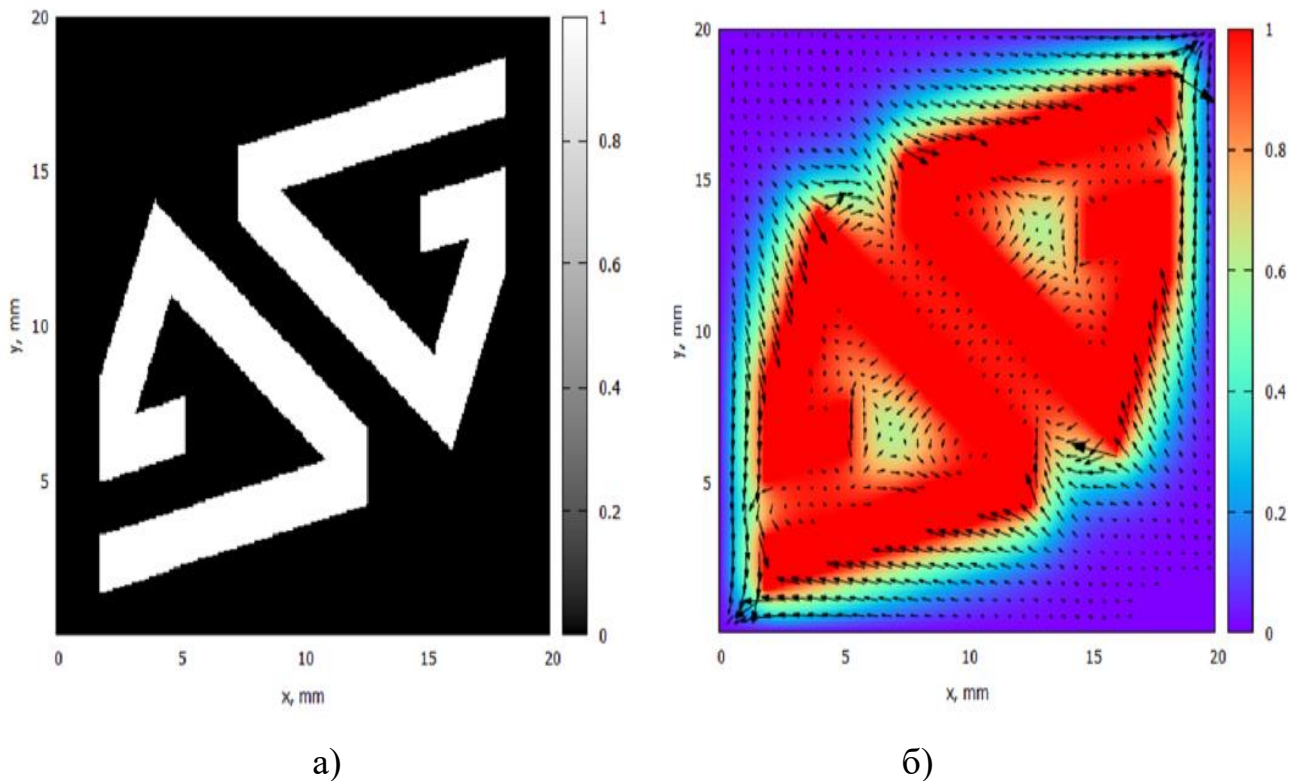


Рис. 3.11 Численная модель для рассмотрения статического потенциала и напряженности электрического поля: (а) распределение функции источника; (б) распределение электрического потенциала и напряженности векторного поля

В случае задания однородного распределения функции источника было получено, что в точках с постоянным значением потенциала градиент функции равняется нулю, вследствие чего величина векторного поля также равняется нулю (рис.3.11, б).

Параллельно моделирование динамического распределения поля единичной ячейки матрицы метаструктуры на зеркале проводилось в специализированном пакете для расчета электродинамических задач - HFSS.

На рис 3.12 представлен результат численного расчета распределения электрического поля на поверхности метаструктуры в программе HFSS методом конечных элементов. Описание граничных условий, геометрических параметров модели описаны в разделе 2.3 (рис.2.17).

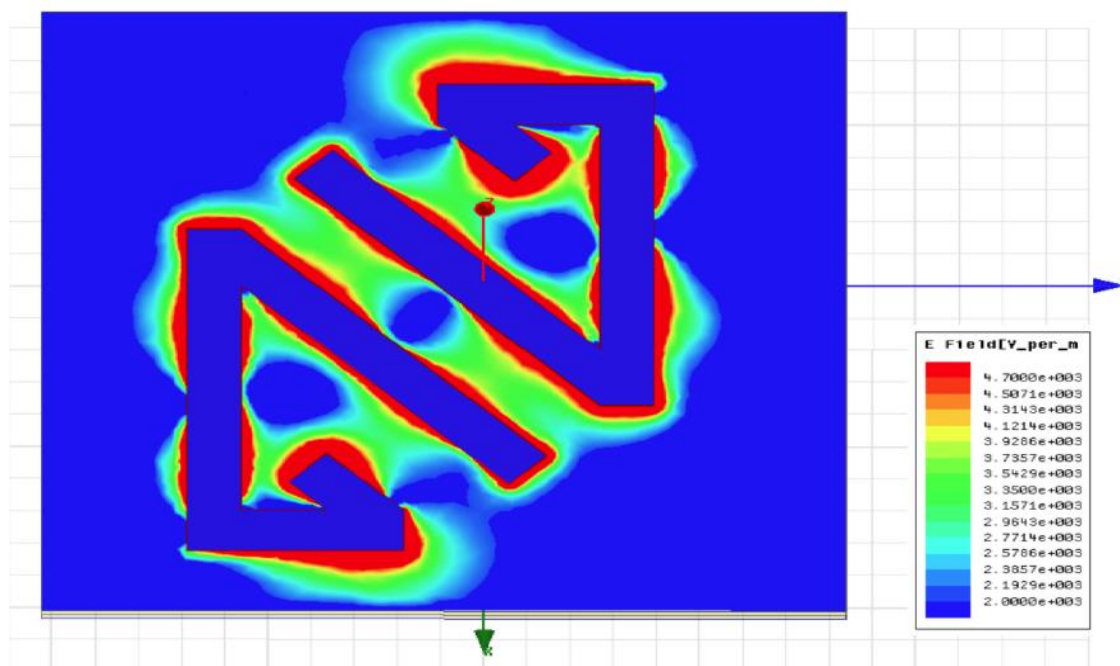


Рис.3.12 Результат моделирования распределения напряженности электрического поля единичного резонатора в Ansys HFSS

Представленное распределение напряженности поля указывает, что в центрах треугольных спиралей и зазоре между ними наблюдаются пространственные минимумы значений напряженности, что в свою очередь выражается в ослаблении нормальной составляющей отраженной волны относительно боковых.

Результаты визуализации распределения тока на матрице из четырех элементов в CST Studio показали, что вертикально поляризованная падающая волна формирует токи на поверхности треугольных резонаторов, максимумы которых наблюдаются параллельно вектору поляризации падающего излучения (рис.3.13, а).

Для рассмотрения волновых процессов, происходящих при взаимодействии падающей ЭМВ со спиральными треугольными метаповерхностями, были получены картины распределения токов, наведенных внешним электромагнитным излучением с различными начальными фазами. Распределение тока строилось с учетом наличия металлического зеркала в основании метаповерхности [96А].

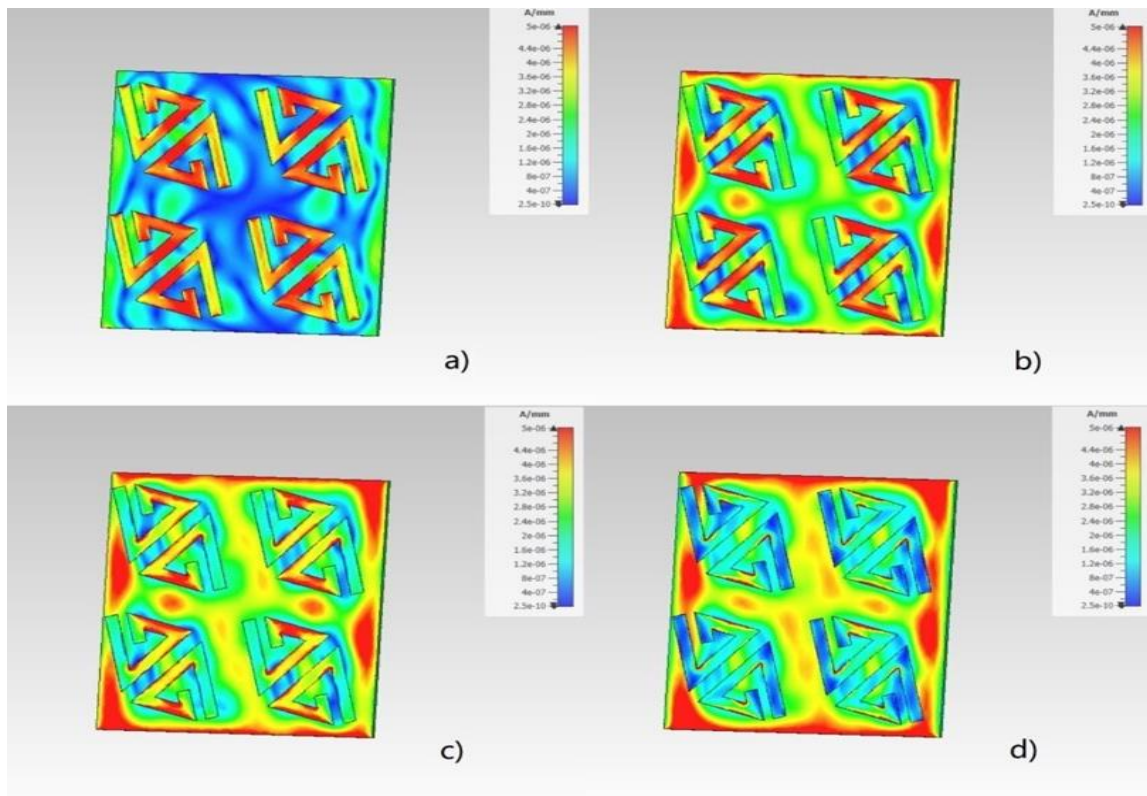


Рис. 3.13 Распределение пространственных токов на поверхности метаструктуры в разных фазах: а)  $0^\circ$ , б)  $45^\circ$ , в)  $60^\circ$ , г)  $90^\circ$  на частоте 19 ГГц

В следующий момент фазы наблюдается рост амплитуды поля в пространстве между резонаторами, с более выраженным характером возникновения локальных максимумов (рис.3.13, б), а по поверхности резонаторов начинает распределяться ток.

После чего величина значения токов на самих резонаторах начинает постепенно уменьшаться, что говорит о начале процесса вторичного переизлучения в процессе протекания электрического тока. Параллельно этому процессу величины локальных пространственных значений поля вокруг них достигают своего максимума, что происходит вследствие перераспределения поля по поверхности метаструктуры (рис.3.13, в). Именно данный механизм приводит к рассеиванию обратного фронта отраженной от метаповерхности волны и за ее ослабление, реализующееся за счет деструктивных интерференционных процессов, происходящих как между

соседними элементами структуры, так и в пространстве между резонатором и металлическим зеркалом.

Полученная картина распределения тока при значении фазы равной  $90^\circ$  (рис.3.13, d) показывает, что величина протекающих токов на поверхности резонаторов начинает затухать, что является свидетельством того, что вся накопленная в них энергия ЭМП перераспределилась в пространстве в виде отраженной волны, а пространственные максимумы поля в центральной части образца начинают затухать.

Теперь рассмотрим пространственное распределение отраженных волн от металлического зеркала (рис.3.14, а, б) и сравним его с полем, полученным при размещении на его поверхности метаструктуры такой же площади (рис.3.14, в, г). Как видно из рисунков, металлическое зеркало обладает классической формой распределения отраженной волны с плавным распределением фронта.

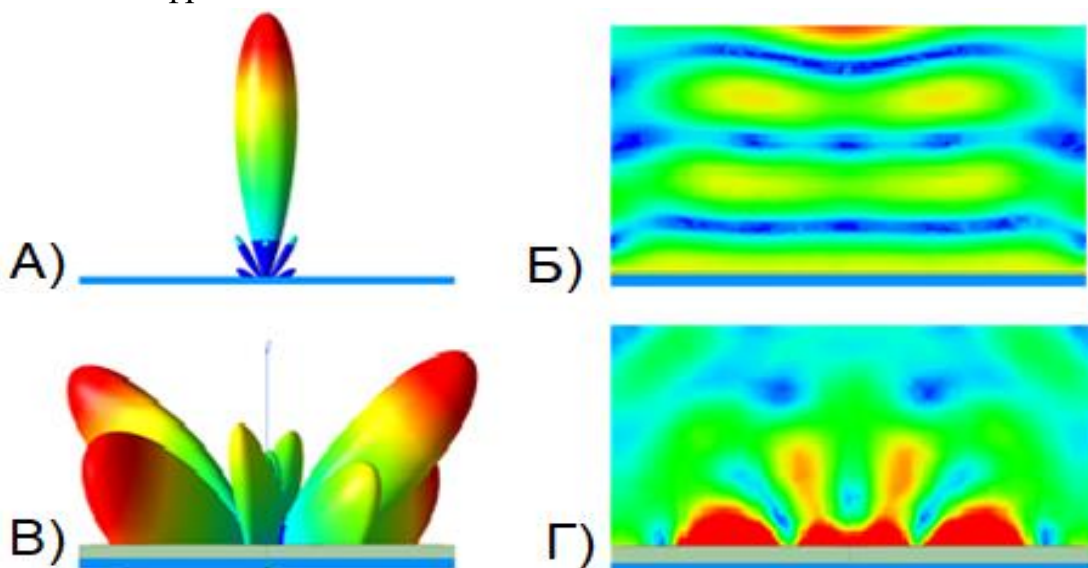


Рис.3.14 Пространственная картина распределения: а) диаграммы рассеивания металлического зеркала, б) фронта отраженной волны от металлического зеркала, в) диаграммы рассеивания метаструктуры на металлическом зеркале, г) фронта отраженной волны от метаструктуры на металлическом зеркале

При рассмотрении пространственных картин распределения отраженной волны от расположенной на металлическом зеркале метаструктуры наблюдается перераспределение фронта отраженной волны, выражающихся в появлении множественных боковых лепестков высокой амплитуды и малым значением величины основного лепестка диаграммы.

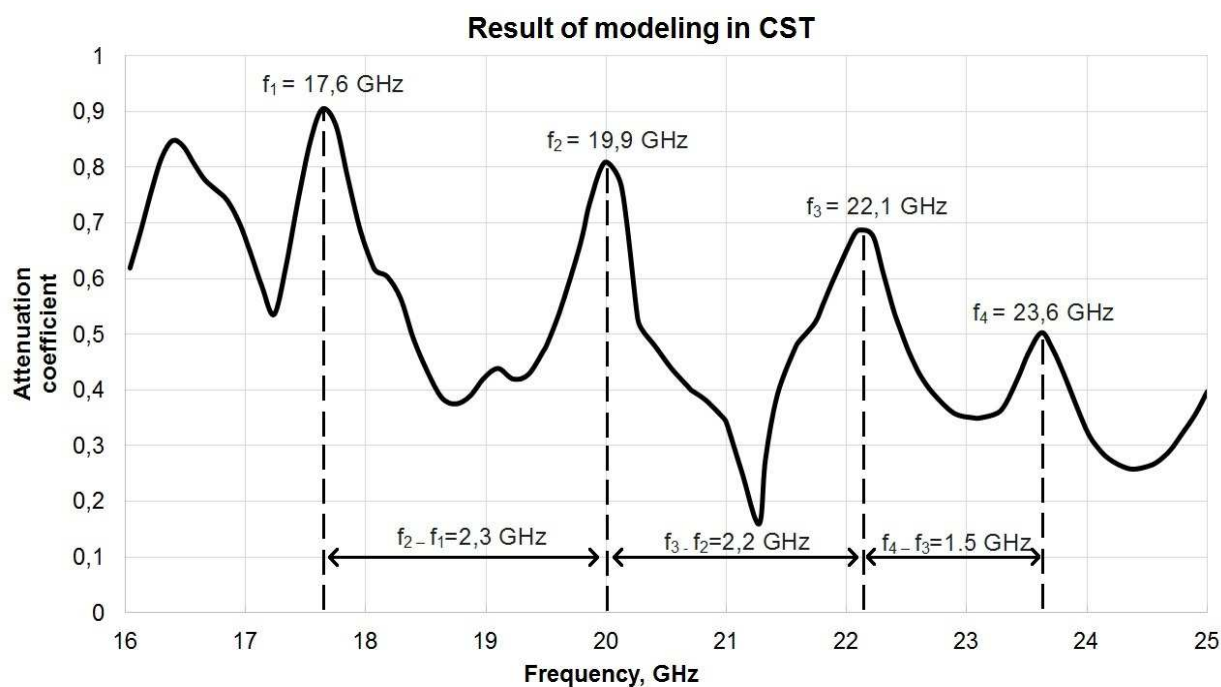


Рис. 3.15 Результат моделирования частотной характеристики метаструктуры в CST Studio

Полученная в процессе компьютерного моделирования зависимость величины коэффициента ослабления  $A(f)$  спиралевидной метаповерхности от частоты падающего по нормали электромагнитного излучения показала наличие характерных пиков, имеющих периодический характер (рис. 3,15). Наибольшее значение коэффициента было получено на частоте  $f_1 = 17,6$  ГГц и составляет  $A(f) = 0,9$ . Поведение последующих пиков  $f_2 = 19,9$  ГГц,  $f_3 = 22,1$  ГГц,  $f_4 = 23,6$  ГГц, наблюдающихся при увеличении частоты падающего излучения, характеризуется уменьшением величины значения коэффициента ослабления  $A(f)$ .

Экспериментальные исследования коэффициента ослабления  $A(f)$  проводились бистатическим методом, описанным во второй главе. Дискретный шаг по частоте падающей волны составлял 100 МГц.

Исследуемый частотный отрезок составлял от 16 до 25 ГГц. Расстояние между исследуемой поверхностью, расположенной на подложке, и излучающей рупорной антенны составляло более десяти длин волн для нижней частоты диапазона.

Проведя сравнительный анализ, было получено, что результаты электродинамического моделирования можно обладать совпадающими характерными пиками ослабления (рис.3.16). Наивысшее значение коэффициента  $A(f)$  на частоте  $f_1 = 17,6$  ГГц полученное теоретически, совпадает по частоте с экспериментальными результатами, но отличается по величине. Следующий локальный максимум ослабления на частоте  $f_2 = 19,9$  ГГц также наблюдается на экспериментальных кривых и идет после характерного спада величины  $A(f)$ , наблюдаемый на обоих графиках, но отличаются по величине. Идентичная ситуация наблюдается на частоте  $f_3 = 22,1$  ГГц.

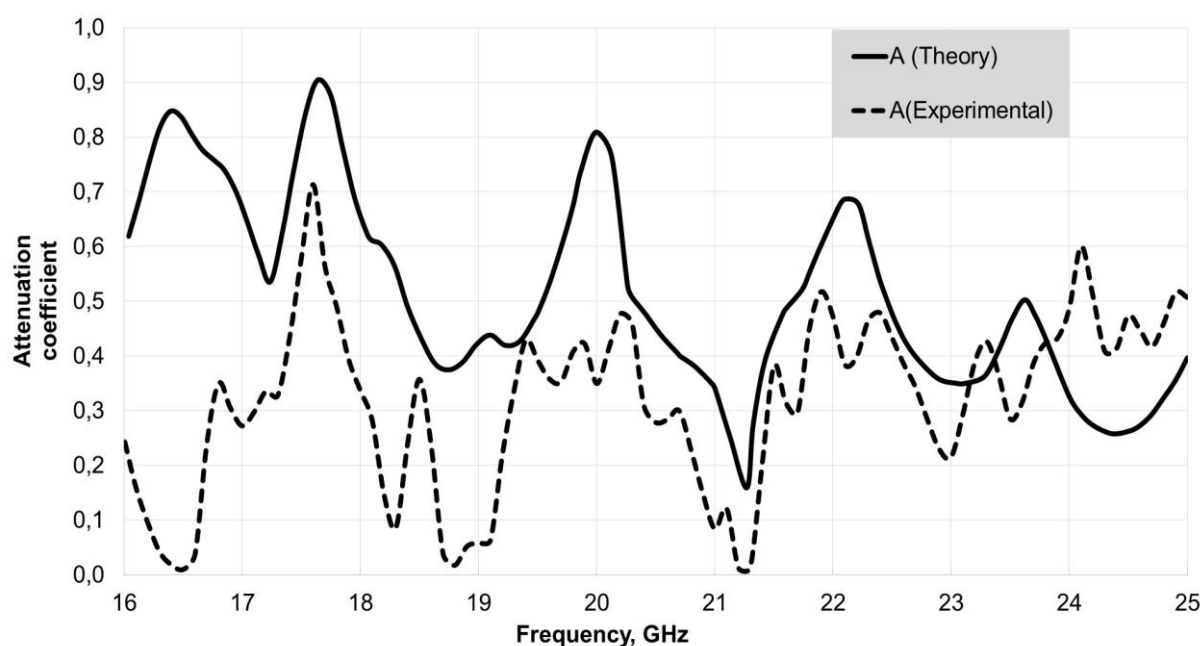


Рис. 3.16 Сравнение теоретической и практической зависимостей параметра ослабления  $A(f)$  от частоты электромагнитного поля (16–25 ГГц)

Проведенная оценка доказывает, что бистатистическая методика адекватно отражает общую динамику частотного отклика коэффициента  $A(f)$ . Заметное расхождение между моделью и реальным образцом проявляется только на

частоте 16,4 ГГц. В то время как программа рассчитывает для данного участка высокое поглощение, натурные показатели падают практически до минимума. Данный провал не носит физического характера и вызван фактором измерительной ошибки в процессе снятия характеристик.

Построения пространственных диаграмм распределения обратного фронта отраженной волны производились на трех характерных значениях коэффициента ослабления - 17,6 ГГц, 20 ГГц, 21,3 ГГц, что позволило рассмотреть влияние значения коэффициента  $A(f)$  на форму диаграммы.

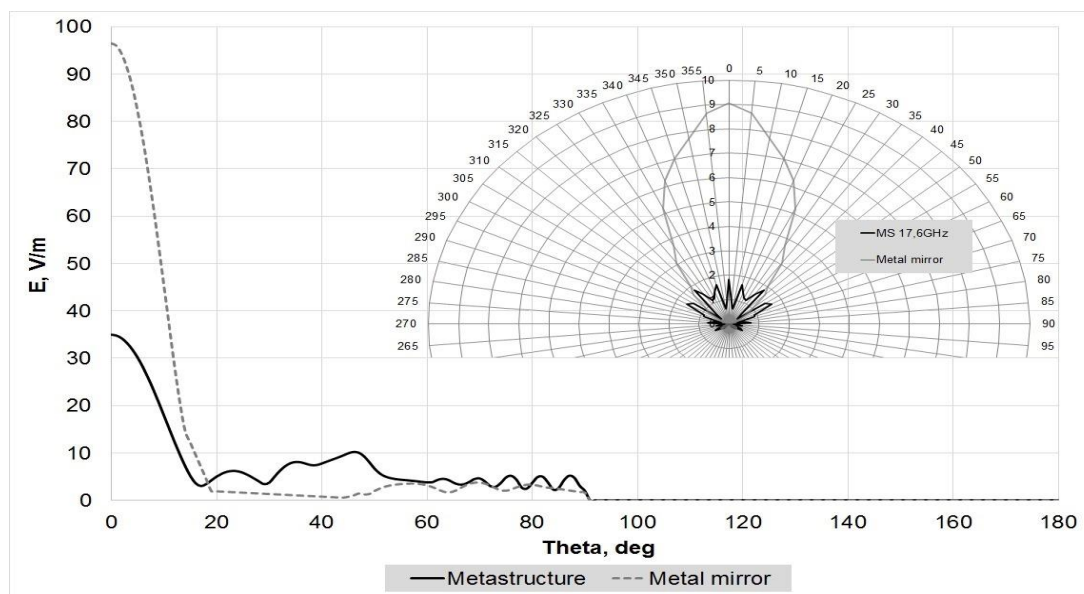


Рис. 3.17 Диаграммы обратного рассеяния спиралевидной метаструктуры на резонансной частоте 17,6 ГГц

Анализ представленных диаграмм (рис. 3.17–3.19) показывает, что на главной частоте резонанса исследуемая метаструктура (МС) обеспечивает существенное снижение интенсивности отраженного сигнала по сравнению со сплошным металлическим экраном. Наблюдается выраженное подавление основного лепестка рассеяния с одновременным формированием боковых максимумов под углами  $20^\circ$  и  $45^\circ$ . Физическая природа данного эффекта заключается в деструктивном сложении волн (интерференции) на элементах решетки и пространственном перераспределении электромагнитной энергии вдоль поверхности МС.

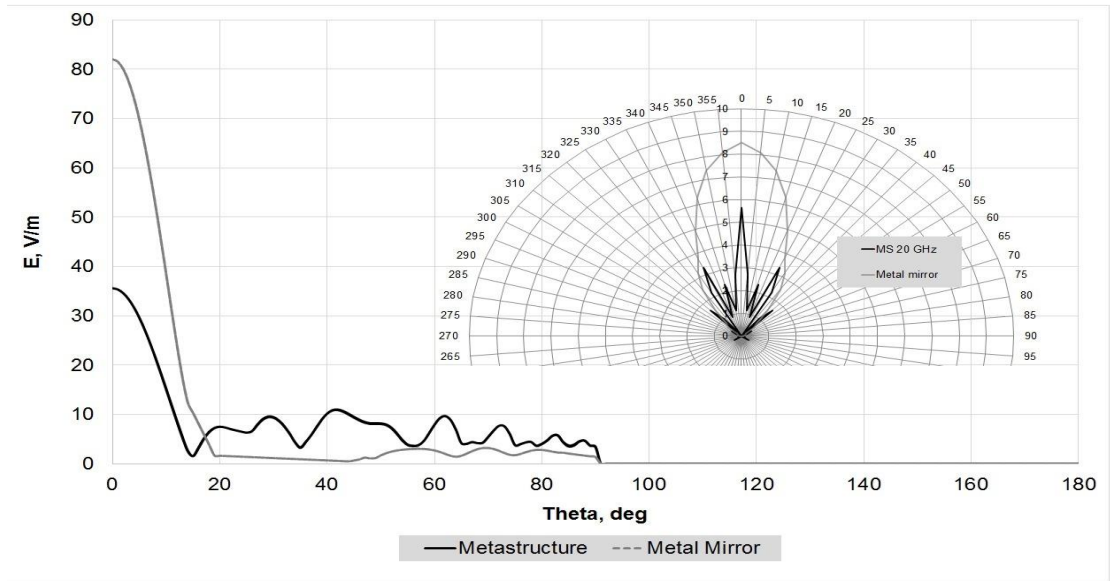


Рис. 3.18. Диаграммы обратного рассеяния спиралевидной метаструктуры на частоте 20 ГГц

Пространственное распределение поля для первого локального максимума проиллюстрировано на рисунке 3.18. Как следует из графика, на данной частоте степень подавления обратной волны предсказуемо снижается, что полностью согласуется с ранее рассмотренными амплитудно-частотными характеристиками поглощения.

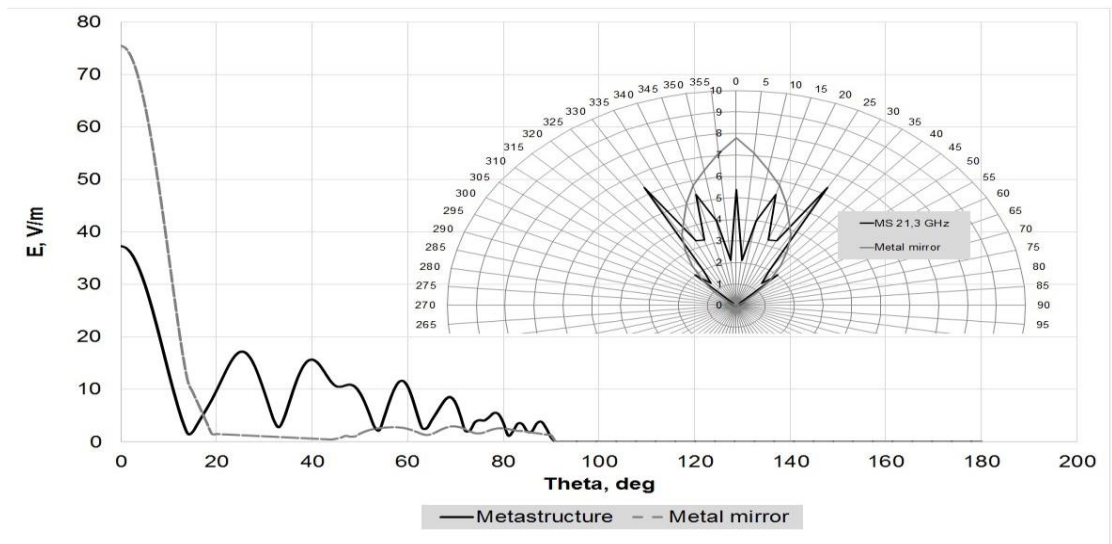


Рис. 3.19 Диаграммы обратного рассеяния спиралевидной метаструктуры на частоте 21,3 ГГц

Особый интерес представляет отклик структуры на нерезонансной частоте 21,3 ГГц, где коэффициент поглощения достигает своего минимума.

Угловая диаграмма демонстрирует резкое падение эффективности подавления мощности, при этом картина рассеяния расширяется, формируя четко различимые боковые лепестки. Такая динамика позволяет заключить, что в этой частотной точке механизм деструктивной интерференции практически нивелируется, хотя эффект поверхностного перераспределения поля по-прежнему сохраняется.

### 3.3 Экспериментальные исследования частотных свойств спиралевидных треугольных метаструктур квазимоностатическим методом в безэховой камере

Спектральные характеристики отраженной мощности (для центрального лепестка) при строго нормальном облучении метаповерхности, смонтированной на металлической подложке, проиллюстрированы на рисунке 3.20. Оценка параметров осуществлялась для двух пространственных ориентаций образца:  $0^\circ$  и  $90^\circ$

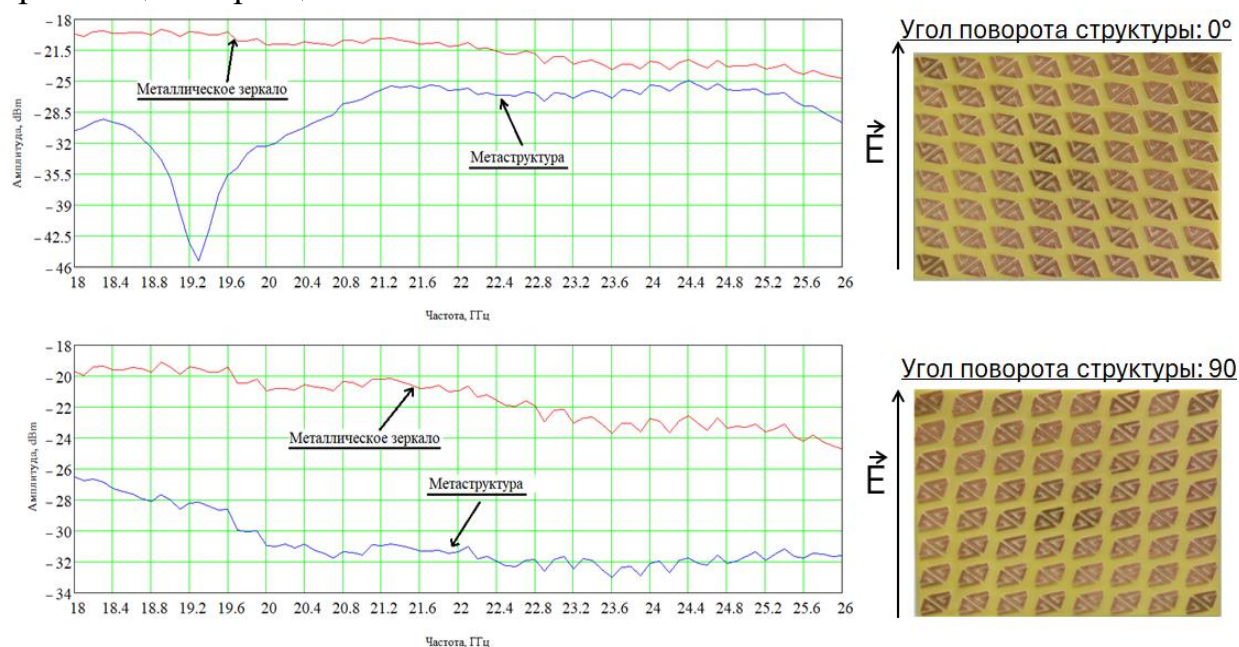


Рис. 3.20. Уровень мощности отраженного сигнала: а) исходная ориентация ( $0^\circ$ ); б) ортогональный поворот ( $90^\circ$ )

Анализ представленного графика (рис. 3.20, а) свидетельствует о том, что в исходном положении ( $0^\circ$ ) покрытие обеспечивает базовое снижение

уровня обратного рассеяния на 10 дБ во всем исследуемом частотном диапазоне, что напрямую подтверждает широкополосные свойства разработанного покрытия. В интервале 18,8–19,6 ГГц формируется выраженный резонансный провал, соответствующий резкому падению интенсивности отраженной волны. Резонансный минимум детектируется на отметке 19,2 ГГц, где показатель подавления сигнала достигает порядка 35 дБ. Дальнейшие измерения при повороте исследуемой структуры (рис. 3.20, б) обладают явным ослаблением отраженной волны не менее чем на 3 дБ в диапазонах 18 - 19,6 и 24,2 - 26 ГГц. В диапазоне от 19,6 до 24,2 ГГц структура демонстрирует более высокое ослабление, составляющее порядка 5 дБ. Полученные результаты указывают на явную поляризационную зависимость данной метаповерхности. При этом сохраняя широкополосность данной поверхности, но уже без ярко выраженных резонансных частот.

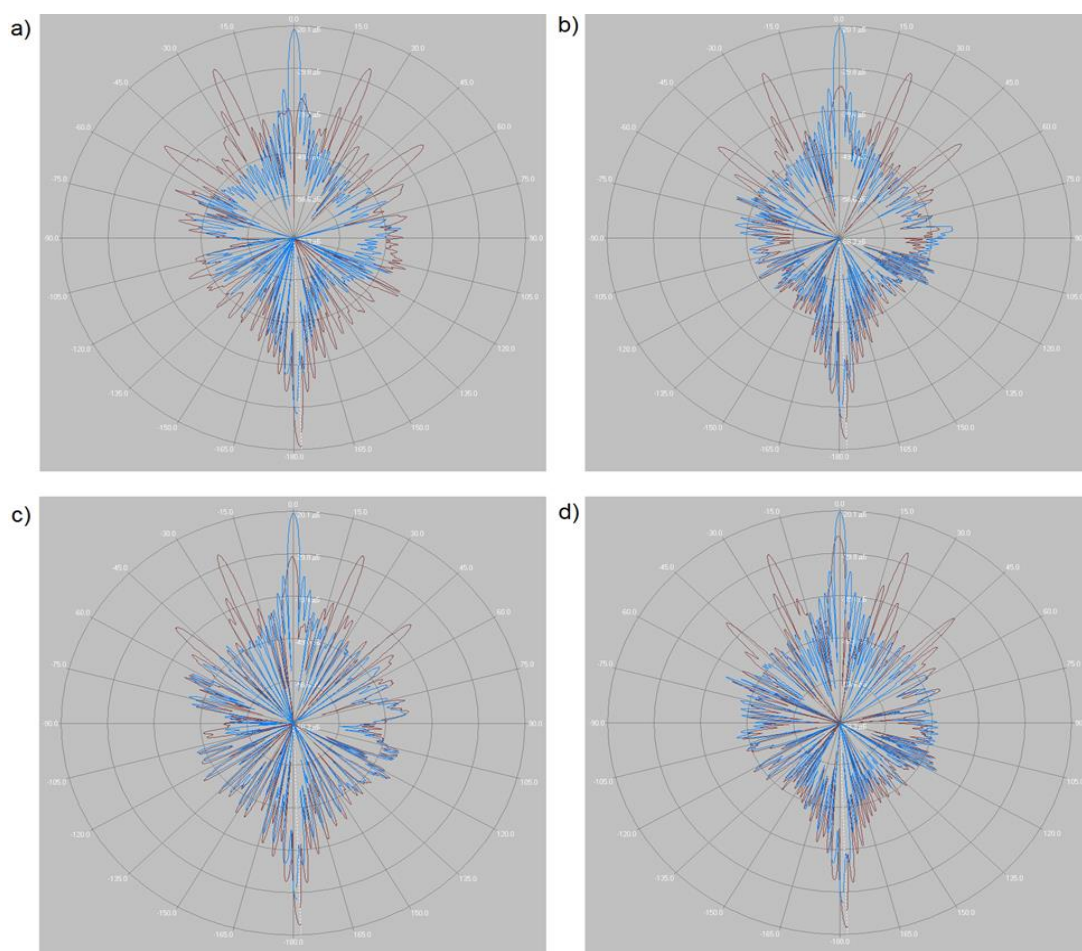


Рис.3.21 Диаграммы обратного рассеяния метаповерхности на частоте: а) 19,2 ГГц, б) 19,7 ГГц, с) 20,4 ГГц, d) 21,2 ГГц

Рассмотренный рисунок отображает эволюцию диаграмм обратного рассеяния при варьировании угла падения электромагнитной волны. Базовым значением для данного этапа анализа выступил резонанс на частоте 19,2 ГГц, где регистрируется пиковое ослабление главного лепестка (рис. 3.21, а). Дополнительно изучена реакция структуры в более высокочастотной области: здесь способность покрытия нивелировать нормальную волну заметно снижается, после чего уровень отраженной мощности стабилизируется на постоянных значениях. Как видно из диаграммы, полученной на резонансной частоте, при нормальном падении, метаповерхность ослабляет сигнал более чем на 25 дБ. Ширина угла, при котором наблюдается подобное ослабление, составляет  $4^\circ$ .

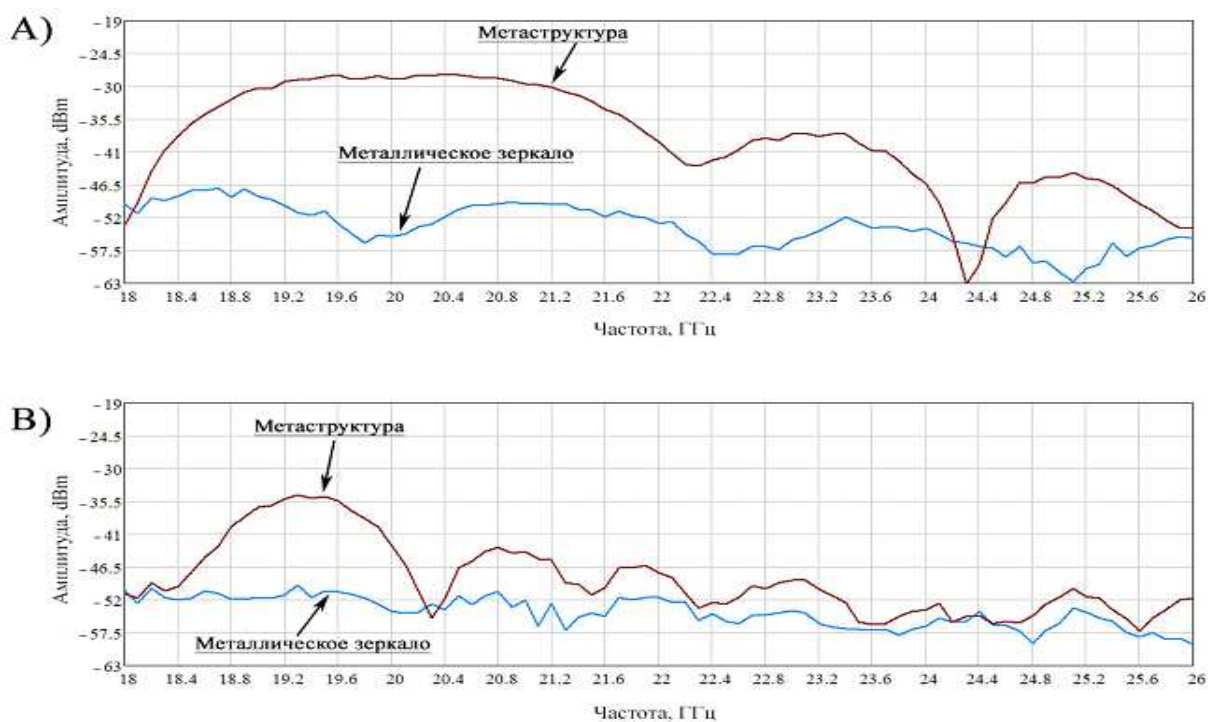


Рис. 3.22 Экспериментальные зависимости амплитуды отраженной метаповерхностью мощности от частоты падающего излучения при фиксированном угле поворота: а) при угле поворота образца на  $23^\circ$ , б) при угле поворота на  $53^\circ$

С дальнейшим увеличением угла падения отраженная мощность возрастает вплоть до  $6^\circ$ . Также следует отметить наличие ярко выраженных зеркальных лепестков, появляющихся при повороте структуры на  $20^\circ$  и  $51^\circ$

относительно нормали. При изменении частоты в области высших частот необходимо детерминировать отраженную составляющую для каждого из углов (например выборка по углам  $23^\circ$  и  $54^\circ$  рис. 3.22).

Исследуемая структура демонстрирует постепенное увеличение основного лепестка (рис. 3.22), что говорит об ухудшении ее ослабляющих свойств относительно ослабления, наблюдаемого на резонансной частоте. Вместе с этим, боковые лепестки при увеличении частоты сужаются в сторону нуля и сохраняют свою ширину. Проанализировав данные, полученные на всем частотном диапазоне от 18 до 25 ГГц, можно отметить, что представленная метаповерхность обладает двумя зеркальными областями аномального отражения при угле  $20^\circ$  и  $51^\circ$ .

### 3.4. Выводы по главе 3

Экспериментальные исследования ослабляющих свойств различных метаструктурных материалов позволили установить, что разработанные на их основе покрытия способны рассеивать и ослаблять до 95% отраженного от них электромагнитного излучения К-диапазона.

Было показано, что использование шахматного принципа расположения проводящих полосковых элементов на поверхности метаструктуры позволяет достичь значения ослабления нормальной составляющей отраженной волны порядка 80% в диапазоне от 20,5 до 21,5 ГГц, чего нельзя достичь при использовании однонаправленных структур, состоящих из тех же полосковых резонаторов. Анализ проведенных измерений показал, что итоговая частотная характеристика коэффициента  $T(f)$  шахматно-подобной структуры является суперпозицией частотных свойств составляющих ее элементов, что позволяет детерминировать свойства двусоставной метаповерхности.

Замена типов единичных резонаторов с полосковых на спиралевидные треугольные позволило увеличить количество резонансных пиков ослабления до пяти, а также повысить величину рассеиваемой ими мощности при нормальном падении ЭМВ до 90%.

Экспериментальные бистатические исследования в псевдодальней зоне позволили получить частотные зависимости разработанных структур и рассмотреть пространственное распределение отраженной волны от исследуемых структур. Анализ полученных данных указал на наличие боковых лепестков в диапазоне от 20 до 45°, форма и величина которых зависят от частоты падающего излучения.

Квазимоностатические исследования в дальней зоне позволили рассмотреть случай ненормального падения на спиралевидные треугольные метаповерхности, обнаружить зоны ее «засвета» и экспериментально показать влияние поляризационного фактора на их ослабляющие свойства.

## **Глава 4. Процесс ослабления электромагнитных волн в проводящих металлодиэлектрических структурах. Особенности трансформации СВЧ волн в комбинированных искусственных средах**

Искусственно сформированные среды, представленные в виде нанометровых металлодиэлектрических структур, обладают высокими показателями эффективности ослабления падающей волны, относительно своих линейных размеров. В рамках диссертационной работы были получены и исследованы металлодиэлектрические пленки алюминия с нанометровыми слоями напыления, нанесенные на диэлектрические подложки из плексигласа посредством высокочастотного магнетронного осаждения в вакуумной камере. Процесс ослабления падающих ЭМВ обусловлен их специфическим формированием поверхностного проводящего слоя, который формируется в процессе напыления и представляет собой набор проводящих островковых образований. Подобные металлодиэлектрические пленки обладают частотно-независимыми коэффициентами поглощения и отражения, что позволяет применять их в качестве эффективного поглощающего покрытия СВЧ диапазона.

### **4.1. Поглощение падающей мощности поглощающими металлодиэлектрическими структурами**

Предыдущие исследования по данной тематике, проведенные как на нашей кафедре, так и иными отечественными и зарубежными группами в широком диапазоне частот 2–25 ГГц, демонстрируют, что величина поглощения электромагнитных волн различных диапазонов нанометровыми металлодиэлектрическими структурами зависит от их поверхностного сопротивления, которое в свою очередь зависит от толщины проводящего слоя. Исходя из проведенных исследований был сделан вывод, что базовый

механизм поглощения заключается в омических потерях, при взаимодействии падающей электромагнитной волны с нанометровым проводящим слоем. Теоретические расчеты указывают на то, что величина поглощения ЭМВ при контакте с пленкой может достигать  $(1/2R_{\text{пад}})$ , в случае согласования поверхностного сопротивления пленки с сопротивлением свободного пространства.

Прямое измерение нанометровых толщин является крайне затруднительным, а ввиду их неоднородной структуры, толщина является достаточно условной величиной, что в свою очередь потребовало использовать аппроксимацию по времени напыления, с последующим контролем по удельной проводимости.

В процессе выполнения работы были получены и исследованы поглощающие свойства нанометровых металлодиэлектрических структур с различной толщиной проводящего слоя: 3-10 нм с шагом в 2 нм. Более толстые пленки, толщины которых достигали 120 нм с шагом в 30 нм.

Полученные результаты экспериментальных исследований и соответствующих им теоретическим моделям было получено, что наибольшим значением коэффициента поглощения  $L(f)$  обладают металлические нанометровые пленки, размер проводящего слоя которых составлял 5 нм толщину. При данной толщине металлические пленки способны поглощать до 25% падающей на них энергии.

На образцах с более толстым слоем напыления было получено уменьшение коэффициента ослабления поглощения  $L(f)$  и возрастание отражающих свойств. Образцы с меньшей толщиной проводящего слоя также продемонстрировали падения поглощающих свойств, но в данном случае наблюдалось увеличение коэффициента прохождения  $T(f)$ . Исходя из полученных результатов, для дальнейшего использования в комбинированной

ослабляющей поверхности были выбраны образцы металлодиэлектрических структур с толщиной проводящего слоя в 5 нм [97А].

Экспериментальные исследования дифракционных коэффициентов единичных элементов матрицы производились в прямоугольном волноводном тракте, сечение которого составляло 72х34 мм.

Для проведения измерений в волноводную секцию помещалась измерительная камера с измеряемым образцом, закрепленную через соединительные фланцы. Измерительная камера обладала съемной крышкой, что позволяло эффективно размещать образец строго по центру тракта параллельно падающей волне.

Измерительная линия подключена с помощью коаксиально-волновых переходов и фазостабильных кабелей к векторному анализатору цепей «Микран», управляемому ПК с программным обеспечением Graphit. Перед проведением измерений проводилась двухпортовая калибровка линии, включающая в себя «Проход», «Изоляцию» и «Линию».

Исследуемые образцы фиксировались в камере волновода с помощью подложки из диэлектрического материала. Образцы располагались таким образом, чтобы обеспечить падение электромагнитной волны по нормали к поверхности исследуемого материала, параллельно вектору электрического поля.

Использован метод частичного перекрытия исследуемыми средами тракта волновода, который обеспечивал гальваническую развязку между проводящими материалами и внутренними стенками волновода.

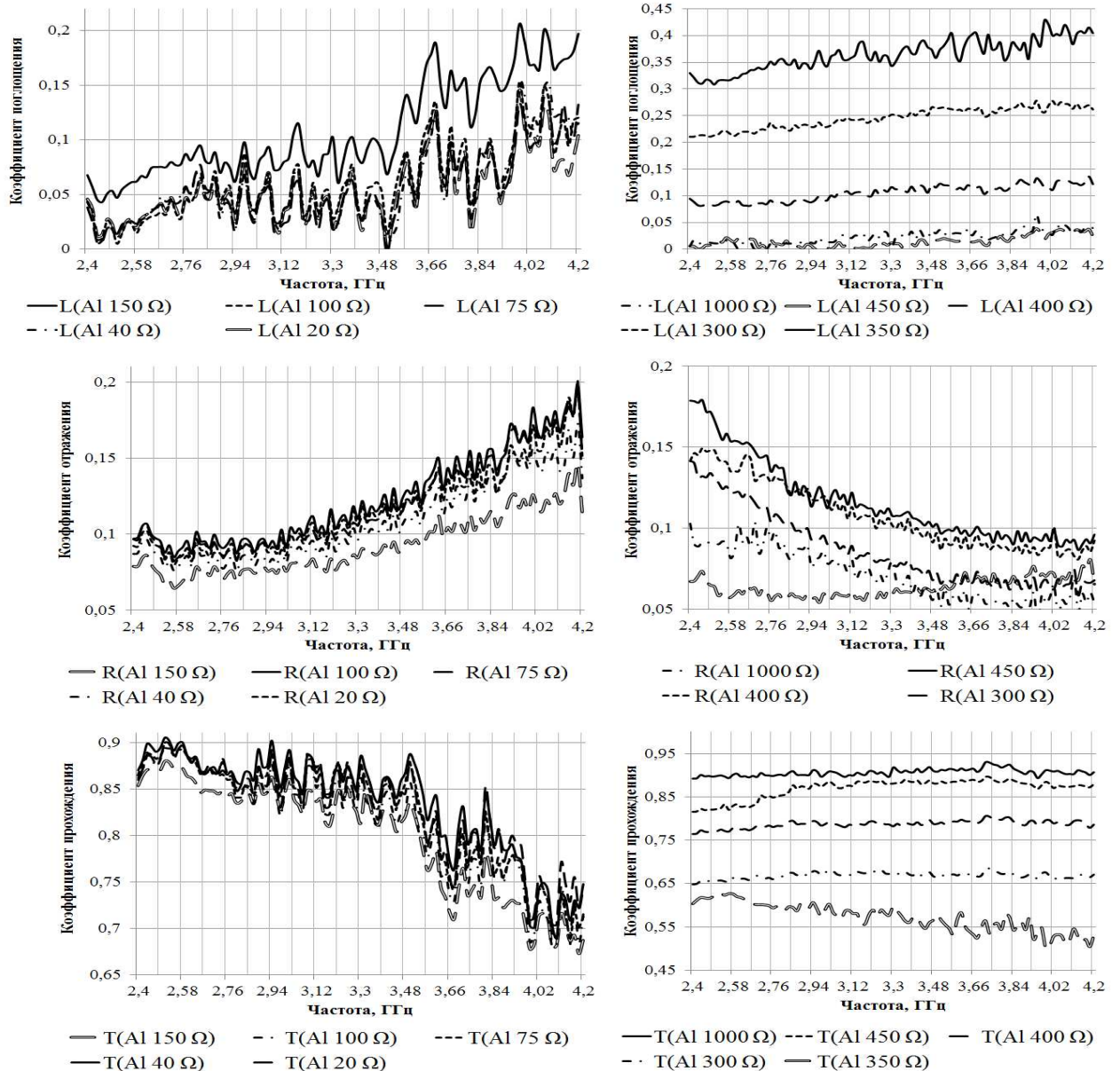


Рис. 4.1 Коэффициенты поглощения (а,б), отражения (в,г), прохождения (д,е) металлодиэлектрических нанометровых пленок алюминия в зависимости от их поверхностного сопротивления

Измерения осуществлены в диапазоне частот 2,4 – 4,2 ГГц. Для металлизированных пленок при толщинах порядка 5 нм поглощение увеличивается, а при толщинах свыше 7 нм резко снижается. Максимум же поглощения электромагнитной волны приходится на толщины напыления порядка 5-7 нм. Наличие данного максимума обусловлено тем, что при малых толщинах формирование растущего материала на неидеальных подложках

приводит к тому, что первоначально объемная фаза материала формируется в виде отдельных островковых преципитатов, не имеющих между собой прямой гальванической связи. Максимальное значение коэффициента поглощения для металлизированных пленок составляет порядка 25% при сопротивлении образца 350 Ом (рис.4.1, б).

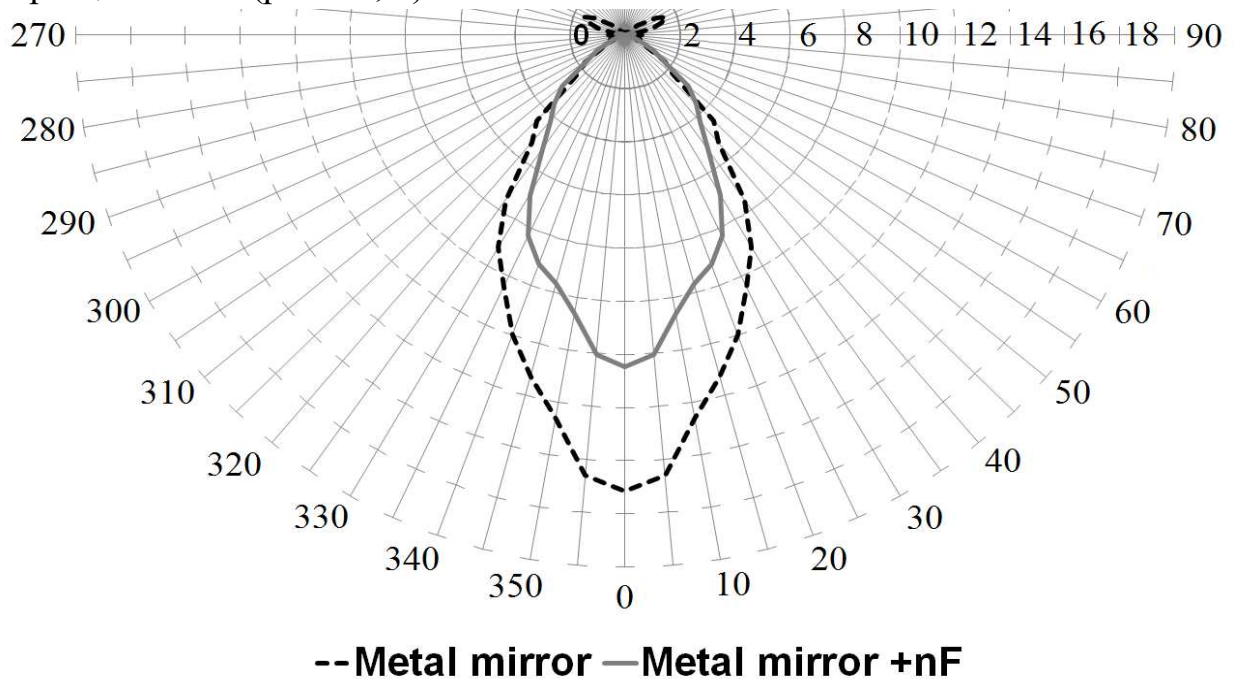


Рис. 4.2 Диаграмма обратного рассеяния нанометровых проводящих пленок на металлическом зеркале

Экспериментальные измерения по изучению дифракционных коэффициентов тонкопленочных структур также были проведены в свободном пространстве. На металлическое зеркало толщиной 1 мм через диэлектрический слой помещалась матрица из 16 образцов пленок толщиной 5 нм, после чего строилась диаграмма обратного рассеивания. Исследуемая структура представляла собой сборную матрицу из 16 образцов пленок толщиной 5 нм, которые помещались на металлическое зеркало такой же площади, как и площадь, занимаемая матрицей пленок.

Для дальнейшего сравнения результирующая диаграмма представлена на частоте 21,3 ГГц. Этот выбор обусловлен необходимостью дальнейшего

сравнение ослабляющих свойств итогового комбинированного покрытия с обычной метаповерхностью. Диаграмма обратного рассеивания показала ослабление отраженной мощности основного лепестка по всем углам (рис.4.2). При этом ее форма практически не отличается от той, которая была получена при измерении металлического зеркала. Ослабление составило порядком 4 мкВт, что составляет 27% от общей мощности отраженной волны, относительно металлического зеркала [98А].

После чего были получены частотные характеристики коэффициентов TRL для матрицы, состоящей из нанометровых пленок алюминия для всего исследуемого диапазона (рис. 4.3). Значения коэффициентов были получены с использованием бистатического метода измерения в псевдодальней зоне, описанного ранее.

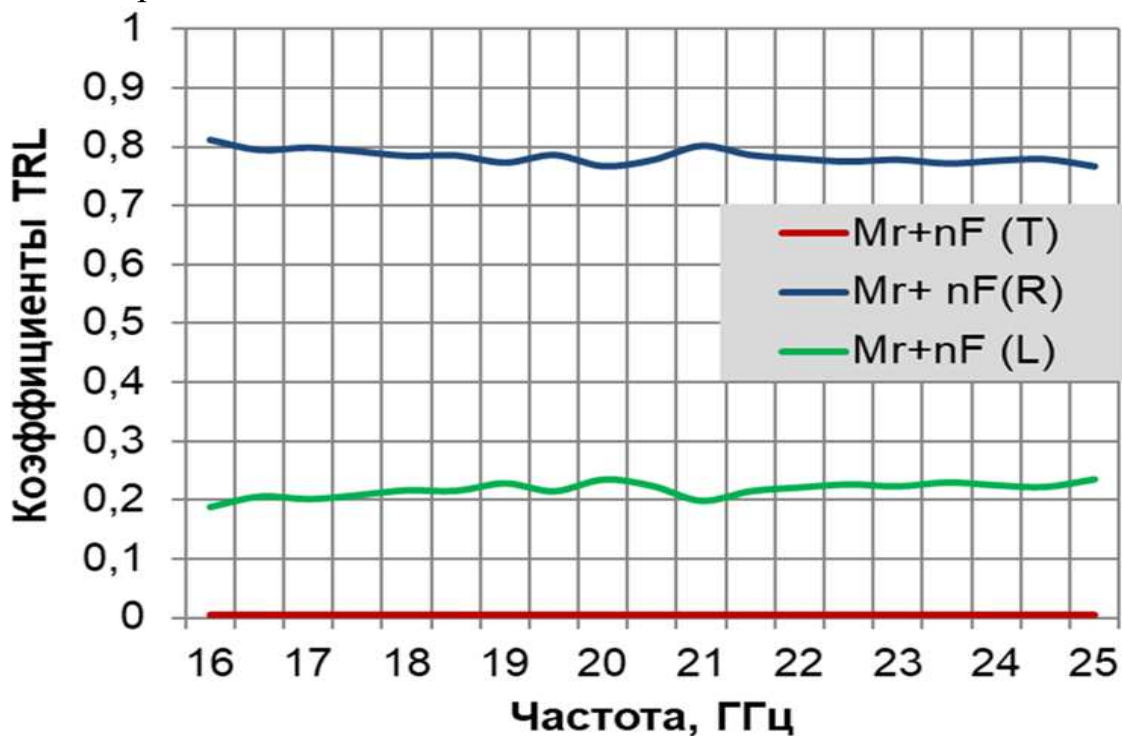


Рис.4.3 Зависимость коэффициентов TRL от частоты для нанометровых пленок алюминия толщиной 5 нм, расположенных на металлическом зеркале в открытом пространстве

Экспериментальные исследования показали, что исследуемые структуры демонстрируют достаточно равномерный уровень ослабления

отраженной волны на всем представленном частотном участке с небольшими флуктуациями. Значение коэффициента ослабления ( $L$ ) составляет порядка 20%.

Описанные выше структуры могут выступать в качестве самостоятельных радиопокрытий, однако ввиду различия базовых процессов ослабления представляется возможным создание комбинированных покрытий.

#### **4.2. Предельные режимы взаимодействия ЭМВ гигагерцового диапазона с наноразмерными покрытиями**

Важным вопросом является исследования предельных режимов наноразмерных проводящих пленок, при какой мощности происходит прожог и что в этот момент происходит со структурой пленки.

Для этого был проведён ряд экспериментов по воздействию мощного электрического поля в волноводном тракте с разными толщинами проводящих пленок [99А].

Экспериментальное исследование воздействия мощных монохроматических СВЧ-полей проводилось волноводным методом. Структурно установка для исследования состояла из источника питания с таймером, магнетронного генератора, волноводного тракта с аттенюатором, измерительной частью с пирометром и согласованной нагрузкой с калориметрической секцией ваттметра. В качестве генератора СВЧ-излучения использовался магнетрон М105-1, работающий на частоте 2450 МГц с выходной мощностью до 700 Вт. Время работы магнетронного генератора задавалось с помощью таймера, определяющего время коммутации М105-1 с источником питания. Минимальный шаг регулировки таймера составлял 1 секунду. Также волноводный тракт сечением 34×72 мм включал в себя измерительную секцию и калориметрическую секцию измерителя мощности МЗ-13/1 для контроля мощности СВЧ-излучения в процессе проведения экспериментов. Исследуемый образец помещался в

измерительную секцию волноводного тракта на подставке из диэлектрической пены.

После воздействия СВЧ-излучения температура образца измерялась пирометром «МЕГЕОН 16350» непосредственно в волноводе, через специальное отверстие в измерительной секции. Затем образцу давали остыть до температуры окружающей среды и повторяли измерения, но уже с другой мощностью генератора.

Поскольку ход эксперимента, в особенности измерение температуры образцов, сопровождается разбросом результатов, проводились пять циклов экспериментов с последующим усреднением полученных значений. Зависимость изменения температуры образца от времени напыления при различной мощности СВЧ-генератора представлена на рис.4.4.

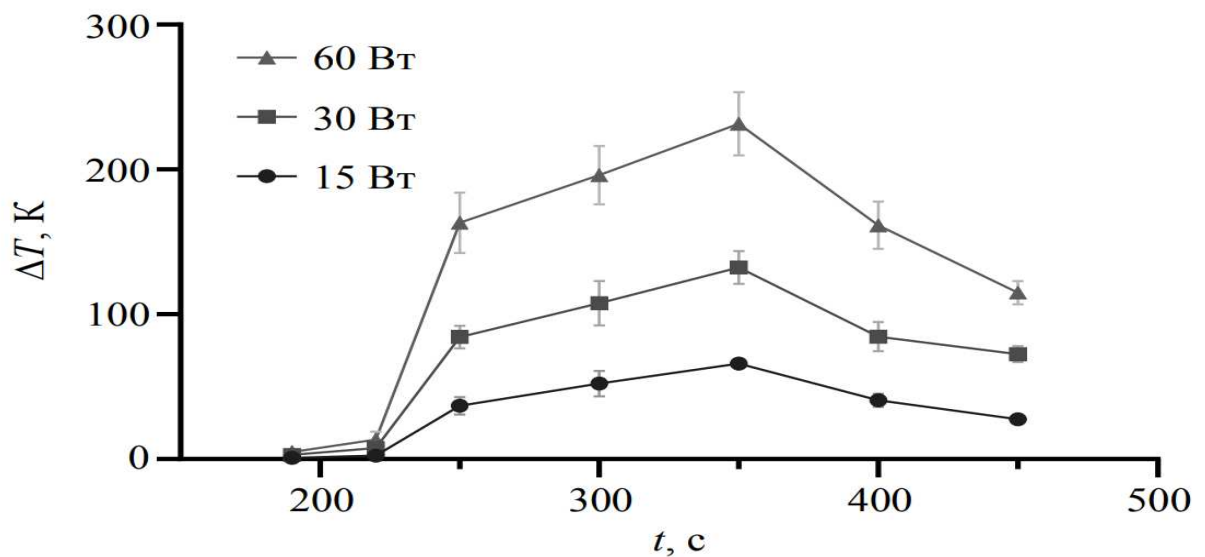


Рис.4.4 Зависимость изменения температуры образца от времени напыления для различной мощности СВЧ

Установлено, что наибольшее изменение температуры наблюдается у образцов с временем напыления 350 с. Как следует из исследований на атомно-силовом микроскопе (АСМ), это соответствует усреднённой толщине 5 нм.

Параллельно, был проведен комплекс численных экспериментов, позволяющий рассчитать распределения электромагнитных полей и токов на

проводящей пленке, нанесенной на диэлектрическую подложку. Общий вид пленочной структуры и ее ориентация в волноводе представлены на рис 4.5.

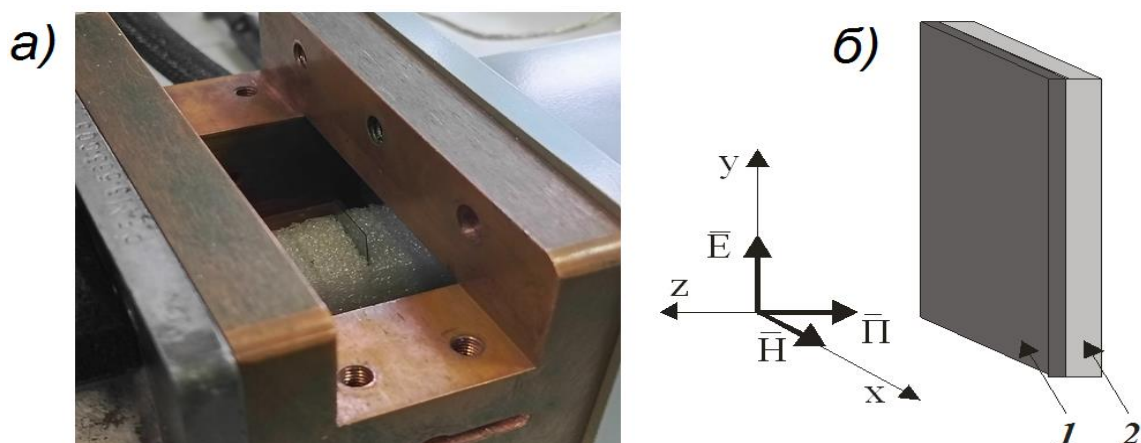


Рис.4.5 Расположение образца в волноводном тракте на диэлектрической подложке б) ориентация металлдиэлектрической структуры в волноводе: 1) проводящий слой, 2) диэлектрическая подложка из оргстекла

Параметры прямоугольного волновода: 72x34 мм (в сечении XY), на стенки волновода накладывалось граничное условие (Perfect E), выполняющее роль идеального проводника. Частота воздействующего электромагнитного поля 3 ГГц ( $\lambda = 10$  см). Вектор напряженности поля направлен по оси Y.

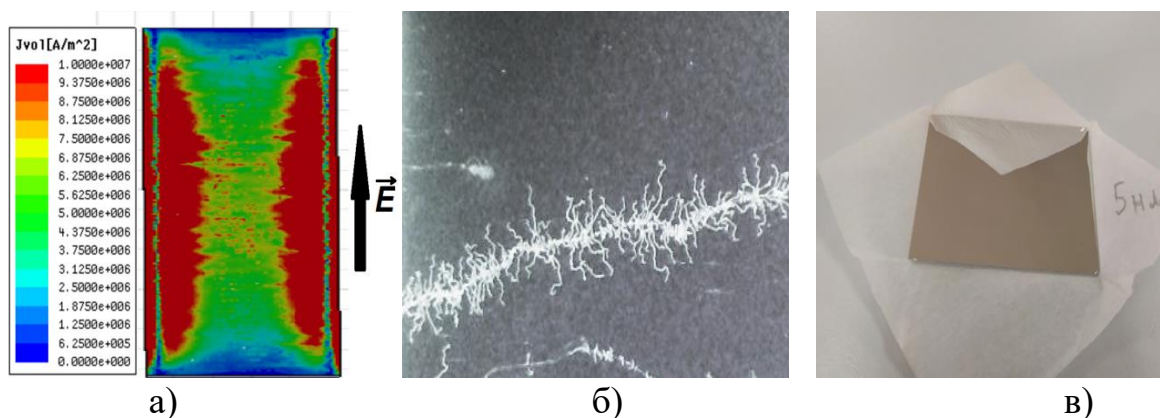


Рис. 4.6 Характер прожога алюминиевой пленки  $d = 5$  нм на стеклянной подложке после 1 сек. воздействия

а) Распределение токов на поверхности проводящей пленке ; б) Характер прожога алюминиевой пленки  $d = 5$  нм на стеклянной подложке после 1 сек. воздействия; в) экспериментальный образец пленки толщиной 5 нм на стеклянной подложке

В МДС при катастрофическом отказе температура всей алюминиевой пленки может не достигать температуры плавления и прожоги могут иметь локальный характер, что обусловлено спецификой распределения тока и температуры в проводящей структуре при воздействии СВЧ-полей. Электрическая компонента поля создает ток в алюминиевой пленке, а снос электронов к её рёбрам происходит за счет силы Лоренца. Посередине ребер, параллельных вектору напряженности электрического поля, устанавливается распределение тока с большой плотностью и температурой с большим градиентом, что обеспечивает наибольшее тепловыделение посередине МДС.

### 4.3 Комбинированные ослабляющие покрытия на основе метаматериалов и МДС

Результаты исследований, проведенных в диссертационной работе, позволили разработать комбинированное покрытие, объединяющее два основных физических принципа ослабления волны: поглощения и рассеивания. В качестве рассеивающего материала использовались описанные выше симметрии матриц планарных метаструктур, поверх которых через слой диэлектрика располагались поглощающие нанометровые пленки алюминия толщиной 5 нм. Все это помещалось на металлическое зеркало идентичной площади. Схема расположения составляющих элементов комбинированной ослабляющей поверхности представлена на рис. 4.7.

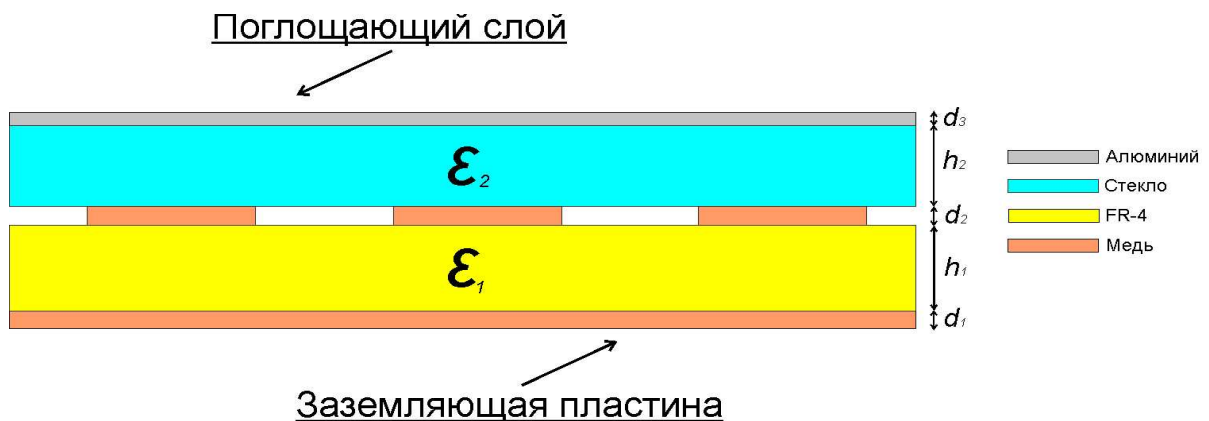


Рис.4.7 Схема расположения слоев элементарной ячейки комбинированной поверхности:  $d_1 = 1$  мм,  $h_1 = 18$  мм,  $d_2 = 35$  мкм,  $h_2 = 17$  мм,  $d_3 = 5$  нм

Полученное бистатическим методом угловое распределение мощностей от шахматно-подобных метаповерхностей показало, что при расположении перед металлической пластиной тонкопленочного покрытия (рис. 4.8, а) форма диаграммы рассеяния не претерпевает особых изменений, однако присутствует количественное ослабление отраженной волны в промежутке  $\theta = [0-50^\circ]$  [95А]. Величина отраженной волны при  $0^\circ$  показало уменьшение отраженной мощности на 4 мкВт, что составляет порядка 25% мощности, детектируемой при изменении металлического зеркала без них.

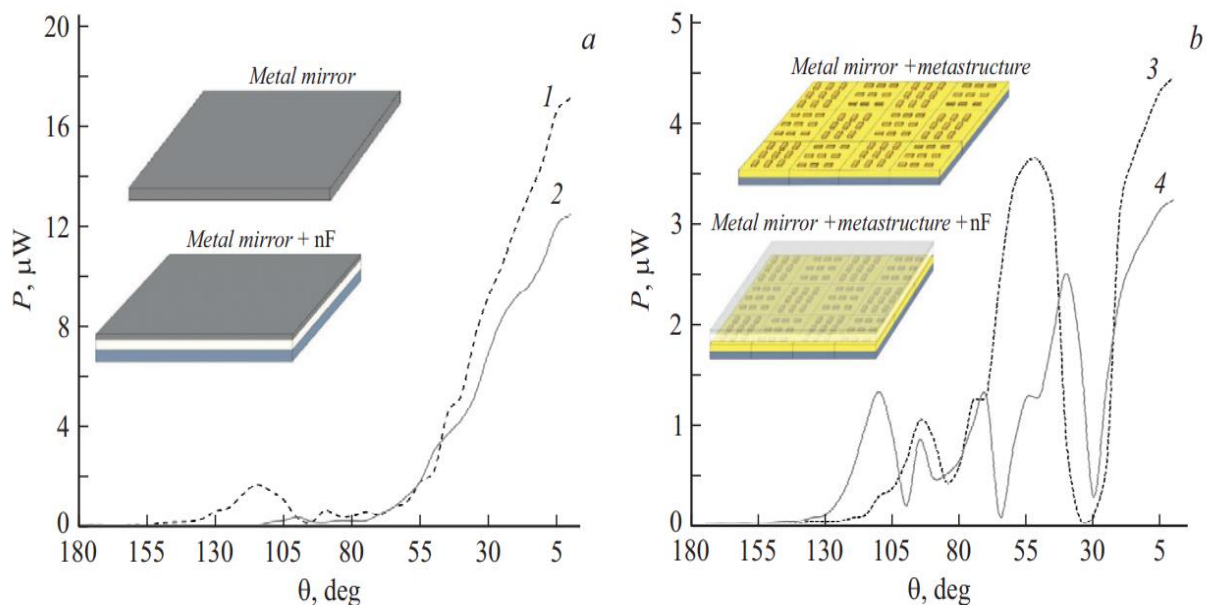


Рис. 4.8 Угловое распределение мощностей для металлического зеркала (1), матрица нанометровых пленок на металлическом зеркале (2), метаструктуры и металлического зеркала (3), комбинированного покрытия (4)

Из рис. 4.8, b можно видеть, что при расположении шахматно-подобной метаструктуры на металлической пластине (3), картина распределения поля значительно меняет свою форму. Данная структура ослабляет основной лепесток отраженной волны ( $\theta = 0^\circ$ ) на 11 мкВт относительно металлической пластины, а также формирует боковой лепесток амплитуды порядка 3,5 мкВт в диапазоне углов  $\theta = [30-85^\circ]$ . Максимальное значение амплитуды лепестка находится при угле  $\theta = 55^\circ$ .

При последующем добавлении к метаструктуре поверхностного тонкопленочного слоя наблюдается дополнительное ослабление амплитуды отраженной мощности на всем участке диаграммы. Основной лепесток отраженной волны не изменяется по форме, однако дополнительно ослабляется порядком 1,5 мкВт. Подобное ослабление отраженной мощности наблюдается и на боковом лепестке диаграммы, который также уменьшается по амплитуде на 1 мкВт. Пиковое значение угла бокового лепестка смещается на  $10^\circ$  в сторону основного, при этом сам лепесток делится на два.

Для оценки эффективности ослабления нормальной составляющей отраженной волны, полученные данные сопоставлялись в относительных величинах - как отношение отраженных мощностей исследуемых структур и эталонного металлического зеркала при  $0^\circ$  (рис. 4.9)

$$K = \frac{P_m}{P_{pl}} . \quad (4.7)$$

Где  $P_m$  - мощность, полученная на исследуемой структуре при  $0^\circ$ ,  $P_{pl}$  - мощность, полученная на металлическом зеркале при  $0^\circ$ .

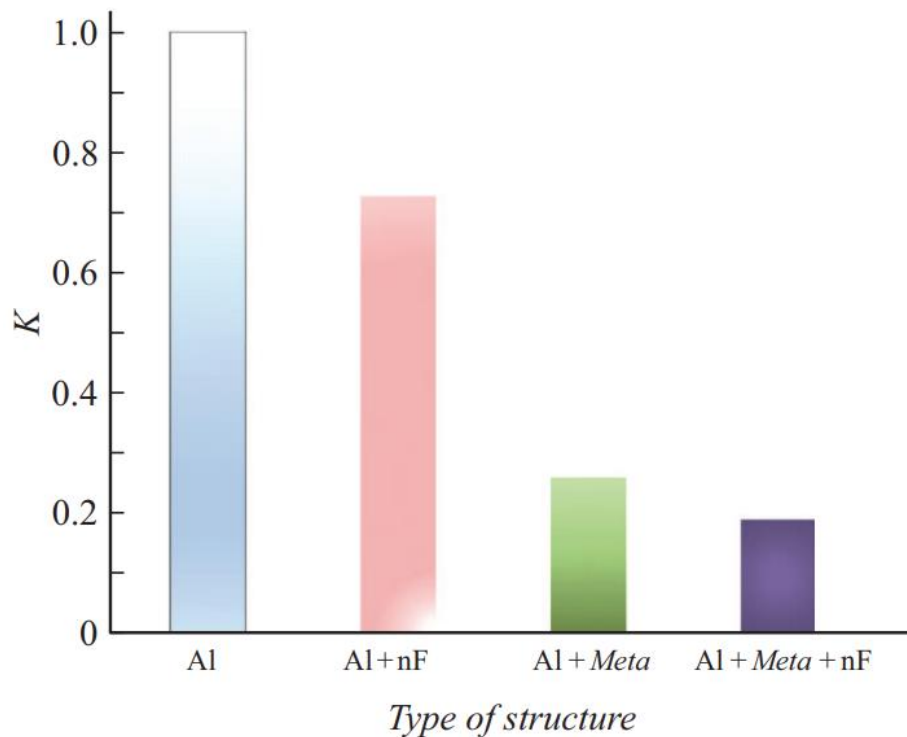


Рис. 4.9 Относительный коэффициент отражения в зависимости от типа структуры.

Полученные экспериментальные данные указывают, что добавление слоя из нанометровых пленок поверх метаструктурных элементов поверхности позволяет добиться дополнительного ослабления уровня отраженной мощности.

При более детальном рассмотрении видно, что при добавлении тонкопленочного поглощающего слоя, увеличивается его ширина (рис.4.10), что обусловлено частичным отражением падающей волны от поверхности пленки, которая, не проникая внутрь самой структуры, отражается от нее и не взаимодействует с метаповерхностью. Данная особенность накладывает определенные требования на используемые в комбинированном покрытии поглощающие элементы.

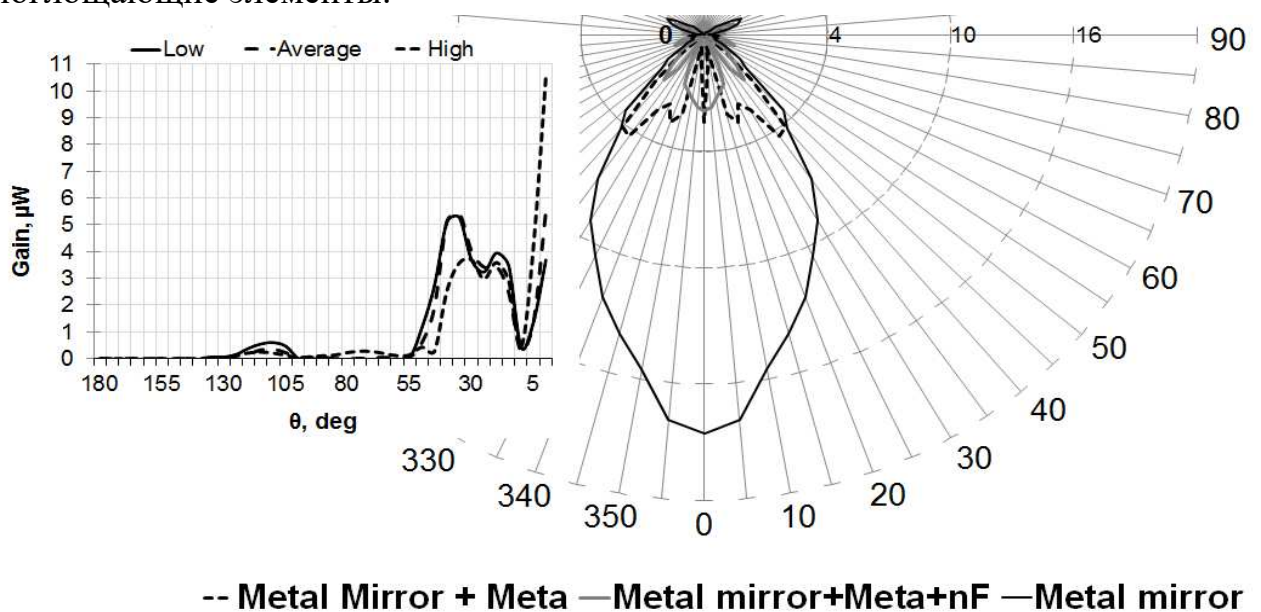


Рис. 4.10 Сравнительная диаграмма рассеяния комбинированного покрытия при нормальном падении

Максимальное подавление отраженного сигнала было зафиксировано при размещении диссипативного слоя, выполненного из 5 - нанометровых пленок алюминия, поверх планарной структуры с треугольными резонаторами. Далее проводится сопоставление расчетных и натурных данных конкретно для данного комбинированного покрытия [100А].

С целью оценки рассеивающей способности были получены частотные зависимости коэффициента ослабления от частоты падающего излучения, графическое представление которых показано на рисунке 4.11.

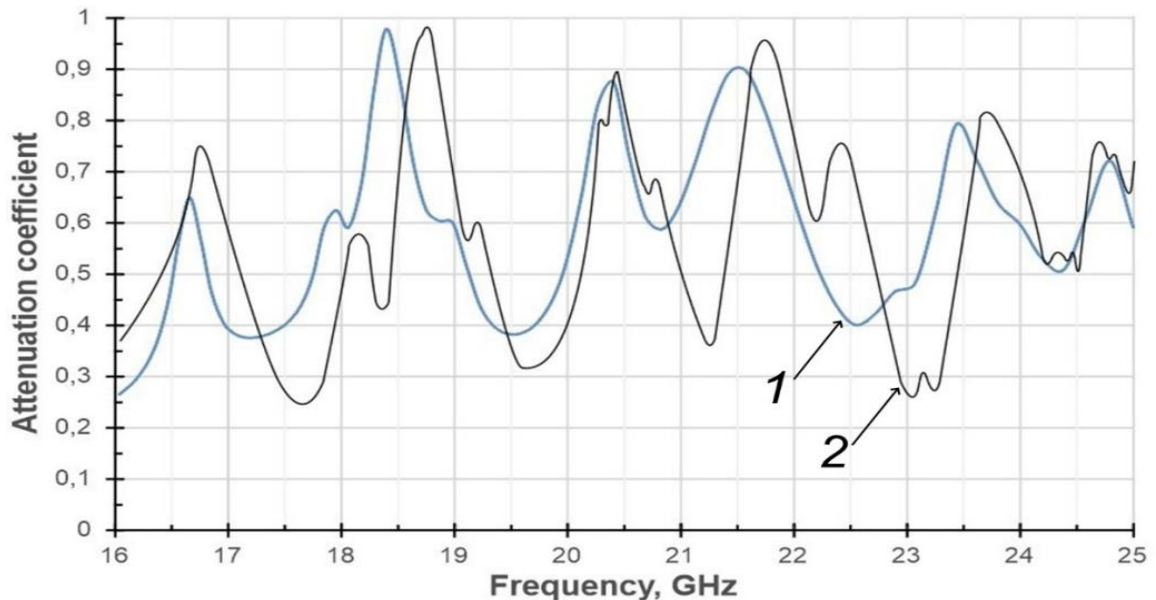


Рис. 4.11 Частотные зависимости коэффициента ослабления от частоты падающего излучения при использовании тонкопленочного слоя со спиралевидной метаструктурой: 1 - численный расчет, 2 - натурный эксперимент

Полученные расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются друг с другом. Это подтверждает, что предложенные комбинированные покрытия обеспечивают значительное ослабление отраженной волны. Как видно из графиков, частотные зависимости коэффициента ослабления от частоты падающего излучения имеют ярко выраженные резонансные пики. По результатам компьютерного моделирования наибольшее ослабление по мощности наблюдается на частоте 18,4 ГГц и составляет 97,8%. Ширина данного пика по уровню ослабления не менее 70% равна 450 МГц. Экспериментальная кривая имеет схожий вид, однако главный резонанс смещен в область более высоких частот. Такое же смещение характерно и для остальных пиков. Оно вызвано неучтенными в

идеализированной модели пространственными связями между метаструктурой и алюминиевой пленкой, а также технологическими погрешностями при изготовлении образцов. Добавление тонкого проводящего слоя поверх метаструктуры приводит к возникновению емкостной нагрузки между пленочным покрытием и металлическими резонаторами. Именно эта емкостная связь вызывает заметный сдвиг частотных характеристик в высокочастотную область и изменяет форму резонансных пиков ослабления.

Проанализируем результаты моделирования диаграмм обратного рассеяния (рис. 4.12) и сопоставим их с данными эксперимента для аналогичных структур (рис. 4.13). Чтобы оценить, как частота падающего сигнала влияет на уровень подавления отраженной волны, были выбраны три контрольные точки на участке спада главного резонанса: 18,4 ГГц, 19 ГГц и 19,6 ГГц.

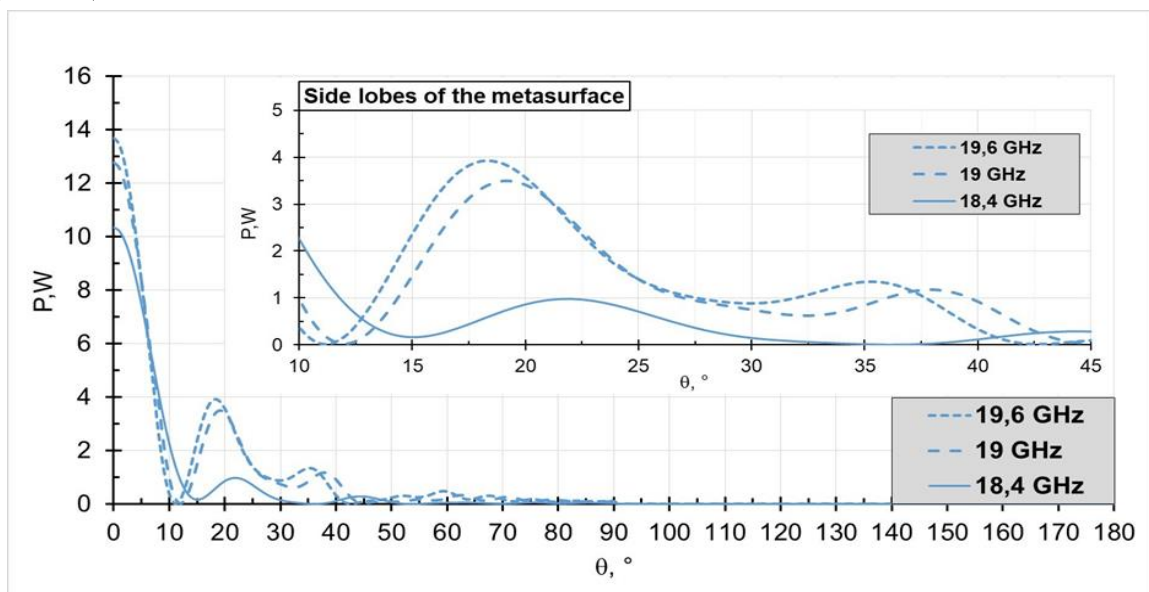


Рис. 4.12 Рассчитанные диаграммы обратного рассеяния комбинированного покрытия на контрольных частотах

Из полученных диаграмм можно сделать вывод, что при приближении частоты падающего излучения к резонансной, величина основного лепестка. Анализ графиков показывает: чем ближе частота сигнала к резонансному значению, тем сильнее подавляется главный лепесток отраженной волны. По

мере роста частоты начинают формироваться заметные боковые лепестки, амплитуда и ширина которых непостоянны. На резонансной частоте ширина бокового лепестка составляет  $15^\circ$ , а его уровень равен менее 10% от амплитуды основного лепестка (рис. 4.11, вставка). На более высоких частотах, где коэффициент ослабления ниже, боковые лепестки увеличиваются и расширяются вплоть до  $32^\circ$ . Это происходит из-за появления второго бокового лепестка, что ведет к заметному снижению общего показателя ослабления.

Теперь обратимся к экспериментальным диаграммам рассеяния. Они проанализированы по аналогичной методике: для оценки взяты три характерные точки на линии спада максимального ослабления (рис. 4.12).

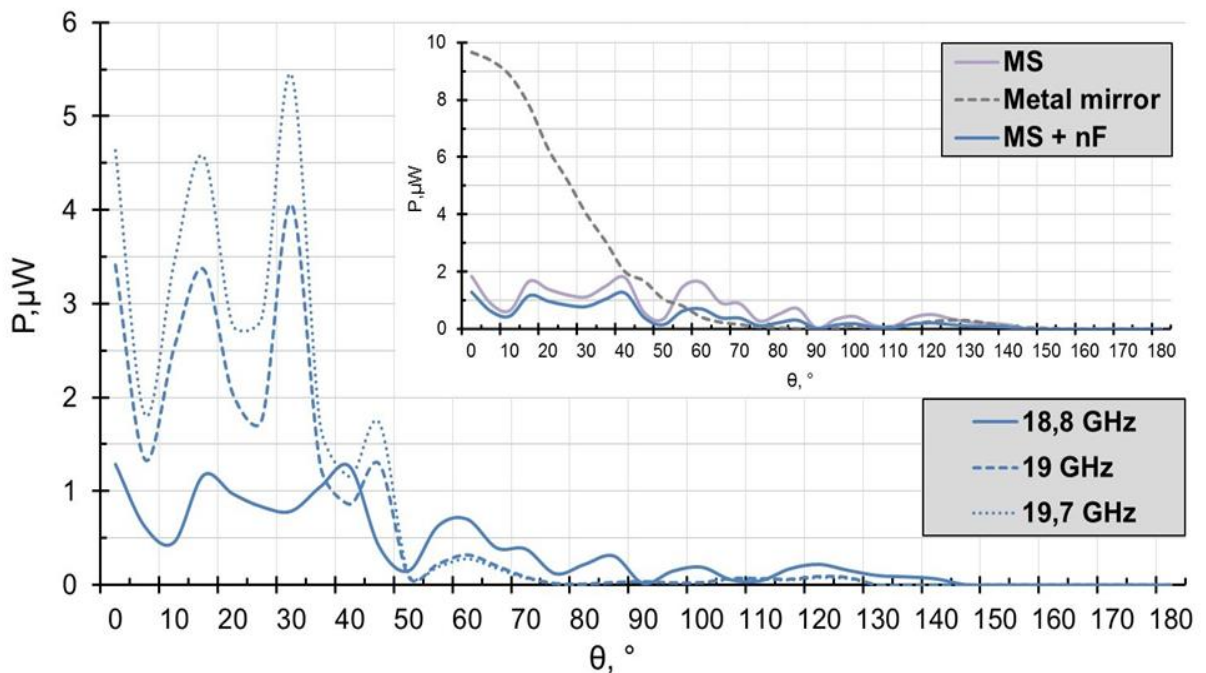


Рис. 4.13 Результаты измерений диаграмм рассеяния комбинированного покрытия на выбранных частотах в сравнении с металлическим зеркалом

Угловое распределение отраженной мощности подтверждает совпадение расчетной модели с поведением реальных образцов. На практике наблюдается существенное (в 10 раз) подавление основного лепестка и появление боковых лепестков, динамика которых согласуется с результатами компьютерного моделирования. При смещении частоты от резонансного

значения амплитуда главного лепестка закономерно возрастает, что сопровождается одновременным ростом уровня боковых лепестков.

#### 4.4 Измерение комбинированных покрытий на основе треугольных метаматериалов и МДС в безэховой камере

На рисунке 4.14 ниже представлены частотные зависимости отраженной мощности основного лепестка от частоты падающей волны при нормальном падении для комбинированной ослабляющей поверхности, расположенной на металлическом зеркале [101А].

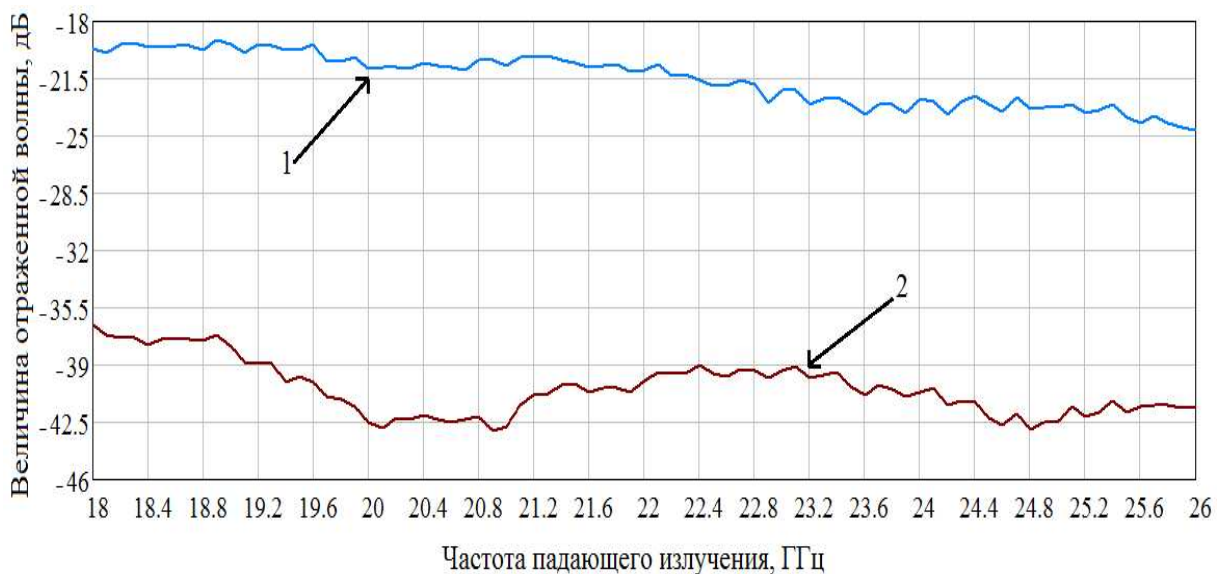


Рис. 4.14 Измерение зависимости величины отраженной волны от частоты при нулевом угле поворота в безэховой камере: 1 – эталонный отражатель, 2 – комбинированное покрытие

Измерения частотной зависимости отраженной от комбинированного покрытия волны в безэховой камере показали, что подобная конфигурация позволила достичь низкого уровня величины принимаемой отраженной волны на всем заданном частотном участке. Также результаты измерения в БЭК указывают на то, что расположение дополнительного поглощающего слоя поверх метаструктуры позволяет избежать явного резонансного характера ослабления метаструктурных покрытий. Величина ослабления отраженной волны составляет от 18 до 25 дБ относительно металлического зеркала такой

же площади, чего невозможно достичь при использовании представленных структур в отдельности.

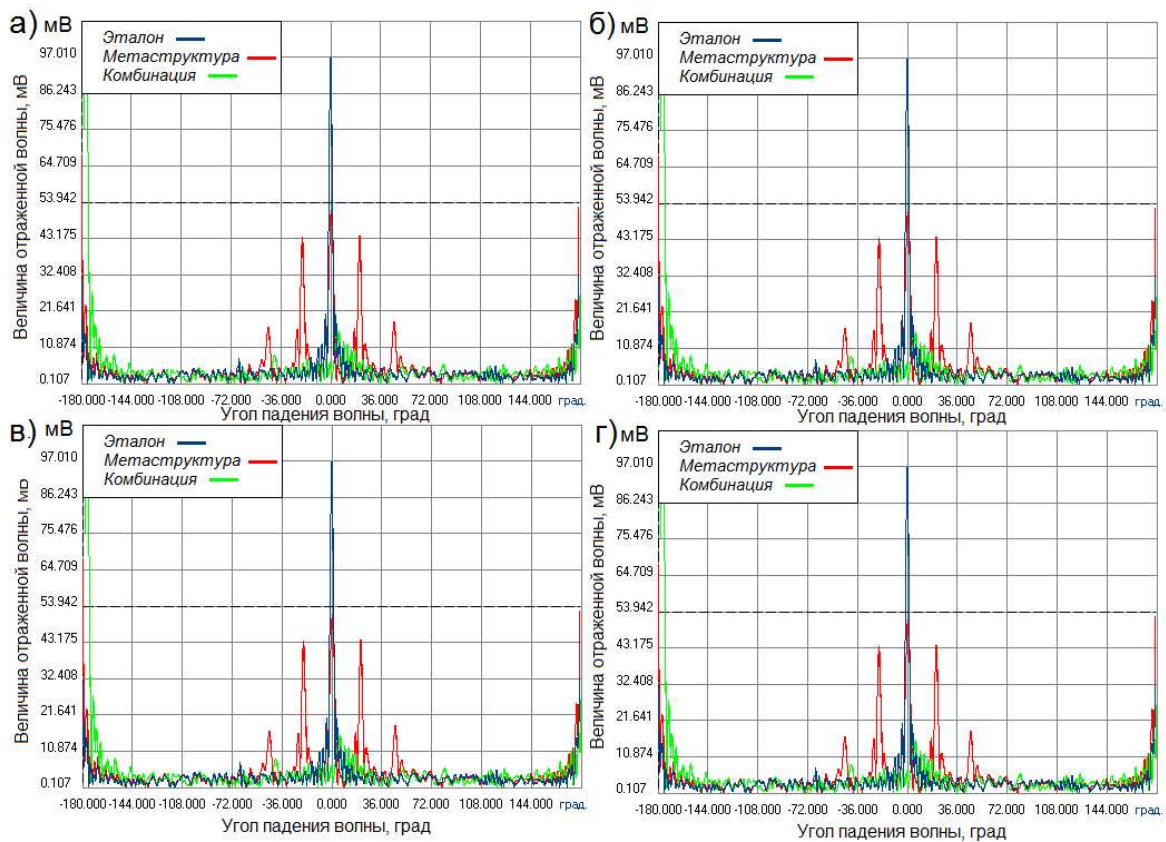


Рис.4.15 Диаграммы обратного рассеяния: эталона (металлического зеркала), метаповерхности на металлическом зеркале, комбинированного покрытия из метаструктур и наноразмерных проводящих пленок алюминия на частоте: а) 19.2 ГГц, б) 19.7 ГГц, в) 20.4 ГГц, г) 21.2 ГГц

Измерения величины отраженной волны от комбинированного покрытия при различных углах падения в безэховой камере показали, что добавление тонкопленочных поверхностей позволяет дополнительно ослабить отраженную волну при нулевом угле падения [102А]. При отличных от нормали углах падения использование дополнительного поглощающего слоя позволяет минимизировать наличие аномальных боковых лепестков на  $20^\circ$  и  $51^\circ$ , являющихся следствием аномального преломления отраженной волны используемой метаповерхностью (рис.4.15).

#### 4.5. Выводы по главе 4

В предложенной комбинированной ослабляющей поверхности удалось достигнуть увеличения показателей ослабления путем добавления поверх метаструктур матрицы поглощающих алюминиевых пленок толщиной 5 нм, что позволило дополнительно уменьшить обратный фронт отраженной волны во всем частотном диапазоне от 15 до 25 ГГц на 20 дБ. В общем исследованном диапазоне величина ослабления обратного фронта волны достигал от -18 дБ до -26 дБ в максимуме.

В результате работы получено, что одним из основных недостатков метаструктурных покрытий является наличие зон «засвета» при углах падения 20 и 51°, где значения отраженных мощностей могут достигать 40-50% от отражения основного лепестка. Для уменьшения подобных эффектов было предложено решение включения в комбинированную ослабляющую систему нанометровых проводящих пленок, обеспечивающих соответствующие резистивно-емкостные составляющие составной системы и которую в свою очередь позволили уменьшить величину отраженной мощности практически в 100 раз относительно металлического зеркала на резонансной частоте.

#### **Заключение и основные выводы диссертационной работы:**

В настоящей диссертационной работе проведено комплексное исследование радиопоглощающих покрытий на основе метаструктур и нанометровых металлodieлектрических слоев, направленное на разработку эффективных средств подавления электромагнитного излучения (ЭМИ) в СВЧ-диапазоне, в частности в К-диапазоне (16,7–25,36 ГГц).

Обосновано преимущество численных методов моделирования (CST, HFSS) перед аналитическими подходами при проектировании сложных метаструктур, что обеспечивает высокую точность расчетов для структур с сильным межэлементным взаимодействием.

Разработан автоматизированный измерительный комплекс, позволяющий с высокой точностью определять коэффициенты пропускания,

отражения и поглощения ( $T(f)$ ,  $R(f)$ ,  $A(f)$ ), а также анализировать угловые зависимости рассеяния с разрешением в  $5^\circ$ .

Установлено, что шахматное расположение проводящих элементов обеспечивает ослабление отраженного сигнала до 80% в диапазоне 20,5–21,5 ГГц, что недостижимо при использовании однонаправленных структур.

Модельно и экспериментально показано, что использование спиралевидных треугольных резонаторов увеличивает количество резонансных пиков до пяти и повышает степень рассеяния до 90% при нормальном падении электромагнитного излучения в диапазоне 16–25 ГГц.

Обнаружены и исследованы боковые лепестки рассеяния в диапазоне  $20\text{--}45^\circ$ , что указывает на необходимость оптимизации геометрии метаструктур для минимизации паразитного отражения.

Доказано, что добавление нанометровых алюминиевых пленок (5 нм) к метаструктурным покрытиям позволяет снизить уровень отраженного сигнала на 20 дБ в широком диапазоне частот (15–25 ГГц). Установлено, что резистивно-емкостные свойства композитных структур обеспечивают уменьшение отраженной мощности на резонансных частотах практически в 100 раз по сравнению с металлическим отражателем.

Выявлены и частично устранены ключевые недостатки метаструктур, такие как наличие зон "засвета" при углах падения  $20^\circ$  и  $51^\circ$ , где отражение достигает 40–50% от основного лепестка.

**ПРИНЯТЫЕ СОКРАЩЕНИЯ**

КФУ – Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского

МДС – металлодиэлектрические структуры

СВЧ – сверхвысокая частота

ЭМИ – электромагнитное излучение

ЭМП – электромагнитное поле

$E$  – вектор напряженности электрического поля

$H$  – вектор напряженности магнитного поля

$P_{\text{ПРОШ}}$  – мощность прошедшей волны

$P_{\text{ОТР}}$  – мощность отраженной волны

$P_{\text{ПОГЛ}}$  – поглощенная мощность

АСМ – атомно-силовая микроскопия

ВАЦ – векторный анализатор цепей

$\sigma_{\text{уд}}$  – удельная проводимость

$\sigma_{\text{ЭКВ}}$  – эквивалентная проводимость

**Список литературы**

1. Salahdine F., Han T., Zhang N. 5G, 6G, and Beyond: Recent advances and future challenges // *Annals of Telecommunications*. — 2023. — Т. 78. — № 9-10. — С. 525-549.
2. Zhang Z., Xiao Y., Ma Z., Xiao M., Ding Z., Lei X., Karagiannidis G.K., Fan P. 6G Wireless Networks: Vision, Requirements, Architecture, and Key Technologies // *IEEE Vehicular Technology Magazine*. — 2019. — Т. 14. — № 3. — С. 28-41.
3. Денисенко В. Беспроводные локальные сети // *Современные технологии автоматизации*. — 2009. — № 1. — С. 90.
4. Ключник А.В., Пирогов Ю.А., Солодов А.В. Исследование Стойкости Интегральных Микросхем В Электромагнитных Полях Импульсного Радиоизлучения // *Радиотехника И Электроника*. — 2011. — Т. 56. — № 3. — С. 370-374.
5. Chen T., Tang W., Mu J., Cui T.J. Microwave Metamaterials // *Annalen der Physik*. — 2019. — Vol. 531. — No. 8. — P. 1800445.
6. Van Schelven R.M., Bernardis A.F., Sberna P., Neto A. Drude Dispersion in the Transmission Line Modeling of Bulk Absorbers at Sub-mm Wave Frequencies: A tool for absorber optimization // *IEEE Antennas and Propagation Magazine*. — 2022. — Т. 64. — Drude Dispersion in the Transmission Line Modeling of Bulk Absorbers at Sub-mm Wave Frequencies. — № 1. — С. 50-60.
7. Ahmad H., Tariq A., Shehzad A., Faheem M.S., Shafiq M., Rashid I.A., Afzal A., Munir A., Riaz M.T., Haider H.T., Afzal A., Qadir M.B., Khaliq Z. Stealth technology: Methods and composite materials—A review // *Polymer Composites*. — 2019. — Vol. 40. — Stealth technology. — No. 12. — P. 4457-4472.
8. Sun J., Huang Y., Aslani F., Ma G. Properties of a double-layer EMW-absorbing structure containing a graded nano-sized absorbent combing extruded and sprayed 3D printing // *Construction and Building Materials*. — 2020. — Vol. 261. — P. 120031.

9. Li T., Zhi D.-D., Guo Z.-H., Li J.-Z., Chen Y., Meng F.-B. 3D porous biomass-derived carbon materials: biomass sources, controllable transformation and microwave absorption application // *Green Chemistry*. — 2022. — Vol. 24. — 3D porous biomass-derived carbon materials. — No. 2. — P. 647-674.
10. Xue Y., Liu X., Lu X. Hierarchically three-dimensional ZrO<sub>2</sub>/Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/C nanocomposites with Janus structure for high-efficiency electromagnetic wave absorption // *Journal of Materials Science & Technology*. — 2024. — Т. 195. — С. 126-135.
11. Дринберг А.С. Влияние электромагнитного излучения на различные материалы и покрытия // *Известия Санкт-Петербургского Государственного Технологического Института (технического Университета)*. — 2017. — № 38 (64). — С. 19-24.
12. Fang Z., Fang C. Carbon Foams with Special Electromagnetic Loss Characteristics and Broad Absorbing Band // *MRS Online Proceedings Library*. — 2010. — Т. 1247. — № 1. — С. 408.
13. Леухин С.А., Щербаков А.Е., Черкашин А.В. Многослойные композиционные поглотители электромагнитных волн с распределенной неоднородностью // *Электроника И Микроэлектроника Свч*. — 2018. — Т. 1. — С. 656-660.
14. Казанцева Н.Е., Рывкина Н.Г., Чмутин И.А. Перспективные материалы для поглотителей электромагнитных волн сверхвысокочастотного диапазона // *Радиотехника И Электроника*. — 2003. — Т. 48. — № 2. — С. 196-209.
15. Курчанов И.А., Лысенко А.Е., Лебедев В.А. Современное Состояние И Перспективы Разработки Радиопоглощающих Материалов // *Радионавигация И Время: Труды Сзрц Концерна Вко «Алмаз - Антей»*. — 2022. — № 10 (18). — С. 56-72.
16. Богуш В.А., Родионова В.Н., Танана О.В. Радиопоглощающие материалы для практических приложений в СВЧ диапазоне. — 2023. — С. 18-22.

17. Латыпова А.Ф., Калинин Ю.Е. Анализ Перспективных Радиопоглощающих Материалов // Вестник Воронежского Государственного Технического Университета. — 2012. — Т. 8. — № 6. — С. 70-76.
18. Luo F., Liu D., Cao T., Cheng H., Kuang J., Deng Y., Xie W. Study on broadband microwave absorbing performance of gradient porous structure // *Advanced Composites and Hybrid Materials*. — 2021. — Т. 4. — № 3. — С. 591-601.
19. Hang T., Zhou L., Li Z., Zheng Y., Yao Y., Cao Y., Xu C., Jiang S., Chen Y., Zheng J. Constructing gradient reflection and scattering porous framework in composite aerogels for enhanced microwave absorption // *Carbohydrate Polymers*. — 2024. — Т. 329. — С. 121777.
20. Elmahaishi M.F., Azis R.S., Ismail I., Muhammad F.D. A review on electromagnetic microwave absorption properties: their materials and performance // *Journal of Materials Research and Technology*. — 2022. — Т. 20. — С. 2188-2220.
21. Sharma S., Parne S.R., Panda S.S.S., Gandhi S. Progress in microwave absorbing materials: A critical review // *Advances in Colloid and Interface Science*. — 2024. — Т. 327. — С. 103143.
22. Li A., Singh S., Sievenpiper D. Metasurfaces and their applications // *Nanophotonics*. — 2018. — Vol. 7. — No. 6. — P. 989-1011.
23. Semchenko I., Khakhomov S., Samofalov A., Balmakou A. Metamaterials and metasurfaces // *Science and Innovations*. — 2020. — Т. 8. — № 210. — С. 23-27.
24. Марковский А.С., Любимов А.Г., Петрушеня А.Ф., Касперович (Ревяко) О.М., Ленартович (Попова) Л.А. Метаструктуры на основе полимерных композиционных материалов И их свойства В свч-диапазоне // *Труды Бгту. Серия 2: Химические Технологии, Биотехнология, Геоэкология*. — 2024. — № 2 (283). — С. 122-135.
25. X. Q. Lin, H. F. Ma, D. Bao, T. J. Cui Design and Analysis of Super-Wide Bandpass Filters Using a Novel Compact Meta-Structure // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. — 2007. — Т. 55. — № 4. — С. 747-753.

26. Ali L., Li Q., Ali Khan T., Yi J., Chen X. Wideband RCS Reduction Using Coding Diffusion Metasurface // *Materials*. — 2019. — Vol. 12. — No. 17. — P. 2708.
27. Marqués R., Martín F., Sorolla M. *Metamaterials with Negative Parameters: Theory, Design, and Microwave Applications*. Metamaterials with Negative Parameters / Google-Books-ID: LIxc5Oenr4C. — John Wiley & Sons, 2011. — 274 p.
28. Chen T. и др. *Microwave Metamaterials* // *Annalen der Physik*. 2019. Т. 531. №8.
29. Cummer S.A., Popa B.-I., Schurig D., Smith D.R., Pendry J. Full-wave simulations of electromagnetic cloaking structures // *Physical Review E*. — 2006. — Vol. 74. — No. 3. — P. 036621.
30. Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C., Nemat-Nasser S.C., Schultz S. Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity // *Physical Review Letters*. — 2000. — Vol. 84. — No. 18. — P. 4184-4187.
31. Christensen J., de Abajo F.J.G. Anisotropic Metamaterials for Full Control of Acoustic Waves // *Physical Review Letters*. — 2012. — Т. 108. — № 12. — C. 124301.
32. Liao G., Luan C., Wang Z., Liu J., Yao X., Fu J. *Acoustic Metamaterials: A Review of Theories, Structures, Fabrication Approaches, and Applications* // *Advanced Materials Technologies*. — 2021. — Vol. 6. — Acoustic Metamaterials. — No. 5. — P. 2000787.
33. Wu K., Liu J.-J., Ding Y., Wang W., Liang B., Cheng J.-C. Metamaterial-based real-time communication with high information density by multipath twisting of acoustic wave // *Nature Communications*. — 2022. — Vol. 13. — No. 1. — P. 5171.
34. Biswas E.U., Sahel S.M., Kamal Md.M.E., Mahmud S., Biswas S., Hassan S.S., Mahdy M.R.C. Design of a wideband metamaterial absorber for optical wavelength applications based on the quantum-inspired Hadamard matrix // *Optical Materials Express*. — 2022. — Vol. 12. — No. 6. — P. 2102.

35. Hakim M.L., Alam T., Islam Md.S., Salaheldeen M. M., Almalki S.H.A., Baharuddin M.H., Alsaif H., Islam M.T. Wide-Oblique-Incident-Angle Stable Polarization-Insensitive Ultra-Wideband Metamaterial Perfect Absorber for Visible Optical Wavelength Applications // *Materials*. — 2022. — Vol. 15. — No. 6. — P. 2201.
36. Hao J., Ren Q., An Z., Huang X., Chen Z., Qiu M., Zhou L. Optical metamaterial for polarization control // *Physical Review A*. — 2009. — T. 80. — № 2. — C. 023807.
37. Yan X., Liang L., Yang J., Liu W., Ding X., Xu D., Zhang Y., Cui T., Yao J. Broadband, wide-angle, low-scattering terahertz wave by a flexible 2-bit coding metasurface // *Optics Express*. — 2015. — Vol. 23. — No. 22. — P. 29128.
38. Li Z., Yang R., Wang J., Zhao Y., Tian J., Zhang W. Multifunctional metasurface for broadband absorption, linear and circular polarization conversions // *Optical Materials Express*. — 2021. — Vol. 11. — No. 10. — P. 3507.
39. Li J.-S., Jiang M.-Y., Xiong R.-H. Bidirectional vortex beam and reflective polarization conversion terahertz metasurfaces // *Appl. Opt.* — 2024. — T. 63. — № 17. — C. 4637-4642.
40. Albadri R.A.K., Al-Badri K.S.L. Simulation Study of Perfect Dual Band Microwave Metasurface Absorber // *NeuroQuantology*. — 2022. — Vol. 20. — No. 3. — P. 160-165.
41. Ищенко Е.А., Пастернак Ю.Г., Пендюрин В.А., Фёдоров С.М., Черноиваненко И.А. Active rectangular waveguide bandpass filter based on the metamaterial // *Вестник воронежского государственного технического университета*. — 2022. — Т. 18. — № 3. — С. 57-60.
42. Su J., Lu Y., Li Z., Zhang R., Yang Y. (Lamar) A Wideband and Polarization-Independent Metasurface Based on Phase Optimization for Monostatic and Bistatic Radar Cross Section Reduction // *International Journal of Antennas and Propagation*. — 2016. — Vol. 2016. — P. 1-9.
43. Ren Z., Liu R., Zhang Y., Lu H., Li F., Liu Y., Hong X., Guo Y. Transmission reflection selective ultranarrow-band metamaterial filter based on

- electromagnetically induced transparency structure // *Optics Communications*. — 2021. — Т. 497. — С. 127159.
44. Rouabhi A.Y., Berka M., Benadaoudi A., Mahdjoub Z. Investigation of dual-band bandpass filter inspired by a pair of square coupled interlinked asymmetric tapered metamaterial resonator for X-band microwave applications // *Bulletin of Materials Science*. — 2022. — Т. 45. — № 3. — С. 118.
45. Лобекин В.Н, Бичурин М.И., Зуева Е.А. Применение метаструктуры на основе четырех сплит-кольцевых резонаторов // *Вестник Новгородского государственного университета им. Ярослава Мудрого*. — 2021. — № 4 (125). — С. 43-46.
46. Zheng Q., Guo C., Ding J. Wideband low-profile aperture-coupled circularly polarized antenna based on metasurface // *International Journal of Microwave and Wireless Technologies*. — 2018. — Vol. 10. — No. 7. — P. 851-859.
47. Батаев В.Я., Гринев А.Ю., Багно Д.В., Бронников Д.В., Демшевский В.В., Зайкин А.Е., Ильин Е.В. Двухдиапазонные совмещённые антенные системы на основе метаструктур со свойствами частично отражающей поверхности // *Электронная Техника. Серия 1: Свч-Техника*. — 2023. — № 3 (559). — С. 51-66.
48. Ramanpreet N., Rattan M., Gill S.S. Compact and Low Profile Planar Antenna with Novel Metastructure for Wearable MBAN Devices // *Wireless Personal Communications*. — 2021. — Т. 118. — № 4. — С. 3335-3347.
49. Бузов А.Л., Ключев Д.С., Нещерет А.М., Неганов В.А. Перспективы использования метаматериалов в антеннах нового поколения // *Физика Волновых Процессов И Радиотехнические Системы*. — 2017. — Т. 20. — № 3-1. — С. 15-20.
50. Li Y., Zeng L., Zhang H., Zhang D., Xia K., Zhang L. Multifunctional and tunable metastructure based on VO<sub>2</sub> for polarization conversion and absorption // *Opt. Express*. — 2022. — Т. 30. — № 19. — С. 34586-34600.
51. Mao Ch., Yang Ya., He X., Zheng J., Zhou Ch. Broadband reflective multi-polarization converter based on single-layer double-L-shaped metasurface //

Applied Physics a: Materials Science & Processing. — 2017. — Vol. 123. — No. 12. — P. 1-6.

52. Saleh C.M., Almajali E., Jarndal A., Yousaf J., Alja' Afreh S.S., Amaya R.E. Wideband 5G Antenna Gain Enhancement Using a Compact Single-Layer Millimeter Wave Metamaterial Lens // IEEE Access. — 2023. — T. 11. — C. 14928-14942.

53. Tang W., Chen J., Cui T.J. Metamaterial Lenses and Their Applications at Microwave Frequencies // Advanced Photonics Research. — 2021. — T. 2. — № 10. — C. 2100001.

54. Lee J., Kim H., Oh J. Large-Aperture Metamaterial Lens Antenna for Multi-Layer MIMO Transmission for 6G // IEEE Access. — 2022. — T. 10. — C. 20486-20495.

55. Pan W., Huang C., Pu M., Ma X., Cui J., Zhao B., Luo X. Combining the absorptive and radiative loss in metasurfaces for multi-spectral shaping of the electromagnetic scattering // Scientific Reports. — 2016. — Vol. 6. — No. 1. — P. 21462.

56. Благовисный П.В., Семенихин А.И. Полноволновые и импедансные модели сверхширокополосных тонких твист-метаполяризаторов для радиомаскирующих покрытий // Журнал Радиоэлектроники. — 2020. — № 8. — С. 10.

57. Zhuang Y., Wang G., Zhang Q., Zhou C. Low-Scattering Tri-Band Metasurface Using Combination of Diffusion, Absorption and Cancellation // IEEE Access. — 2018. — Vol. 6. — P. 17306-17312.

58. Wang J., Guan J., Wang X., Saer A., Tong X., Guo Y., Ma S. Design of composite stealth cloak based on anomalous reflections and vortex singularities // Results in Physics. — 2024. — Vol. 64. — P. 107909.

59. Veselago V.G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of  $\epsilon$  and  $\mu$  // Soviet Physics Uspekhi. — 1968. — Vol. 10. — No. 4. — P. 509.

60. Orasugh J.T., Mohanty A., Malakar A., Bose S., Ray S.S. Design and Applications of Multi-Frequency Programmable Metamaterials for Adaptive Stealth // *Advanced Functional Materials*. — 2025. — Т. n/a. — № n/a. — С. e13726.
61. Wang J., Guan J., Wang X., Saer A., Tong X., Guo Y., Ma S. Design of composite stealth cloak based on anomalous reflections and vortex singularities // *Results in Physics*. — 2024. — Т. 64. — С. 107909.
62. Joy V., Dileep A., Abhilash P.V., Nair R.U., Singh H. Metasurfaces for Stealth Applications: A Comprehensive Review // *Journal of Electronic Materials*. — 2021. — Vol. 50. — Metasurfaces for Stealth Applications. — No. 6. — P. 3129-3148.
63. Starostenko V.V., Grigoriev E.V., V.I. Vernadsky Crimean Federal University, Mazinov A.S., Arsenichev S.P., Taran E.P., Starosek A.V., Fitaev I.Sh. Heating dynamics of metal-dielectric structures with nanometer-thin conductive films under the influence of microwave fields // *Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies*. — 2022. — Т. 14. — № 3. — С. 243-248.
64. Арсеничев С.П., Григорьев Е.В., Зуев С.А., Старостенко В.В., Таран Е.П. Механизмы воздействия электромагнитных полей на проводящие пленочные структуры микросхем // *Журнал Радиоэлектроники*. — 2014. — № 5. — С. 6.
65. Антонец И.В., Котов Л.Н., Некипелов С.В., Голубев Е.А. Особенности наноструктуры и удельной проводимости тонких пленок различных металлов // *Журнал Технической Физики*. — 2004. — Т. 74. — № 3. — С. 24-27.
66. Андреев В.Г., Вдовин В.А., Воронов П.С. Экспериментальное исследование поглощения волн миллиметрового диапазона в тонких металлических пленках // *Письма В Журнал Технической Физики*. — 2003. — Т. 29. — № 22. — С. 68-73.
67. Андреев В.Г., Вдовин В.А., Пронин С.М., Хорин И.А. Измерение оптических коэффициентов нанометровых металлических пленок на частоте 10 ГГц. — 2017.
68. Вдовин В.А., Андреев В.Г., Глазунов П.С., Хорин И.А., Пинаев Ю.В. Оптические коэффициенты пленок меди нанометровой толщины в диапазоне

- 9--11 GHz // Журнал технической физики. — 2019. — Т. 127. — № 11. — С. 834.
69. Nimitz G., Panten U. Broad band electromagnetic wave absorbers designed with nano-metal films // *Annalen der Physik*. — 2010. — Т. 522. — № 1-2. — С. 53-59.
70. Сивак А.С., Калганова С.Г., Кадыкова Ю.А., Сивак (Чермашенцева) Т.П. Исследование Диэлектрических Свойств Композиционных Материалов // *Вопросы Электротехнологии*. — 2021. — № 4 (33). — С. 23-28.
71. Krupka J. Microwave Measurements of Electromagnetic Properties of Materials // *Materials*. — 2021. — Т. 14. — № 17.
72. Shams-Ansari A., Huang G., He L., Li Z., Holzgrafe J., Jankowski M., Churaev M., Kharel P., Cheng R., Zhu D., Sinclair N., Desiatov B., Zhang M., Kippenberg T.J., Lončar M. Reduced material loss in thin-film lithium niobate waveguides // *APL Photonics*. — 2022. — Т. 7. — № 8. — С. 081301.
73. Ghodgaonkar D.K., Varadan V.V., Varadan V.K. A free-space method for measurement of dielectric constants and loss tangents at microwave frequencies // *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. — 1989. — Т. 38. — № 3. — С. 789-793.
74. Demirci Ş., Yılmaz B., Işiker H., Özdemir C. Determination of electromagnetic attenuation characterization of some hollow building materials based on Free-Space transmission measurements at lower microwave frequency band // *Measurement*. — 2025. — Т. 253. — С. 117586.
75. Gilmutdinov R.V., Menshikh N.L., Fedorov S.A. Improving the accuracy of measurements of the bistatic scattering characteristics of material samples of various configurations // *Measurement Techniques*. — 2024. — Vol. 67. — No. 6. — P. 467-476.
76. Polivka J., Labs S. An Overview of Microwave Sensor Technology.
77. Alahnomi R.A., Zakaria Z., Yussof Z.M., Althuwayb A.A., Alhegazi A., Alsariera H., Rahman N.A. Review of Recent Microwave Planar Resonator-Based Sensors: Techniques of Complex Permittivity Extraction, Applications, Open

Challenges and Future Research Directions // *Sensors*. — 2021. — Vol. 21. — Review of Recent Microwave Planar Resonator-Based Sensors. — No. 7. — P. 2267.

78. Дьяконова О.А., Казанцев Ю.Н., Каленов Д.С. Измерительный комплекс для определения электромагнитных характеристик материалов резонаторным методом с помощью скалярных анализаторов цепей. — 2017.

79. Матвейчук В.Ф., Сибирцев С.Н., Карих Н.М. Измерения электромагнитных свойств материалов с низкими потерями на СВЧ методами диэлектрического резонатора // *Измерительная Техника*. — 2004. — № 8. — С. 30-35.

80. Любченков А.В. Методики измерения отражательных характеристик радиопоглощающих материалов в радиолокационном диапазоне длин волн в интересах защиты информации на объектах информатизации // *Вестник Воронежского Государственного Технического Университета*. — 2009. — Т. 5. — № 9. — С. 148-150.

81. Rolfes I., Schiek B. Calibration methods for microwave free space measurements // *Advances in Radio Science*. — 2005. — Vol. 2. — P. 19-25.

82. Gonçalves F.J.F., Pinto A.G.M., Mesquita R.C., Silva E.J., Brancaccio A. Free-Space Materials Characterization by Reflection and Transmission Measurements using Frequency-by-Frequency and Multi-Frequency Algorithms // *Electronics*. — 2018. — Vol. 7. — No. 10. — P. 260.

83. Костылев В.И., Звягин Д.В. Типы Измерительных Радиотехнических Систем // *Вестник Воронежского Института Мвд России*. — 2009. — № 3. — С. 88-92.

84. Синанян К.А., Юханов Ю.В., Ильин И.В., Мерглодов И.В. Измерение малозаметных объектов в бэзэховой камере // *Известия Юфу. Технические Науки*. — 2023. — № 6 (236). — С. 267-276.

85. Фомин Д.Г., Дударев Н.В., Даровских С.Н. Анализ методов измерения диэлектрических свойств материалов в СВЧ диапазоне длин волн // *Журнал Радиоэлектроники*. — 2021. — № 6.

86. Sahin S., Nahar N.K., Sertel K. A Simplified Nicolson–Ross–Weir Method for Material Characterization Using Single-Port Measurements // *Ieee Transactions on Terahertz Science and Technology*. — 2020. — Т. 10. — № 4. — С. 404-410.
87. Васильев Е.П., Ермолаев И.А., Сомов И.М. Современные САПР СВЧ и их особенности // *Сборник трудов II международного научно-технического форума Современные технологии в науке и образовании - СТНО-2019*. — 2019. — С. 174-181.
88. Дубовицкий М.А. Методы Расчета Частотно-Селективных Структур В Подпрограммах Ansys Hffs И Cst Ms. — Общество с ограниченной ответственностью "Центр полиграфических услуг «РАДУГА», 2021. — С. 52.
89. Банков С.Е., Курушин А.А. Решение оптических и СВЧ задач с помощью HFSS. — Оркада.
90. Обуховец В.А., Юханов Ю.В., Семенихин А.И., Костромитин Г.И. Сверхширокополосные Измерения Характеристик Антенн и Рассеивателей В Безэховой Камере Южного Федерального Университета // *Известия Юфу. Технические Науки*. — 2012. — № 11 (136). — С. 64-70.
91. Круглова Ю.А. Анализ Основных Методов Изготовления Многослойных Печатных Плат // *Актуальные Проблемы Гуманитарных И Естественных Наук*. — 2017. — № 6-2. — С. 7-10.
- 92А. Мазинов А.С., Падалинский М.М., Болдырев Н.А., Старосек А.В. Моделирование рассеивающих свойств блочных метаповерхностей в диапазоне 16-25 ГГц и сравнение с экспериментальными результатами // *Известия Саратовского Университета. Новая Серия. Серия: Физика*. — 2023. — Т. 23. — № 2. — С. 102-111.
- 93А. Фитаев И.Ш., Болдырев Н.А., Юрась И.В., Нудьга А.А., Старостенко В.В., Мазинов А.С. Формирование Частотных Характеристик Радиопрозрачности Метаповерхности В Свч Диапазоне. — Воронежский государственный университет, 2022. — С. 291-299.
- 94А. Мазинов А.С., Фитаев И.Ш., Болдырев Н.А. Влияние пространственной ориентации проводящих элементов составной метаповерхности на их

частотные характеристики И диаграммы рассеивания В свч-диапазоне // Вестник Воронежского Государственного Технического Университета. — 2022. — Т. 18. — № 4. — С. 86-90.

95А. Мазинов А.С., Фитаев И.Ш., Болдырев Н.А. Ослабление нормальной составляющей отраженной электромагнитной волны комбинированными радиопоглощающими покрытиями // Письма В Журнал Технической Физики. — 2022. — Т. 48. — № 19. — С. 27-30.

96А. Болдырев Н.А., Фитаев И.Ш., Падалинский М.М., Полетаев Д.А., Мазинов А.С. Возможности ослабления основного лепестка отраженной волны посредством спиралевидной треугольной метаструктуры // Вестник Воронежского Государственного Технического Университета. — 2024. — Т. 20. — № 2. — С. 116-123.

97А. Болдырев Н.А., Косов Д.В., Нечунаев В.В., Григорьев Е.В., Мазинов А.С. Сравнение электродинамических свойств проводящих металлизированных и углеродных наноструктурных пленок // Инфокоммуникационные И Радиоэлектронные Технологии. — 2025. — Т. 8. — № 1. — С. 45-58.

98А. Мазинов А.С., Болдырев Н.А., Падалинский М.М., Старосек А.В. Investigation of the Attenuation Properties of a Compact Absorber Based on a Metamaterial and a Nanometer Conductive Film. — 2023. — P. 304-307.

99А. Григорьев Е.В., Арсеничев С.П., Старосек А.В., Фитаев И.Ш., Болдырев Н.А. Формирование металлodieлектрических структур с нанометровыми проводящими пленками и исследование их нагрева при воздействии СВЧ-полей // Прикладная Физика. — 2022. — № 4. — С. 64-69.

100А. Мазинов А.С., Болдырев Н.А., Падалинский М.М., Фитаев И.Ш., Старосек А.В. Частотные зависимости и диаграммы рассеяния комбинированных металлodieлектрических поверхностей в диапазоне 16-25 ГГц // Известия Саратовского Университета. Новая Серия. Серия: Физика. — 2025. — Т. 25. — № 1. — С. 12-23.

101А. Мазинов А.С., Болдырев Н.А., Васильченко В.М., Старосек А.В. Ослабление отраженной СВЧ-волны структурой планарного метаматериала

при добавлении активного поглощающего тонкопленочного слоя // Электромагнитные Волны и Электронные Системы. — 2024. — Т. 29. — № 6. — С. 64-69.

102А. А. С. Мазинов, Н. А. Болдырев, М. М. Падалинский [и др.] /Рассеивающие и частотные свойства метаповерхности с треугольными спиралевидными резонаторами в комбинации с тонкими проводящими пленками// Журнал радиоэлектроники. – 2026. – № 1. – DOI 10.30898/1684-1719.2026.1.1. – EDN OUUXGH.