

МИНОБРНАУКИ РОССИИ
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теоретической и прикладной электродинамики
Российской академии наук
(ИТПЭ РАН)

На правах рукописи

Иванов Павел Алексеевич

**МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ СВЧ ПАРАМЕТРОВ
МАТЕРИАЛОВ В ДВУХСВЯЗНЫХ ПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ**

1.3.13 — Электрофизика, электрофизические установки

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
д.ф.-м.н. Розанов К. Н.

Москва, 2026

Содержание

Введение.....	4
Глава 1. Современные методы измерения СВЧ параметров материалов и периодических структур.....	10
1.1. Общая классификация методов измерения СВЧ параметров материалов	10
1.2. Коаксиальные, волноводные методы и методы измерения в свободном пространстве	11
1.3. Планарные и полосковые линии передачи как измерительные ячейки.....	14
1.4. Квази-ТЕМ приближение в полосковых линиях.....	16
1.5. Известные методы определения материальных параметров из S -параметров.....	18
1.6. Учет неполного заполнения поперечного сечения полосковой линии.....	23
1.6.1. Способы учета неполного заполнения поперечного сечения	23
1.6.2. Сравнение способов учета неполного заполнения поперечного сечения.....	28
1.7. Калибровочные процедуры в СВЧ измерениях.....	29
1.8. Методы измерения тонких магнитных пленок.....	34
1.9. Методы измерения композитных материалов и периодических структур.....	37
1.10. Выводы по главе 1	40
Глава 2. Оценка границ применимости квази-ТЕМ приближения в полосковых измерительных линиях.....	43
2.1. Расчетная модель и исследуемые конфигурации полосковых линий.....	43
2.2. Интегральные параметры отклонения поля от ТЕМ-волны	45
2.3. Влияние геометрии размещения образца на применимость квази-ТЕМ приближения.....	47
2.4. Сравнение одно- и двухпортовой конфигураций при определении диэлектрической и магнитной проницаемостей.....	50
2.5. Практические оценки границ применимости и выбор измерительной конфигурации	55
2.6. Выводы по главе 2	57
Глава 3. Измерение комплексной магнитной проницаемости тонких магнитных пленок в короткозамкнутой полосковой ячейке	59
3.1. Измерительная ячейка и калибровочная процедура	59
3.2. Процедура определения магнитной проницаемости	62
3.3. Учет магнитного отклика в состоянии насыщения.....	63
3.4. Образцы и другие методы измерения.....	65

3.5. Экспериментальная проверка метода.....	66
3.6. Выводы по главе 3	74
Глава 4. Метод измерения комплексных магнитной и диэлектрической проницаемостей композитных материалов в двухпортовой полосковой линии	75
4.1. Измерительная схема и экранированная двухпортовая полосковая линия	76
4.2. Калибровочная процедура по трем эталонным измерениям.....	78
4.3. Аналитическая проверка калибровочной процедуры.....	81
4.4. Экспериментальная проверка метода.....	83
4.5. Выводы по главе 4	86
Глава 5. Исследование листовых материалов и периодических структур в открытой симметричной полосковой ячейке.....	88
5.1. Открытая симметричная полосковая измерительная ячейка	88
5.2. Однопортовый метод определения комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей по измерениям при двух положениях образца	91
5.3. Экспериментальная проверка и применение метода	93
5.3.1. Проверка метода на однородном магнитодиэлектрическом композите	93
5.3.2. Определение эффективных параметров двумерного периодического композита.....	94
5.3.3. Влияние размера элементов на СВЧ магнитный отклик периодической структуры из ламинированного материала на основе пленок железа.....	96
5.4. Исследование периодической структуры с сосредоточенными нагрузками.....	98
5.4.1. Исследуемая частотно-селективная поверхность и ее эквивалентная схема	98
5.4.2. Определение комплексного импеданса сосредоточенной нагрузки.....	101
5.4.3. Восстановление коэффициента отражения нагруженной периодической структуры.....	106
5.5. Экспериментальное исследование нефостеровского элемента для применения в качестве сосредоточенной нагрузки.....	110
5.6. Выводы по главе 5	115
Заключение	117
Основные публикации по теме диссертации.....	119
Список использованных источников	120

Введение

Актуальность работы. Материалы со специальными электрофизическими свойствами в СВЧ диапазоне, включая магнитные пленки, магнитодиэлектрические композиты и метаматериалы, применяются в радиопоглощающих покрытиях, электромагнитных экранах, средствах обеспечения электромагнитной совместимости и других функциональных элементах радиоэлектронной аппаратуры. Взаимодействие таких материалов с электромагнитным полем определяется комплексными частотно-зависимыми диэлектрической и магнитной проницаемостями, а для ряда структур — также комплексным коэффициентом отражения. Экспериментальное определение этих характеристик в широком диапазоне частот является необходимым условием исследования и практического применения таких материалов. Особое значение имеет определение магнитной проницаемости, частотная зависимость которой определяется магнитной анизотропией, размагничивающими полями, электропроводностью, структурой, геометрией и технологией изготовления образца.

Для определения материальных параметров в СВЧ диапазоне применяются коаксиальные, волноводные, резонансные методы и методы измерения в свободном пространстве. Эти подходы хорошо разработаны, однако каждый из них имеет ограничения. Коаксиальные методы требуют образцов специальной формы и чувствительны к воздушным зазорам. Волноводные методы позволяют проводить измерения с высокой точностью в рабочем диапазоне основной моды, однако их частотный диапазон ограничен снизу частотой отсечки, а сверху — возбуждением высших мод. Квазиоптические методы удобны для исследования листовых материалов, но в низкочастотной области требуют образцов большого размера. Резонансные методы обладают высокой чувствительностью, однако не позволяют получать непрерывные широкополосные частотные зависимости материальных параметров.

В связи с этим представляет интерес развитие методов измерения в двухсвязных линиях передачи, прежде всего в полосковых и микрополосковых измерительных ячейках. Такие линии позволяют проводить широкополосные измерения и исследовать листовые образцы, поперечные размеры которых в низкочастотной области могут быть существенно меньше длины волны в свободном пространстве. Важным преимуществом полосковых ячеек при исследовании пленочных материалов является возможность размещения пленки непосредственно на исходной подложке без сворачивания или иной механической формовки образца под геометрию измерительного тракта. Это уменьшает влияние механической деформации на свойства пленки и особенно существенно для материалов с выраженной магнитострикцией. Кроме того, полосковые ячейки допускают измерения при частичном заполнении поперечного сечения линии, что снижает требования к форме и количеству исследуемого материала.

Вместе с тем, использование частичного заполнения поперечного сечения линии связано с определенными трудностями. Измерения в полосковых линиях обычно основаны на квази-ТЕМ приближении, предполагающем, что распространяющаяся волна близка к поперечной электромагнитной волне. Точность квази-ТЕМ приближения может снижаться при увеличении толщины образца относительно зазора линии, высоких значениях диэлектрической или магнитной проницаемости материала и несимметричном расположении образца. Дополнительное ограничение связано с возбуждением высших мод.

Определение материальных параметров по измеренным S -параметрам требует предварительной калибровки измерительного тракта для учета систематических погрешностей. Для стандартных коаксиальных и волноводных трактов разработаны типовые калибровочные процедуры и наборы эталонов, тогда как для нестандартных полосковых измерительных ячеек такие наборы, как правило, отсутствуют. При этом особенности конструкции полосковых ячеек создают дополнительные источники погрешности, связанные с отражениями от коаксиально-полосковых переходов, неоднородностями измерительного тракта, паразитными резонансами и неопределенностью положения опорной плоскости относительно образца. Это обуславливает необходимость разработки специальных калибровочных процедур, адаптированных к конкретной измерительной ячейке и, по возможности, реализуемых непосредственно в рабочем измерительном тракте.

Таким образом, дальнейшее развитие полосковых методов измерения может расширить возможности широкополосного исследования листовых, тонкопленочных и периодических структур, особенно в случаях, когда применение традиционных методов затруднено требованиями к форме, размерам или количеству образца.

Цель работы — разработка и обоснование методов определения СВЧ параметров материалов в двухсвязных полосковых линиях передачи с учетом систематических погрешностей измерительного тракта, частичного заполнения поперечного сечения линии и границ применимости квази-ТЕМ приближения, а также применение разработанных методов для экспериментального исследования СВЧ параметров материалов.

Для достижения поставленной цели были решены следующие **задачи**:

1. Исследование границ применимости квази-ТЕМ приближения при определении комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей в полосковых линиях с частичным заполнением поперечного сечения образцом.
2. Разработка методики измерения комплексной магнитной проницаемости тонких магнитных пленок в короткозамкнутой полосковой измерительной ячейке на основе измерения коэффициента отражения (однопортовая методика).

3. Разработка калибровочных процедур, позволяющих уменьшить влияние неоднородностей измерительного тракта и коаксиально-полосковых переходов на результат измерения материальных параметров.

4. Разработка методики измерения комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей композитных образцов в экранированной полосковой линии передачи при частичном заполнении ее поперечного сечения на основе измерения коэффициентов отражения и прохождения (двухпортовая методика).

5. Разработка однопортовой методики определения коэффициента отражения, а также диэлектрической и магнитной проницаемостей листовых материалов и двумерных периодических структур в открытой симметричной полосковой ячейке с использованием образцов существенно меньшего поперечного размера, чем при измерениях в свободном пространстве.

6. Разработка методики определения комплексного импеданса сосредоточенной нагрузки и восстановления коэффициента отражения поляризационно-чувствительной нагруженной периодической структуры по результатам измерений отдельных элементов в открытой симметричной полосковой ячейке.

7. Применение разработанных полосковых методик для экспериментального исследования СВЧ свойств тонких магнитных пленок, многослойных пленочных материалов, магнитоэлектрических композитов и метаматериалов.

Научная новизна работы заключается в разработке и экспериментальном обосновании группы методов определения СВЧ характеристик материалов в полосковых линиях передачи, расширяющих возможности исследования образцов при частичном заполнении поперечного сечения линии. Предложены интегральные параметры, позволяющие количественно оценивать применимость квази-ТЕМ приближения с учетом геометрии, положения и электромагнитных свойств исследуемого образца. Получены зависимости предельной частоты применимости квази-ТЕМ приближения от толщины и электромагнитных параметров образца.

Разработаны однопортовая методика определения комплексной магнитной проницаемости тонких пленок с калибровкой непосредственно в измерительной ячейке и учетом возможного отличия магнитной проницаемости от единицы при максимальном внешнем магнитном поле, а также двухпортовая методика определения комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей композитных материалов с калибровкой по трем эталонным измерениям.

Разработаны две методики на основе открытой симметричной полосковой ячейки: однопортовая двухпозиционная методика определения коэффициента отражения и диэлектрической и магнитной проницаемостей листовых материалов и двумерных

периодических структур и методика определения импеданса сосредоточенной нагрузки и восстановления коэффициента отражения нагруженных периодических структур.

С использованием разработанных методов получены новые экспериментальные результаты: измерен спектр магнитной проницаемости пленки Co толщиной 17 нм, установлена размерная зависимость СВЧ магнитного отклика периодических структур из квадратных элементов ламинированного материала на основе пленок железа, определены эффективные параметры двумерного композита в низкочастотной области СВЧ диапазона.

Достоверность результатов диссертационной работы обеспечивается использованием современных методов СВЧ измерений, электродинамического моделирования и общепринятых способов обработки экспериментальных данных. Обоснованность предложенных методик подтверждается сопоставлением результатов, полученных независимыми способами. Спектры магнитной проницаемости пленок сопоставлены с результатами коаксиальных измерений и расчетами по магнитостатическим параметрам. Для двумерных периодических структур получено согласие комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей с результатами квазиоптических измерений. Для композита выполнено сопоставление результатов полоскового, коаксиального и квазиоптического методов. Для нагруженной периодической структуры восстановленный коэффициент отражения согласуется с непосредственным полноволновым расчетом и квазиоптическим измерением.

Практическая значимость результатов работы состоит в расширении экспериментальных возможностей исследования новых функциональных материалов и периодических структур, для которых применение существующих методов затруднено требованиями к форме, размерам или количеству образца. Разработанная однопортовая методика позволяет определять комплексную магнитную проницаемость тонких магнитных пленок на жестких и гибких подложках в диапазоне частот до 20 ГГц. Методики на основе открытой симметричной полосковой ячейки позволяют исследовать листовые материалы и двумерные периодические структуры с использованием образцов существенно меньшего поперечного размера, чем при измерениях в свободном пространстве. Для периодических структур с сосредоточенными нагрузками разработанная методика позволяет определять комплексный импеданс нагрузки по результатам полосковых измерений отдельных элементов. На основе полученных данных восстанавливается коэффициент отражения периодической структуры.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Предложенные интегральные параметры A_E и A_H , характеризующие относительный вклад продольных компонент электрического и магнитного полей в объеме образца, позволяют количественно оценивать отклонение структуры поля от квази-ТЕМ волны. Предельная частота применимости квази-ТЕМ приближения, определяемая по допустимому расхождению

показателей преломления фундаментальной моды при полноволновом и квази-ТЕМ расчетах, зависит от толщины и электромагнитных параметров образца при заданной геометрии измерительной линии. Полученные зависимости позволяют оценивать верхнюю рабочую частоту для заданных параметров образца.

2. Разработанная однопортовая методика измерения комплексной магнитной проницаемости тонких магнитных пленок и листовых образцов в короткозамкнутой полосковой ячейке с калибровкой по трем положениям подвижного короткозамыкателя позволяет снизить влияние систематических погрешностей измерительного тракта, повысить чувствительность к слабому магнитному отклику и расширить рабочий частотный диапазон, верхняя граница которого в реализованной установке составляет 20 ГГц.

3. Разработанная двухпортовая методика позволяет определять комплексные диэлектрическую и магнитную проницаемости листовых композитных образцов малого размера при частичном заполнении экранированной полосковой линии без придания образцу специальной формы. Калибровка с использованием эталонных образцов, выполняемая непосредственно в рабочей полосковой линии, позволяет учитывать систематические погрешности измерительного тракта.

4. Разработанная однопортовая двухпозиционная методика позволяет определять комплексный коэффициент отражения, комплексные диэлектрическую и магнитную проницаемости листовых материалов, включая двумерные периодические структуры, по двум измерениям, выполненным при различных положениях образца в открытой симметричной полосковой ячейке. Методика позволяет использовать образцы существенно меньшего поперечного размера, чем при измерениях в свободном пространстве.

5. Разработанная методика, основанная на измерениях отдельных элементов нагруженной периодической структуры в открытой симметричной полосковой ячейке, позволяет определять комплексный импеданс сосредоточенной нагрузки и восстанавливать коэффициент отражения периодической структуры.

6. Размер квадратных элементов периодической структуры из ламинированного материала на основе пленок железа определяет положение области магнитных потерь: при уменьшении размера элементов максимум магнитных потерь смещается в область более высоких частот, а в исследованном диапазоне резонансная частота линейно зависит от обратного размера элемента. Наблюдаемая зависимость согласуется с представлением об электродинамическом размерном резонансе, характерная частота которого обратно пропорциональна размеру элемента.

Апробация результатов работы. Основные результаты работы были представлены на 12 российских и международных конференциях и школах в виде стендовых и устных докладов: международный молодежный научный форум «Ломоносов» (Москва, 2019, 2020);

международный научный форум «Новые материалы и перспективные технологии» (Москва, 2021); Samarkand International Symposium on Magnetism «SISM-2023», «SISM-2026» (Uzbekistan, Samarkand, 2023, 2026); Всероссийская научная школа-семинар «Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами» (Саратов, 2024), Ежегодная научная конференция ИТПЭ РАН (Москва, 2021 – 2026).

Результаты диссертационной работы использованы при выполнении гранта Российского научного фонда №25-19-00393 и при проведении научных исследований в рамках подпрограммы 6 Программы фундаментальных научных исследований в Российской Федерации на долгосрочный период (2021–2030 годы) по теме 12.1.

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в 6 статьях, из которых 4 статьи индексируются базами данных Web of Science и Scopus, а также в 17 тезисах докладов на научных конференциях. Получено свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2025689837. Программа предназначена для автоматизированного проведения измерений S -параметров, обработки полученных данных и определения электрофизических параметров исследуемых материалов.

Личный вклад автора. Основные результаты диссертационной работы получены при определяющем личном вкладе автора. Формулировка цели и постановка задач проведены диссертантом совместно с научным руководителем. Автором выполнены разработка измерительных методик, вывод расчетных соотношений, численное электродинамическое моделирование, анализ источников погрешности измерений, проведение СВЧ измерений, обработка экспериментальных данных и обобщение полученных результатов. Автору принадлежит ведущая роль в формулировке положений и основных выводов работы.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы, включающего 102 ссылки. Работа изложена на 127 страницах и содержит 48 рисунков.

Глава 1. Современные методы измерения СВЧ параметров материалов и периодических структур

1.1. Общая классификация методов измерения СВЧ параметров материалов

Для определения комплексных диэлектрической $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$ и магнитной $\mu = \mu' - i\mu''$ проницаемостей материалов в СВЧ диапазоне применяются различные экспериментальные методы. Выбор метода определяется формой и размерами исследуемого образца, ожидаемыми значениями его электромагнитных параметров, уровнем потерь и диапазоном частот, в котором необходимо провести измерения [1, 2]. В зависимости от принципа измерения методы обычно подразделяют на резонансные и нерезонансные [3].

Резонансные методы основаны на измерении изменения собственной частоты и добротности резонатора при внесении исследуемого образца. Их основным преимуществом является высокая чувствительность, обусловленная накоплением электромагнитной энергии в резонаторе. При соответствующем выборе типа колебаний и положения образца возможно раздельное определение его диэлектрических и магнитных свойств. Резонансные методы особенно широко применяются для измерения параметров материалов с малыми потерями [2, 3].

Основным ограничением резонансных методов является то, что измерения проводятся на отдельных резонансных частотах. Кроме того, при использовании метода малых возмущений размеры и электромагнитные параметры образца должны быть такими, чтобы его внесение не вызывало существенного изменения распределения поля в резонаторе. Поэтому резонансные методы менее удобны для получения непрерывных широкополосных зависимостей $\varepsilon(f)$ и $\mu(f)$, необходимых при исследовании магнитных пленок, композитных материалов и радиопоглощающих покрытий.

Нерезонансные методы основаны преимущественно на измерении комплексных коэффициентов отражения и прохождения электромагнитной волны через исследуемый образец. По сравнению с резонансными методами они обычно обладают меньшей чувствительностью, однако позволяют определять частотные зависимости диэлектрической и магнитной проницаемостей в широкой полосе частот [4–6]. Измерения могут проводиться в коаксиальных, волноводных и полосковых линиях передачи, а также в свободном пространстве.

Для одновременного определения двух неизвестных комплексных параметров, ε и μ , необходимо получить две независимые комплексные измеряемые величины. Наиболее распространенным является измерение коэффициентов отражения и прохождения образца. Возможно также использование двух измерений коэффициента отражения при различных условиях на границе образца, например при изменении положения короткозамыкателя [6]. Основные соотношения для обработки результатов таких измерений рассмотрены в разделе 1.5.

Методы измерения СВЧ параметров материалов

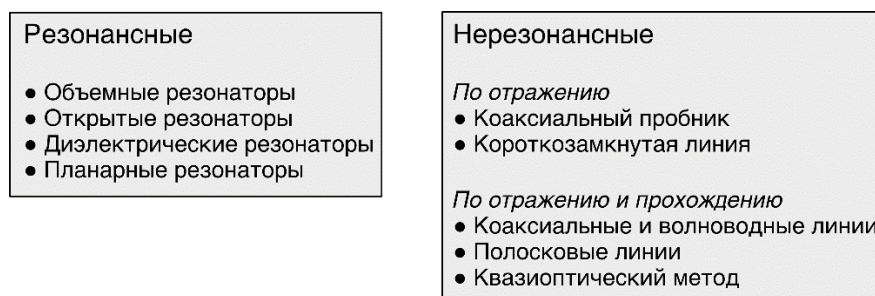


Рисунок 1.1 — Основные методы измерения электромагнитных параметров материалов в СВЧ диапазоне

Отдельную группу составляют индукционные методы, основанные на измерении изменения импеданса катушки при внесении в нее магнитного образца. Такие методы применяются преимущественно в низкочастотном и радиочастотном диапазонах, в частности для исследования магнитных свойств тонких пленок [7–9]. Их верхняя рабочая частота ограничивается паразитной емкостью и собственными резонансами измерительной системы.

В настоящей работе основное внимание уделяется измерениям в линиях передачи. Они позволяют определять широкополосные зависимости комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей и применяются для исследования различных типов материалов. Вместе с тем форма и размеры образца, неоднородности измерительного тракта и особенности распределения электромагнитного поля могут существенно влиять на результаты измерений. Эти обстоятельства необходимо учитывать при выборе измерительной ячейки и способа обработки экспериментальных данных.

1.2. Коаксиальные, волноводные методы и методы измерения в свободном пространстве

Одним из наиболее распространенных способов широкополосного определения комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей является измерение образца в коаксиальной линии. Основная ТЕМ-волна в такой линии не имеет нижней частоты отсечки, что позволяет проводить измерения в широком диапазоне частот. Обычно образец полностью заполняет поперечное сечение линии, а его материальные параметры определяются по измеренным коэффициентам отражения и прохождения методом Николсона–Росса–Уира (НРУ) [4, 5].

Для определения ε и μ могут также использоваться два измерения коэффициента отражения при различных нагрузках, расположенных за образцом. В частности, применяются измерения в короткозамкнутой линии при различных положениях короткозамыкателя относительно образца. Такие схемы представляют интерес при исследовании магнитных материалов, поскольку расположение образца непосредственно у короткозамыкателя

обеспечивает высокую чувствительность к магнитной проницаемости [6, 10]. Основные соотношения для обработки результатов измерений в проходных и короткозамкнутых линиях рассмотрены в разделе 1.5.

Достоинствами коаксиальных измерений являются широкая рабочая полоса, возможность применения стандартных калибровочных процедур и сравнительно простая связь измеряемых S -параметров с материальными параметрами образца. Вместе с тем метод требует изготовления образцов специальной формы. Для объемных материалов обычно используются образцы в виде шайбы с отверстием, а для тонких магнитных пленок, нанесенных на гибкую подложку, возможно изготовление рулонных образцов [11–12].

В последнем случае механическая деформация пленки при сворачивании образца может влиять на ее магнитные свойства вследствие возникновения дополнительных механических напряжений и связанных с ними изменений магнитной анизотропии. Особенно заметно такое влияние для пленок с существенной магнитострикцией [10]. Кроме того, при измерениях в коаксиальной линии необходимо обеспечивать плотное прилегание образца к проводникам. Воздушные зазоры изменяют распределение электромагнитного поля и могут приводить к значительной погрешности определения диэлектрической проницаемости, особенно при ее высоких значениях [13].

Для измерения диэлектрических свойств применяются также коаксиальные пробники с открытым концом. В этом случае определение диэлектрической проницаемости основано на измерении коэффициента отражения от открытого конца линии, находящегося в контакте с исследуемым материалом. Метод удобен для жидкостей и других материалов, для которых изготовление образца заданной формы затруднено. Обработка результатов требует учета неоднородного распределения электромагнитного поля вблизи пробника. Дополнительные погрешности могут быть связаны с состоянием поверхности образца и качеством его контакта с пробником [14].

Другим широко используемым способом являются измерения в прямоугольном волноводе. В отличие от коаксиальной линии, основная волна H_{10} имеет ненулевую частоту отсечки, определяемую поперечными размерами волновода. Верхняя граница одномодового диапазона ограничивается частотой отсечки первой высшей моды. Поэтому для измерений в широкой полосе частот необходимо использовать волноводы различного сечения [1, 15].

При стандартной обработке волноводных измерений предполагается, что образец полностью заполняет поперечное сечение измерительной секции. Это позволяет рассматривать участок с образцом как однородный отрезок волновода и определять его материальные параметры по измеренным S -параметрам. Однако наличие воздушных зазоров между образцом и стенками волновода может существенно влиять на результат. Наиболее заметно влияние

зазоров при определении диэлектрической проницаемости материалов с высокими значениями ϵ' [13]. Существуют также методы измерения образцов, не полностью заполняющих сечение волновода, однако в этом случае требуется более сложный расчет электромагнитного поля [1].

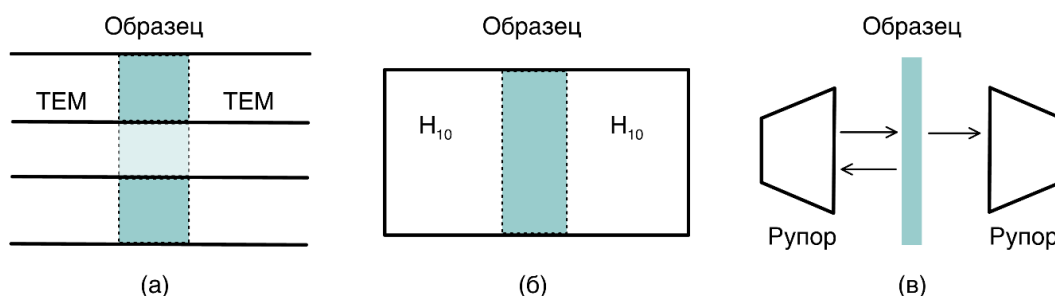


Рисунок 1.2 — Принципиальные схемы измерения электромагнитных параметров материалов: а — в коаксиальной линии, б — в прямоугольном волноводе, в — квазиоптическим методом

Для исследования плоских образцов широко применяется квазиоптический метод измерения в свободном пространстве. В такой измерительной системе используются рупорные антенны, формирующие электромагнитную волну с фронтом, близким к плоскому в области расположения образца. По измеренным комплексным коэффициентам отражения и прохождения определяются диэлектрическая и магнитная проницаемости материала [16, 17].

Квазиоптический метод позволяет проводить измерения листовых материалов, композитов и периодических структур без изготовления образцов специальной формы для размещения в волноводе или коаксиальной линии. При этом отсутствует погрешность, связанная с воздушными зазорами между образцом и проводниками измерительной ячейки. Для снижения влияния неоднородностей измерительного тракта, паразитных отражений и отклонения волнового фронта от плоского применяются специальные калибровочные процедуры, фокусирующие системы и временная селекция сигналов [17, 18].

Основным ограничением квазиоптического метода являются требования к поперечным размерам образца. Для уменьшения влияния дифракции на его краях размеры образца должны быть достаточно велики по сравнению с длиной волны. В низкочастотной области выполнение этого условия затрудняется. При исследовании периодических структур возникает дополнительная необходимость изготовления образца, содержащего достаточно большое число элементов, чтобы уменьшить влияние краевых эффектов [18, 19].

Таким образом, коаксиальные, волноводные и квазиоптические методы позволяют решать широкий круг задач по определению СВЧ параметров материалов, однако каждый из них предъявляет определенные требования к форме и размерам исследуемого образца. Для тонких магнитных пленок, листовых композитных материалов и периодических структур выполнение этих требований может быть затруднено или сопровождаться изменением свойств исследуемого

материала. В таких случаях представляет интерес применение планарных и полосковых линий передачи, особенности которых рассмотрены в следующем разделе.

1.3. Планарные и полосковые линии передачи как измерительные ячейки

Для измерения электромагнитных параметров материалов наряду с коаксиальными и волноводными линиями широко применяются планарные линии передачи. К ним относятся микрополосковые, полосковые, копланарные и другие линии, проводники которых имеют плоскую геометрию [20, 21]. Такие измерительные ячейки особенно удобны для исследования тонких пленок и листовых материалов, поскольку образцы могут использоваться без существенного изменения их исходной формы. Кроме того, в ряде случаев для проведения измерений не требуется полного заполнения поперечного сечения линии исследуемым материалом.

Основные типы планарных линий передачи показаны на рисунке 1.3. В симметричной полосковой линии центральный проводник расположен между двумя внешними проводниками, а в микрополосковой линии — над проводящей плоскостью, обычно отделенной от него диэлектрической подложкой. В копланарной линии центральный проводник и два внешних проводника располагаются в одной плоскости [20].

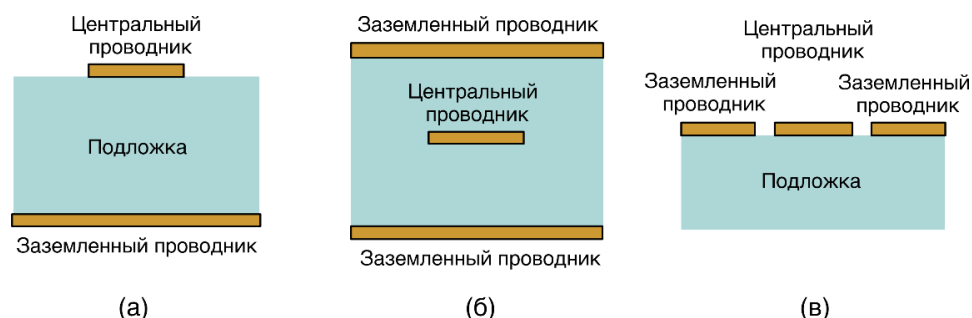


Рисунок 1.3 — Поперечные сечения планарных линий передачи: а — микрополосковой, б — симметричной полосковой, в — копланарной

В полосковой линии при однородном заполнении поперечного сечения основной тип волны является ТЕМ-волной, не имеющей нижней частоты отсечки. Это позволяет использовать такие линии для широкополосных измерений, включая низкочастотную область СВЧ диапазона [22, 23]. В микрополосковых и копланарных линиях поперечное сечение обычно заполнено неоднородно, поскольку часть электромагнитного поля распространяется в диэлектрической подложке, а часть — в воздухе. Поэтому основная волна в общем случае имеет гибридный характер и содержит продольные компоненты электрического и магнитного полей. Однако при достаточно малых поперечных размерах линии по сравнению с длиной волны эти компоненты невелики, что позволяет использовать квази-ТЕМ приближение [20, 24].

Применение планарных линий для определения диэлектрической проницаемости основано на зависимости постоянной распространения и волнового сопротивления от электромагнитных параметров материала, заполняющего поперечное сечение линии. В частности, для исследования тонких диэлектрических пленок применяются микрополосковые измерительные структуры, в которых пленка является частью диэлектрического заполнения. По измеренным S -параметрам таких структур определяют комплексную постоянную распространения, а затем восстанавливают диэлектрическую проницаемость исследуемого материала [25].

Для измерения магнитных свойств тонких пленок широко используются микрополосковые и копланарные линии. В этих конфигурациях высокочастотное магнитное поле имеет составляющую, параллельную плоскости образца, что позволяет возбуждать прецессию намагниченности и исследовать ферромагнитный резонанс [26]. Такие измерения применяются для определения резонансной частоты, ширины линии и параметров затухания. При соответствующей калибровке и использовании расчетной модели возможно также определение комплексной магнитной проницаемости пленки [27, 28].

Особый интерес представляют короткозамкнутые полосковые и микрополосковые измерительные ячейки. Вблизи короткозамыкающей стенки располагается максимум высокочастотного магнитного поля и минимум электрического поля. Это обеспечивает высокую чувствительность к магнитному отклику тонких пленок и позволяет уменьшить влияние их электрической проводимости на измеряемый сигнал [27, 29, 30]. Подобные методы получили широкое распространение при исследовании частотных зависимостей комплексной магнитной проницаемости пленочных материалов [31, 32].

При использовании двухпортовых проходных полосковых линий измеряются коэффициенты отражения и прохождения образца. Наличие двух независимых комплексных измеряемых величин позволяет одновременно определять эффективные диэлектрическую и магнитную проницаемости участка линии, содержащего исследуемый материал. Такой подход был использован, в частности, в работе [22], где предложена широкополосная полосковая измерительная ячейка для совместного определения ϵ и μ . Дальнейшее развитие получили методы измерения образцов, частично заполняющих поперечное сечение полосковой линии [33–35].

Полосковые линии могут применяться и для исследования листовых материалов и периодических структур. В симметричных ячейках образец может располагаться по обе стороны центрального проводника, что позволяет сохранять симметрию заполнения и уменьшать изменение структуры поля, связанное с внесением материала. Для периодических структур при этом могут определяться эффективные электромагнитные параметры, характеризующие

структуру в целом, включая промежутки между ее элементами. Кроме того, измерение отдельных элементов периодических структур позволяет исследовать их частотный отклик без изготовления образцов большого поперечного размера [36, 37].

Вместе с тем применение полосковых измерительных ячеек имеет ряд ограничений. При неполном заполнении поперечного сечения распределение электромагнитного поля зависит не только от свойств образца, но и от его толщины, положения относительно проводников и геометрии самой линии. В результате определяемые по измеренным S -параметрам эффективные величины в общем случае не совпадают с собственными диэлектрической и магнитной проницаемостями материала. Для перехода к материальным параметрам необходимо учитывать распределение поля в частично заполненном поперечном сечении [30, 38, 39].

Другими источниками погрешности являются неоднородности коаксиально-полосковых переходов, паразитные резонансы измерительной ячейки, погрешности ее изготовления и установки образца. При увеличении частоты дополнительное влияние оказывают продольные компоненты электромагнитного поля и возможность возбуждения высших типов волн [23, 32, 39]. Поэтому применение одномодовой модели линии передачи требует оценки границ применимости квази-ТЕМ приближения.

Таким образом, планарные и полосковые линии передачи позволяют проводить широкополосные измерения материалов различной формы и толщины, в том числе при неполном заполнении поперечного сечения. Однако для определения собственных электромагнитных параметров образца необходимо учитывать особенности распределения поля в измерительной линии и систематические погрешности измерительного тракта. Границы применимости квази-ТЕМ приближения рассмотрены в следующем разделе, а способы учета неполного заполнения поперечного сечения — в разделе 1.6.

1.4. Квази-ТЕМ приближение в полосковых линиях

При однородном заполнении поперечного сечения идеальной двухпроводной линии передачи возможно распространение ТЕМ-волны, у которой электрическое и магнитное поля не имеют продольных компонент. В микрополосковых линиях, а также в полосковых линиях с частичным заполнением поперечного сечения диэлектрическими или магнитными материалами, основная волна в общем случае имеет гибридный характер. Однако при малых поперечных размерах линии по сравнению с длиной волны продольные компоненты поля могут быть достаточно малы, что позволяет использовать квази-ТЕМ приближение [20, 40, 41].

В квази-ТЕМ приближении электромагнитное поле описывается преимущественно поперечными компонентами, а распространение волны характеризуется эффективными параметрами линии. Такой подход существенно упрощает расчет постоянной распространения и

волнового сопротивления. Он широко применяется при обработке результатов измерений в микрополосковых и полосковых ячейках, в том числе для определения комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей материалов [22, 30, 33, 39].

Более строгое описание распространения электромагнитных волн в неоднородных полосковых линиях основано на решении электродинамической задачи с учетом всех компонент электрического и магнитного полей. Для этой цели применяются методы спектральной области, интегральные уравнения, методы на основе функций Грина и численные методы решения уравнений Максвелла. В работах [24, 40–42] были получены решения, позволяющие учитывать дисперсию и гибридный характер волн в микрополосковых линиях. Такие методы позволяют рассчитывать структуру поля и постоянные распространения различных мод, однако требуют существенно более сложных вычислений по сравнению с квази-ТЕМ приближением.

При внесении образца, частично заполняющего поперечное сечение линии, распределение электромагнитного поля изменяется. Степень этого изменения зависит от толщины образца, его положения относительно проводников, диэлектрической и магнитной проницаемостей, а также геометрических размеров линии. При увеличении электромагнитной нагрузки образца возрастает вероятность заметного отклонения фундаментальной моды от ТЕМ-волны, вследствие чего использование квази-ТЕМ приближения может приводить к погрешности определения материальных параметров [30, 33, 39].

Дополнительные погрешности могут возникать на границах участка линии, заполненного исследуемым материалом. Даже если внутри этого участка распространение волны достаточно хорошо описывается квази-ТЕМ приближением, на границах раздела неоднородных участков возможно возбуждение высших типов волн. Их вклад в измеряемые S -параметры становится особенно существенным при больших значениях электромагнитных параметров образца и вблизи частот, на которых одномодовое описание измерительной ячейки теряет точность. В работе [33] влияние высших мод было исследовано с использованием метода спектральной области и согласования полей на границах неоднородных участков микрополосковой линии. Было показано, что учет высших мод позволяет уменьшить погрешность определения диэлектрической и магнитной проницаемостей по сравнению с обработкой, основанной только на теории линий передачи.

Отдельного рассмотрения требует связь между эффективными параметрами частично заполненного участка линии и собственными параметрами исследуемого материала. В простейших приближениях эта связь задается постоянным коэффициентом заполнения. Однако при изменении магнитной или диэлектрической проницаемости образца распределение поля в поперечном сечении также изменяется, поэтому коэффициент заполнения в общем случае не остается постоянным. В работе [30] на основе полноволнового моделирования показано, что

связь между эффективной и собственной магнитными проницаемостями пленки зависит как от ее магнитных свойств, так и от геометрии измерительной ячейки. Различные способы учета неполного заполнения поперечного сечения рассматриваются в разделе 1.6.

Следует отметить, что частота возбуждения первой высшей моды не является единственным критерием применимости квази-ТЕМ приближения. Заметное отклонение фундаментальной моды от ТЕМ-волны возможно и на более низких частотах, когда распространение высших мод в однородных участках линии еще отсутствует. При этом границы применимости приближения зависят не только от поперечных размеров измерительной ячейки, но и от свойств и расположения исследуемого материала [33, 35, 39].

Погрешность определения материальных параметров определяется не только точностью квази-ТЕМ описания, но и чувствительностью измеряемых величин к изменению диэлектрической и магнитной проницаемостей. Например, в короткозамкнутой линии расположение образца вблизи короткозамыкающей стенки обеспечивает высокую чувствительность к магнитной проницаемости, но является менее благоприятным для определения диэлектрической проницаемости. Поэтому одна и та же измерительная конфигурация может обеспечивать различную точность определения ϵ и μ [35, 39].

На низких частотах погрешность измерения параметров может определяться преимущественно точностью измерения S -параметров и калибровки измерительного тракта. С увеличением частоты возрастает значение погрешностей, связанных с особенностями распределения поля, возбуждением высших мод и ограничениями используемой расчетной модели. Соотношение этих вкладов зависит от конструкции измерительной ячейки и свойств образца. Поэтому выбор рабочего диапазона не может основываться только на частоте возбуждения высших мод или простом сравнении поперечных размеров линии с длиной волны.

Таким образом, определение границ применимости квази-ТЕМ приближения требует учета геометрии полосковой линии, размеров и электромагнитных параметров образца, а также особенностей используемой процедуры. Для оценки возникающей погрешности необходимо сопоставлять квази-ТЕМ описание с результатами полноволнового расчета. В главе 2 настоящей работы проведено такое сопоставление для различных конфигураций полосковых измерительных линий и получены практические оценки границ применимости квази-ТЕМ приближения.

1.5. Известные методы определения материальных параметров из S -параметров

В нерезонансных методах, основанных на измерениях в линиях передачи, комплексные диэлектрическая и магнитная проницаемости материала определяются по измеренным коэффициентам отражения и прохождения электромагнитной волны. Наиболее

распространенным способом обработки таких измерений является метод Николсона–Росса–Уира, позволяющий определять оба материальных параметра при известной толщине образца [4, 5]. Метод применяется при измерениях в коаксиальных и волноводных линиях, а также в других измерительных системах, для которых возможно использование одномодовой модели распространения волны [6, 22].

В классической постановке рассматривается однородный образец длиной d вдоль направления распространения волны, полностью заполняющий поперечное сечение линии передачи. Предполагается, что в измерительной секции распространяется только основной тип волны, а плоскости отсчета S -параметров совмещены с границами образца. Для взаимного симметричного образца выполняются равенства $S_{11}=S_{22}$ и $S_{21}=S_{12}$. В этом случае для обработки результатов достаточно двух комплексных величин — коэффициента отражения S_{11} и коэффициента прохождения S_{21} .

Введем комплексный коэффициент отражения Γ от границы пустой линии с образцом и множитель прохождения волны через образец P :

$$\Gamma = \frac{Z - 1}{Z + 1}, \quad P = \exp(-\gamma d), \quad (1.1)$$

где Z — волновое сопротивление участка линии с образцом, нормированное на волновое сопротивление пустой линии, γ — комплексная постоянная распространения волны в образце.

С учетом многократных отражений от двух границ образца измеряемые S -параметры могут быть записаны в виде [4, 5]:

$$S_{11} = \frac{\Gamma(1 - P^2)}{1 - \Gamma^2 P^2}, \quad (1.2)$$

$$S_{21} = \frac{P(1 - \Gamma^2)}{1 - \Gamma^2 P^2}. \quad (1.3)$$

Решение этой системы относительно нормированного волнового сопротивления и множителя прохождения позволяет определить характеристики распространения электромагнитной волны в материале. В частности, нормированное волновое сопротивление находится из выражения

$$Z = \pm \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2}}, \quad (1.4)$$

после чего

$$\Gamma = \frac{Z - 1}{Z + 1}, \quad P = \frac{S_{11} + S_{21} - \Gamma}{1 - \Gamma(S_{11} + S_{21})}. \quad (1.5)$$

Для нахождения постоянной распространения используется комплексный логарифм:

$$\gamma = -\frac{1}{d} [\ln|P| + i(\text{Arg } P + 2\pi m)], \quad m \in \mathbb{Z}. \quad (1.6)$$

В случае ТЕМ-волны относительные комплексные диэлектрическая и магнитная проницаемости связаны с нормированным волновым сопротивлением и показателем преломления соотношениями

$$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}, \quad n = \frac{\gamma}{ik_0} = \sqrt{\epsilon\mu}, \quad (1.7)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ — волновое число в свободном пространстве. Отсюда

$$\epsilon = \frac{n}{Z}, \quad \mu = nZ \quad (1.8)$$

Таким образом, метод позволяет определять комплексные диэлектрическую и магнитную проницаемости по двум измеренным S -параметрам. При измерениях в прямоугольном волноводе необходимо дополнительно учитывать дисперсию основной волны и ее частоту отсечки. В этом случае связь постоянной распространения и волнового сопротивления с материальными параметрами отличается от приведенных выражений для ТЕМ-волны [5, 6].

При практическом использовании метода особое значение имеет выбор знака квадратного корня при определении волнового сопротивления и ветви комплексного логарифма при вычислении постоянной распространения. Для пассивного материала решение должно удовлетворять условиям, соответствующим положительному затуханию и физически допустимому волновому сопротивлению. Выбор ветви логарифма может выполняться по непрерывности частотной зависимости показателя преломления с учетом известного низкочастотного предела и дополнительных сведений о материале. Если измерения проводятся в ограниченном частотном диапазоне, правильный выбор ветви не всегда может быть выполнен однозначно только по условию непрерывности [6].

Дополнительные трудности возникают при исследовании материалов с малыми потерями на частотах, соответствующих резонансным условиям прохождения волны через образец. В этих областях небольшие погрешности S -параметров могут приводить к значительным изменениям определенных значений материальных параметров. В работе [43] рассмотрены способы повышения устойчивости определения комплексной диэлектрической проницаемости, а также влияние погрешностей измерения S -параметров, толщины образца и положения плоскостей отсчета.

При измерениях образец обычно расположен между двумя участками пустой линии передачи. Поэтому перед определением материальных параметров необходимо исключить фазовый набег на этих участках и привести S -параметры к границам образца. Если длины пустых участков со стороны первого и второго портов равны соответственно a и b , то при отсутствии дополнительных неоднородностей и согласованных опорных линиях выполняются соотношения:

$$S_{11}^s = S_{11}^m \exp(2\gamma_0 a), \quad (1.9)$$

$$S_{22}^s = S_{22}^m \exp(2\gamma_0 b), \quad (1.10)$$

$$S_{21}^s = S_{21}^m \exp[\gamma_0(a + b)], \quad (1.11)$$

где верхние индексы m и s обозначают соответственно измеренные S -параметры и S -параметры, приведенные к границам образца, а γ_0 — постоянная распространения в пустой линии.

При наличии дополнительных слоев или неоднородностей простого исключения фазового набега может оказаться недостаточно. В таких случаях используются каскадные матрицы, позволяющие последовательно исключать влияние участков измерительной системы, расположенных до и после образца [6].

Наряду с двухпортовыми методами широко применяются однопортовые методы, основанные на измерении комплексного коэффициента отражения от образца, расположенного в короткозамкнутой линии передачи. Их преимущество заключается в возможности выбора положения образца относительно распределения стоячей волны. В частности, непосредственно у короткозамыкателя располагается максимум магнитного поля и минимум электрического поля, что обеспечивает высокую чувствительность к магнитным свойствам электрически тонких образцов [29, 36].

В однопортовой измерительной линии коэффициент отражения связан с нормированным входным импедансом соотношением

$$\Gamma = \frac{Z_{\text{BX}} - 1}{Z_{\text{BX}} + 1}, \quad Z_{\text{BX}} = \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma}. \quad (1.12)$$

Для однородного участка линии длиной d , нагруженного на импеданс Z_L , входной импеданс определяется выражением

$$Z_{\text{BX}} = Z \frac{Z_L + Z \operatorname{th}(\gamma d)}{Z + Z_L \operatorname{th}(\gamma d)}. \quad (1.13)$$

В случае короткого замыкания $Z_L = 0$, поэтому

$$Z_{\text{BX}} = Z \operatorname{th}(\gamma d). \quad (1.14)$$

Для многослойной структуры входной импеданс можно последовательно рассчитывать от последнего слоя к первому с использованием рекуррентного соотношения

$$Z_{\text{BX}}^{j+1} = Z^{j+1} \frac{Z_{\text{BX}}^j + Z^{j+1} \operatorname{th}(\gamma_{j+1} d_{j+1})}{Z^{j+1} + Z_{\text{BX}}^j \operatorname{th}(\gamma_{j+1} d_{j+1})} \quad (1.15)$$

где индексы j и $j+1$ указывают на два соседних слоя структуры (номер слоя возрастает от внутренних слоев к внешним по отношению к падающей электромагнитной волне); $Z^j = \sqrt{\mu_j / \varepsilon_j}$ — характеристический импеданс материала j -го слоя; $\gamma_j = i2\pi\sqrt{\varepsilon_j \mu_j} / \lambda$ — постоянная распространения в j -м слое; $d_j, \varepsilon_j = \varepsilon_j' - i\varepsilon_j''$ и $\mu_j = \mu_j' - i\mu_j''$ — толщина и комплексные

материальные параметры – диэлектрическая и магнитная проницаемости материала j -го слоя, соответственно.

Одно измерение комплексного коэффициента отражения в общем случае не позволяет однозначно определить две неизвестные комплексные величины ϵ и μ . Для их одновременного определения необходимы дополнительные независимые данные. Они могут быть получены путем измерения коэффициента отражения при различных положениях образца относительно короткозамыкающей стенки, использования нескольких образцов различной длины или изменения нагрузки за образцом [6].

При измерениях одного образца в двух положениях первое измерение обычно выполняется при его расположении непосредственно у короткозамыкателя, а второе — на некотором расстоянии от него. Изменение положения образца приводит к изменению распределения электрического и магнитного полей относительно образца. В результате два измеренных коэффициента отражения содержат различную информацию о его диэлектрических и магнитных свойствах. В известном методе двух положений это позволяет определить обе комплексные проницаемости при условии достаточной чувствительности измерений [6].

Для образца, расположенного непосредственно у короткозамыкателя, используется выражение для входного импеданса короткозамкнутого участка линии. При наличии воздушного промежутка между образцом и короткозамыкателем входной импеданс определяется рекуррентным соотношением для двух последовательно расположенных участков — участка с образцом и пустой короткозамкнутой линии. Таким образом, два положения образца дают систему двух комплексных уравнений относительно его электромагнитных параметров. Конкретные рабочие выражения для открытой симметричной полосковой ячейки, использованной в настоящей работе, приведены в разделе 5.2.

Точность однопортового определения диэлектрической и магнитной проницаемостей зависит от положения образца относительно короткозамыкателя и частоты измерения. При расположении образца вблизи короткозамыкающей стенки чувствительность к магнитной проницаемости обычно выше, чем к диэлектрической. При удалении образца от короткозамыкателя чувствительность к диэлектрической проницаемости может возрастать, однако положение максимумов электрического поля изменяется с частотой. Эти особенности необходимо учитывать при выборе положения образца и рабочего диапазона измерений [6, 35].

Приведенные методы основаны на представлении исследуемого участка линии в виде эквивалентной однородной среды с определенными постоянной распространения и волновым сопротивлением. Если материал полностью заполняет поперечное сечение линии, найденные параметры могут быть непосредственно связаны с комплексными диэлектрической и магнитной проницаемостями материала. При неполном заполнении определенные величины характеризуют

совокупность материала образца и незаполненной части поперечного сечения. Для определения собственных параметров материала в этом случае требуется дополнительный расчет распределения поля в измерительной линии.

Таким образом, применение методов определения материальных параметров из S -параметров предполагает использование соответствующей модели распространения волны и корректный учет измерительной геометрии. Для однородного заполнения широко применяется метод Николсона–Росса–Уира, а для однопортовых короткозамкнутых линий используются выражения для входного импеданса и дополнительные измерения, позволяющие определить два комплексных параметра. Особенности перехода от эффективных параметров частично заполненного участка полосковой линии к собственным параметрам исследуемого материала рассмотрены в следующем разделе.

1.6. Учет неполного заполнения поперечного сечения полосковой линии

При измерении электромагнитных параметров материалов в полосковых линиях исследуемый образец обычно заполняет только часть поперечного сечения. В отличие от коаксиальных и волноводных измерений при полном заполнении, в этом случае непосредственно из измеренных S -параметров определяются эффективные диэлектрическая и магнитная проницаемости участка линии, содержащего образец и незаполненное воздушное пространство. Эти величины зависят как от собственных электромагнитных параметров материала, так и от геометрии измерительной ячейки и расположения образца относительно ее проводников.

Для определения собственных параметров материала необходимо установить связь между эффективными параметрами участка линии и диэлектрической и магнитной проницаемостями образца. В литературе для этой цели используются приближенные коэффициенты заполнения, модели плоскостой среды, методы конформных отображений и вариационные методы [30, 31, 38, 39, 44]. Перечисленные подходы различаются способом учета распределения электромагнитного поля и сложностью расчетов.

1.6.1. Способы учета неполного заполнения поперечного сечения

Наиболее простым способом учета неполного заполнения является использование коэффициента заполнения, связывающего эффективную магнитную восприимчивость участка линии с собственной восприимчивостью материала. В частности, для тонкого магнитного слоя такая связь может быть записана в виде [8, 27, 45]:

$$\chi_{\text{мат}} = \frac{K}{t} \chi_{\text{эфф}}, \quad (1.16)$$

где $\chi_{\text{мат}} = \mu_{\text{мат}} - 1$ — собственная магнитная восприимчивость материала, $\chi_{\text{эфф}} = \mu_{\text{эфф}} - 1$ — эффективная магнитная восприимчивость частично заполненного участка линии, t — толщина образца, K — коэффициент заполнения, имеющий размерность длины.

При малой магнитной нагрузке образца коэффициент K может приближенно считаться постоянным для заданной геометрии измерительной ячейки. Его значение определяется расчетным путем либо из измерений образца с известными магнитными параметрами. Однако в общем случае коэффициент заполнения зависит от распределения магнитного поля, которое изменяется при увеличении толщины или магнитной проницаемости образца. Поэтому использование постоянного коэффициента K может приводить к дополнительной погрешности определения магнитной проницаемости [30, 39].

Другим приближенным способом является рассмотрение поперечного сечения линии как плоскостной среды. В простейшей модели предполагается, что магнитное поле равномерно распределено по рассматриваемому промежутку между проводниками и не изменяется вследствие внесения образца. Тогда для принятой геометрии заполнения собственная и эффективная магнитные восприимчивости связаны выражением

$$\chi_{\text{мат}} = \frac{h}{t} \chi_{\text{эфф}}, \quad (1.17)$$

где h — расстояние между проводниками линии.

Это выражение соответствует выбору коэффициента заполнения $K = h$. Оно не требует расчета реального распределения поля, однако не учитывает его неоднородность вблизи краев центрального проводника и перераспределение поля при изменении магнитной проницаемости образца. Поэтому такое приближение применимо лишь при выполнении соответствующих геометрических и физических условий.

Для более точного расчета параметров полосковых линий используются методы конформных отображений, позволяющие определять погонную емкость и волновое сопротивление некоторых планарных структур. Эти методы особенно удобны для поперечных сечений, допускающих аналитическое или приближенное отображение на более простую геометрию. Однако при наличии нескольких слоев с различными электромагнитными параметрами и произвольном расположении образца их применение усложняется [20, 38].

Более общий подход основан на вариационном методе, в котором погонные индуктивность и емкость линии определяются с учетом распределения поля в неоднородно заполненном поперечном сечении. Первые варианты такого расчета были предложены для микрополосковых линий с диэлектрическим заполнением [46, 47]. В дальнейшем метод был распространен на структуры с магнитными подложками с использованием принципа электромагнитной двойственности [48]. Расчет многослойных полосковых структур с

применением вариационных выражений и функций Грина рассмотрен в работах [38, 49]. Этот подход также использовался для определения магнитной проницаемости тонких пленок [44, 50].

В квази-ТЕМ приближении участок линии с неоднородным заполнением характеризуется эффективными диэлектрической и магнитной проницаемостями, которые можно определить через погонные емкость и индуктивность:

$$\mu_{\text{эфф}} = \frac{L}{L_0}, \quad \varepsilon_{\text{эфф}} = \frac{C}{C_0} \quad (1.18)$$

где C и L — погонные емкость и индуктивность линии с образцом, а C_0 и L_0 — соответствующие величины для той же линии без образца, при заполнении воздухом.

Для расчета C и L рассматривается поперечное сечение полосковой линии, состоящее из нескольких слоев с заданными диэлектрическими и магнитными проницаемостями. В слоистой модели границы раздела материалов располагаются параллельно плоскостям проводников. Центральный проводник имеет ширину w , а внешние проводники ограничивают расчетную область. Распространение волны происходит вдоль продольной оси линии.

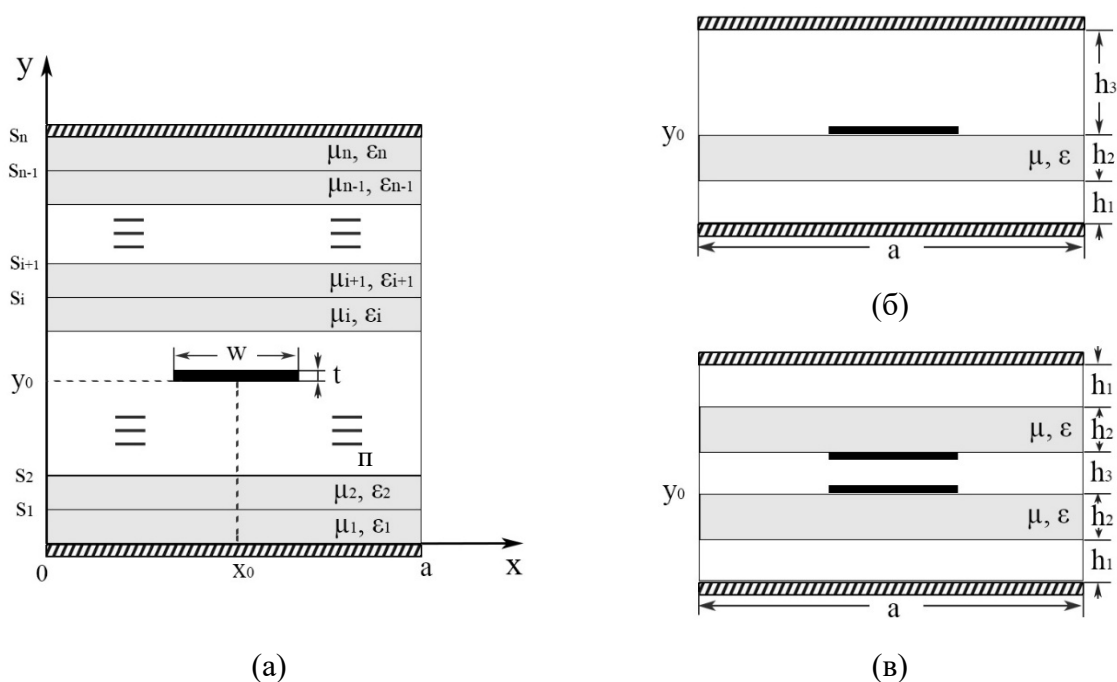


Рисунок 1.4 — Расчетные конфигурации полосковой линии с частичным заполнением поперечного сечения: а — общее многослойное заполнение; б — одностороннее размещение образца; в — симметричное размещение двух образцов

В основе вариационного метода лежит определение электромагнитных параметров линии через функции Грина, учитывающие распределение поля и граничные условия на проводниках и границах раздела материалов. Для расчета погонной индуктивности используется магнитная функция Грина G_m , а для расчета погонной емкости — электрическая функция Грина G_e .

В общем виде вариационные выражения можно записать следующим образом [38, 44]:

$$L = \frac{\iint_S G_m(x, y_0; x_0, y_0) j(x) j(x_0) dx dx_0}{\left(\int_S j(x) dx\right)^2} \quad (1.19)$$

$$C = \frac{\left(\int_S \rho(x) dx\right)^2}{\iint_S G_e(x, y_0; x_0, y_0) \rho(x) \rho(x_0) dx dx_0} \quad (1.20)$$

где $j(x)$ — пробное распределение поверхностной плотности тока, $\rho(x)$ — поверхностной плотности заряда, интегрирование выполняется по ширине проводника. Функции Грина здесь рассматриваются в плоскости расположения центрального проводника, их нормировка соответствует определениям используемых погонных параметров.

Электрическая и магнитная функции Грина определяются из соответствующих квазистатических краевых задач. При этом должны выполняться граничные условия на идеально проводящих стенках линии и условия сопряжения полей на границах слоев с различными электромагнитными параметрами.

В случае экранированной полосковой линии с боковыми идеально проводящими стенками, расположенными при $x = 0$ и $x = a$, функции Грина могут быть представлены в виде рядов по поперечным гармоникам [38, 49]:

$$G_{e,m}(x, y_0; x_0, y_0) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n\pi Y_{e,m}^{(n)}(y_0)} \sin(\beta_n x) \sin(\beta_n x_0) \quad (1.21)$$

где $Y_{e,m}(y_0)$ — адмиттансы в плоскости $y=y_0$, отдельно учитывающие магнитные и диэлектрические проницаемости слоев материала в сечении линии, $\beta_n = n\pi/a$, a — расстояние между боковыми проводящими стенками.

Для расчета адмиттансов слоистая структура представляется в виде эквивалентных поперечных линий передачи. Вклады участков, расположенных выше и ниже плоскости центрального проводника, определяются последовательно с учетом толщин и электромагнитных параметров слоев. Полученные адмиттансы используются при вычислении коэффициентов спектрального разложения функций Грина [38].

Для приближенного определения распределений тока и заряда на центральном проводнике используются пробные функции с неизвестными коэффициентами. Значения коэффициентов выбираются из условия стационарности соответствующих вариационных выражений. В зависимости от симметрии расчетной структуры могут использоваться различные пробные распределения, в том числе учитывающие изменение плотности тока и заряда вблизи краев проводника.

После подстановки пробных функций и спектральных представлений функций Грина в вариационные выражения находятся погонные индуктивность и емкость линии. Аналогичный

расчет для пустой линии, при единичных относительных диэлектрической и магнитной проницаемостях всех слоев, дает значения L_0 и C_0 . Затем по их отношениям определяются эффективные параметры частично заполненного участка линии.

Использование принципа электромагнитной двойственности позволяет проводить расчет как диэлектрического, так и магнитного заполнения. При соответствующем преобразовании материальных параметров задачи для электрического и магнитного заполнения оказываются взаимосвязанными [48]. Такой подход применяется в квази-ТЕМ приближении для структур с идеально проводящими стенками и изотропными слоями, описываемыми скалярными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей.

Полученные вариационным методом эффективные параметры зависят от собственных параметров материала. Поэтому при обработке экспериментальных результатов решается обратная задача: необходимо определить такие значения $\epsilon_{\text{мат}}$ и $\mu_{\text{мат}}$, при которых рассчитанные эффективные параметры совпадают с полученными из измерений. Эта задача может быть представлена системой

$$\frac{C(\epsilon_{\text{мат}})}{C_0} = \epsilon_{\text{эфф}}^{\text{изм}}, \quad \frac{L(\mu_{\text{мат}})}{L_0} = \mu_{\text{эфф}}^{\text{изм}}, \quad (1.22)$$

где $\epsilon_{\text{эфф}}^{\text{изм}}$ и $\mu_{\text{эфф}}^{\text{изм}}$ — эффективные параметры участка линии, определенные по измеренным S -параметрам.

Для решения задачи используются итерационные численные процедуры. При заданных пробных значениях собственных проницаемостей рассчитываются погонные емкость и индуктивность линии, после чего полученные эффективные параметры сравниваются с экспериментальными. Значения собственных проницаемостей изменяются до достижения заданной точности согласования расчетных и измеренных параметров. Такая процедура может применяться отдельно к диэлектрической и магнитной проницаемостям либо совместно — в зависимости от исследуемого материала и принятой расчетной модели.

Таким образом, вариационный метод позволяет учитывать изменение распределения электромагнитного поля при неполном заполнении поперечного сечения и определять собственные диэлектрическую и магнитную проницаемости исследуемого материала по эффективным параметрам участка линии. В отличие от упрощенных приближений с постоянным коэффициентом заполнения, связь между эффективными и собственными параметрами в данном случае определяется расчетом поля для конкретной геометрии и свойств образца.

Вместе с тем вариационный метод основан на квазистатическом описании поперечного распределения поля и сам по себе не учитывает погрешности, связанные с продольными компонентами поля и возбуждением высших типов волн. Поэтому его применение не устраняет необходимость отдельной оценки границ применимости квази-ТЕМ приближения.

1.6.2. Сравнение способов учета неполного заполнения поперечного сечения

Для оценки погрешности, возникающей при использовании упрощенных способов учета неполного заполнения полосковой линии, проведено их сравнение с вариационным методом. Рассматривалась полосковая ячейка с шириной центрального проводника $w = 5$ мм и расстоянием между проводниками $h = 1$ мм. Расчет выполнялся для магнитного образца при тангенсе магнитных потерь $\tan \delta_\mu = 0,1$.

В качестве параметра, характеризующего магнитную нагрузку образца, использовалось произведение $\chi't$, где $\chi' = \mu' - 1$ — действительная часть магнитной восприимчивости материала, t — толщина образца. Такое представление позволяет сопоставлять влияние магнитной проницаемости и толщины образца на эффективные параметры линии.

Вариационным методом рассчитывалась эффективная магнитная проницаемость частично заполненного участка линии. Затем по известным значениям собственной и эффективной магнитных восприимчивостей определялся эквивалентный коэффициент заполнения K , соответствующий соотношению, приведенному в подразделе 1.6.1. Полученное значение коэффициента сравнивалось с постоянным коэффициентом K_0 , определенным в пределе малой магнитной нагрузки, и с плоскостойким приближением $K = h$.

На рисунке 1.5 представлены зависимости действительной и мнимой частей коэффициента K , полученного вариационным методом, а также относительной погрешности определения магнитной проницаемости при использовании двух упрощенных приближений.

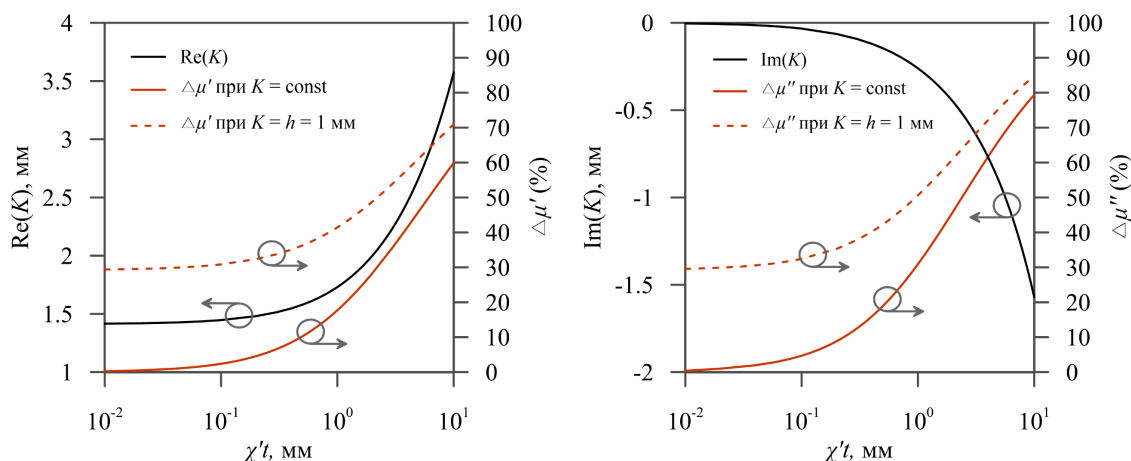


Рисунок 1.5 — Зависимости коэффициента заполнения и погрешности определения магнитной проницаемости от магнитной нагрузки образца

Из приведенных зависимостей видно, что коэффициент заполнения не остается постоянным при увеличении магнитной нагрузки образца. При малых значениях $\chi't$ его действительная часть близка к постоянному значению K_0 , а мнимая часть мала. По мере увеличения магнитной нагрузки действительная часть коэффициента возрастает, а мнимая

становится заметной. Это связано с изменением распределения электромагнитного поля в поперечном сечении линии при увеличении магнитной проницаемости образца.

Использование постоянного коэффициента заполнения позволяет получить достаточно близкие к вариационному расчету значения магнитной проницаемости только в области малой магнитной нагрузки. При ее увеличении расхождение возрастает как для действительной, так и для мнимой части магнитной проницаемости. Следовательно, коэффициент заполнения, определенный для образца со слабым магнитным откликом, в общем случае не может без дополнительной проверки использоваться для обработки измерений материалов с существенно большей проницаемостью или толщиной.

Для плоскостойкого приближения $K = h$ расхождение с вариационным расчетом наблюдается уже при малой магнитной нагрузке. Это объясняется тем, что данное приближение не учитывает неоднородность распределения магнитного поля по ширине полосковой линии. Для рассмотренной геометрии его применение приводит к большей погрешности определения магнитной проницаемости по сравнению с использованием постоянного коэффициента K_0 .

Проведенное сравнение показывает, что применение упрощенных коэффициентов заполнения оправдано лишь в ограниченной области геометрических и магнитных параметров образца. При исследовании материалов с более высокой магнитной нагрузкой необходимо учитывать изменение распределения поля, от которого зависит связь между собственной и эффективной магнитными проницаемостями.

По результатам сравнения для дальнейшей обработки измерений в настоящей работе выбран вариационный метод. В отличие от рассмотренных упрощенных приближений он позволяет рассчитывать эффективные параметры для заданной геометрии линии и текущего значения магнитной проницаемости материала, не предполагая постоянства коэффициента заполнения.

1.7. Калибровочные процедуры в СВЧ измерениях

Точность определения электромагнитных параметров материалов зависит не только от используемой расчетной модели, но и от качества калибровки измерительного тракта. Векторный анализатор цепей измеряет S -параметры относительно заданных плоскостей отсчета, тогда как для определения параметров материала необходимо знать коэффициенты отражения и прохождения непосредственно участка линии, содержащего исследуемый образец. Поэтому при обработке результатов требуется учитывать влияние соединительных кабелей, разъемов, коаксиально-полосковых переходов и других неоднородностей измерительной системы [34, 51].

Основными систематическими погрешностями векторного анализатора цепей являются погрешности направленности, согласования портов и передачи сигналов по измерительным

каналам. Для их учета используются калибровочные процедуры, основанные на измерении эталонных нагрузок или участков линии с известными характеристиками. В коаксиальных измерительных трактах широко применяются процедуры SOLT (Short–Open–Load–Thru), TRL (Thru–Reflect–Line) и их модификации [52–54].

Процедура SOLT предполагает использование короткого замыкания, холостого хода, согласованной нагрузки и проходного соединения. В методе TRL используются проходное соединение, отражающий эталон и отрезок линии передачи известной электрической длины. Последний подход особенно удобен для измерительных систем, в которых трудно реализовать согласованную нагрузку с достаточно малым коэффициентом отражения. Основы метода TRL рассмотрены в работе [52], а использование нескольких отрезков линий различной длины для расширения диапазона и повышения точности калибровки — в работе [55].

При проведении однопортовых измерений достаточно определить три комплексных коэффициента, описывающих систематические погрешности измерительного порта. В рамках однопортовой модели связь между измеренным коэффициентом отражения $\Gamma_{\text{изм}}$ и действительным коэффициентом отражения Γ может быть записана в виде [56]:

$$\Gamma_{\text{изм}} = E_{DF} + \frac{E_{RF}\Gamma}{1 - E_{SF}\Gamma}, \quad (1.23)$$

где E_{DF} , E_{SF} и E_{RF} — коэффициенты ошибок, соответствующие направленности, согласованию источника и передаче отраженного сигнала.

Для определения E_{DF} , E_{SF} и E_{RF} необходимо выполнить измерения не менее трех эталонов с известными и различными коэффициентами отражения. В стандартной однопортовой калибровке используются короткое замыкание, холостой ход и согласованная нагрузка. После определения коэффициентов ошибок действительный коэффициент отражения вычисляется из обратного соотношения:

$$\Gamma = \frac{\Gamma_{\text{изм}} - E_{DF}}{E_{RF} + E_{SF}(\Gamma_{\text{изм}} - E_{DF})}. \quad (1.24)$$

Для коаксиальных линий стандартные калибровочные нагрузки общедоступны. Однако при использовании полосковых и микрополосковых измерительных ячеек непосредственное применение аналогичных эталонов затруднено. В частности, изготовление полосковых эталонов холостого хода и согласованной нагрузки требует учета распределенных параметров линии, ее волнового сопротивления и паразитных неоднородностей. Кроме того, при подключении отдельных эталонных секций не всегда удается обеспечить полную воспроизводимость коаксиально-полосковых переходов.

Одним из способов уменьшения влияния неоднородностей измерительного тракта является использование расчетной или экспериментальной модели пустой измерительной

ячейки. В частности, в известных методах определения магнитной проницаемости тонких пленок применяются эквивалентные электрические схемы, позволяющие учитывать паразитные емкости и индуктивности измерительного тракта и отделять отклик образца от собственного отклика ячейки [29, 39]. Такой подход удобен в тех случаях, когда измерительная система может быть описана относительно небольшим числом сосредоточенных элементов. При увеличении частоты необходимо учитывать распределенный характер неоднородностей, частотную зависимость параметров схемы и возможное возникновение паразитных резонансов. Поэтому точность такого описания зависит от принятой модели и частотного диапазона, в котором подтверждена ее применимость.

Другой подход основан на использовании эталонных образцов с известными электромагнитными параметрами. В работе [36] для коррекции измеренного коэффициента отражения используется дополнительное измерение эталонного образца. В дальнейшем предложена калибровочная процедура с двумя дополняющими друг друга эталонами, позволяющая учитывать неоднородности короткозамкнутой полосковой ячейки [57]. При использовании материальных эталонов необходимо достаточно точно знать их электромагнитные параметры и обеспечивать воспроизводимость установки образцов. Дополнительная погрешность может возникать вследствие различий в геометрии эталонов и исследуемого материала.

Для короткозамкнутых полосковых ячеек альтернативой является калибровка по нескольким положениям короткозамыкающего элемента. В этом случае вместо эталонов с различными типами нагрузки используется одно короткое замыкание, последовательно устанавливаемое на различных расстояниях от выбранной плоскости отсчета. Применение трех положений короткого замыкания для определения характеристик коаксиально-полосковых переходов двухпортовой конфигурации рассмотрено в работе [23].

В однопортовой конфигурации три известных положения короткого замыкания могут непосредственно использоваться для определения коэффициентов однопортовой модели систематических погрешностей измерительного порта. Ее конкретная реализация в короткозамкнутой полосковой ячейке рассматривается в главе 3.

Для идеального короткого замыкания, расположенного на расстоянии l_i от плоскости отсчета, коэффициент отражения равен

$$\Gamma_i = -\exp(-2i\beta l_n), \quad n = 1, 2, 3, \quad (1.25)$$

где l_n — расстояние от плоскости отсчета до короткозамыкающей стенки, β — фазовая постоянная основной волны пустой линии. Для воздушного участка полосковой линии с пренебрежимо малыми потерями и ТЕМ-структурой поля $\beta = k_0 = 2\pi/\lambda_0$.

Таким образом, три различных положения короткозамыкателя формируют три калибровочных эталона, коэффициенты отражения которых могут быть рассчитаны по известным смещениям. По результатам их измерения определяются коэффициенты E_{DF} , E_{SF} и E_{RF} , после чего выполняется коррекция измеренного коэффициента отражения образца.

При выборе положений короткозамыкателя необходимо учитывать частотную зависимость фазовых сдвигов. Если расстояние между двумя положениями соответствует целому числу половин длин волн в линии, их коэффициенты отражения совпадают. В этом случае калибровка становится плохо обусловленной, поскольку коэффициенты отражения двух эталонов практически совпадают. В низкочастотной области подобная проблема возникает также при слишком малом фазовом различии между эталонами.

Для обеспечения калибровки в широкой полосе частот могут использоваться несколько наборов смещений короткозамыкающей стенки. Более длинные смещения позволяют получить достаточное разделение фаз в низкочастотной области, а более короткие — избежать совпадения коэффициентов отражения эталонов на высоких частотах. При этом требуется учитывать реальные потери в линии, точность установки короткозамыкателя и воспроизводимость его электрического контакта с проводниками.

Преимущество калибровки по смещенным коротким замыканиям состоит в возможности выполнить ее непосредственно в рабочей измерительной ячейке. При перемещении короткозамыкающей стенки коаксиально-полосковый переход и подводящий участок остаются неизменными, что позволяет учитывать их влияние без изготовления отдельных полосковых калибровочных стандартов. Такой подход используется в однопортовых измерительных ячейках, рассматриваемых в главах 3 и 5.

Калибровка двухпортовых полосковых измерительных линий требует учета систематических погрешностей со стороны обоих портов. Для описания таких погрешностей используются модели ВАЦ с набором комплексных поправочных коэффициентов, а также представление измерительного тракта в виде каскадного соединения четырехполюсников. Последний подход особенно удобен при наличии коаксиально-полосковых переходов и подводящих участков линии, характеристики которых необходимо исключить из измеренных S -параметров [58].

В таком представлении измерительная система рассматривается как последовательное соединение входного переходного участка, исследуемого четырехполюсника и выходного переходного участка. При использовании цепных матриц соответствующее соотношение записывается в виде

$$\mathbf{T}_m = \mathbf{E}_A \cdot \mathbf{T}_x \cdot \mathbf{E}_B, \quad (1.26)$$

где $\mathbf{T}_m$ — измеренная каскадная матрица, $\mathbf{T}_x$ — истинная каскадная матрица, а $\mathbf{E}_A$ и $\mathbf{E}_B$ — матрицы ошибок, описывающие неоднородности со стороны первого и второго портов.

Если матрицы $\mathbf{E}_A$ и $\mathbf{E}_B$ известны, параметры исследуемого участка могут быть определены из выражения

$$\mathbf{T}_x = \mathbf{E}_A^{-1} \cdot \mathbf{T}_m \cdot \mathbf{E}_B^{-1}, \quad (1.27)$$

Для определения характеристик переходных участков используются измерения различных эталонов. В зависимости от выбранной процедуры такими эталонами могут служить проходное соединение, отрезки линии передачи различной длины, отражающие нагрузки или известные четырехполюсники. При этом набор эталонов должен обеспечивать возможность определения неизвестных коэффициентов ошибок и достаточную обусловленность задачи во всем рабочем диапазоне частот.

Известные двухпортовые калибровочные процедуры могут требовать изготовления отдельных эталонных секций или изменения конфигурации измерительной линии [51, 59, 60]. Для экспериментальных ячеек, конструкция которых должна сохраняться при смене образцов, это создает дополнительные трудности, связанные с повторяемостью механических соединений и положением центрального проводника. Поэтому представляет интерес использование эталонов, которые могут быть реализованы непосредственно в одной измерительной линии.

В последние годы предложен ряд калибровочных процедур, предназначенных непосредственно для полосковых измерительных линий. В работе [34] рассмотрена широкополосная двухпортовая полосковая ячейка для определения комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей композитных материалов. Для исключения влияния коаксиально-полосковых переходов использовались семь измерений при различных положениях короткозамыкающего элемента, а также измерение S -параметров пустой проходной линии. Увеличение числа положений короткого замыкания позволило снизить чувствительность процедуры к ухудшению обусловленности на отдельных частотах.

Другой подход рассмотрен в работе [51], где для полосковой измерительной линии предложена процедура Object–Reflect–Line (ORL). В отличие от традиционной TRL-калибровки, вместо проходного эталона используется образец с известными электромагнитными параметрами. При этом сохраняется необходимость измерений с отражающим эталоном Reflect и эталонной линией Line, то есть заменяется только один из трех типов эталонов. Такой подход позволяет отказаться от изготовления отдельного проходного соединения, однако не исключает дополнительных калибровочных измерений.

Альтернативой дополнительной калибровке непосредственно в измерительной ячейке может служить временная селекция сигналов, позволяющая уменьшить влияние переходных участков и паразитных отражений. В работе [61] такой подход применен при определении

диэлектрической проницаемости в микрополосковой линии. Временная селекция позволяет выделить отклик исследуемого участка и уменьшить влияние отражений от неоднородностей измерительной системы без выполнения отдельной TRL-калибровки внутри ячейки. Однако применимость такого способа зависит от возможности разделения полезного и паразитных сигналов во временной области, что определяется электрической длиной измерительного тракта и полосой частот измерения.

Таким образом, для полосковых и других планарных измерительных линий применяются различные способы учета систематических погрешностей: калибровка по смещенным коротким замыканиям, использование эталонных материалов, модификации TRL и исключение влияния переходных участков при помощи временной селекции. Выбор процедуры определяется конструкцией измерительной линии, доступностью необходимых эталонов и точностью, с которой известны их характеристики.

Для двухпортовых полосковых ячеек особое значение имеют процедуры, позволяющие выполнять калибровку без изменения коаксиально-полосковых переходов и подводящих участков при смене эталонов. В главе 4 настоящей работы рассматривается калибровочная процедура, основанная на трех эталонных измерениях непосредственно в экранированной полосковой линии. В качестве эталонов используются образцы с известными электромагнитными параметрами, а также пустая измерительная линия. Подробное математическое описание процедуры и результаты ее проверки приведены в главе 4.

1.8. Методы измерения тонких магнитных пленок

Широкополосное измерение комплексной магнитной проницаемости тонких магнитных пленок необходимо как для исследования динамики намагниченности, так и для разработки СВЧ устройств на основе пленочных магнитных материалов. Такие пленки применяются в индуктивных элементах, фильтрах, экранах и устройствах подавления электромагнитных помех. Их рабочие характеристики определяются не только положением резонансной частоты, но и частотными зависимостями действительной и мнимой частей магнитной проницаемости. Поэтому для практических применений важно иметь возможность определять комплексную магнитную проницаемость в широкой полосе частот [9, 62].

Методы СВЧ исследования тонких магнитных пленок можно условно разделить на методы спектроскопии ферромагнитного резонанса и методы определения комплексной магнитной проницаемости. В первом случае основное внимание уделяется резонансной частоте, ширине линии поглощения и параметрам затухания прецессии намагниченности. Во втором случае определяется комплексная функция $\mu(f)$, необходимая, в частности, для расчета электродинамических характеристик устройств с магнитными материалами. При этом некоторые

широкополосные методы позволяют одновременно исследовать ферромагнитный резонанс и определять спектры магнитной проницаемости [26, 62].

Для широкополосного измерения магнитной проницаемости тонких пленок применяются катушечные, коаксиальные и планарные методы [8, 9, 27, 45]. Катушечные методы основаны на измерении изменения импеданса или индуцированной ЭДС при внесении магнитного образца. Они позволяют исследовать образцы малого объема, однако при повышении частоты возрастающее влияние паразитной емкости, индуктивности соединений и собственных резонансов измерительной системы затрудняет определение магнитной проницаемости. Различные реализации индукционных методов и их частотные ограничения рассмотрены в работе [62].

Коаксиальные методы позволяют получать широкополосные спектры комплексной магнитной проницаемости, но требуют специальной подготовки образцов. Для пленок на гибкой подложке возможно изготовление рулонных образцов, заполняющих пространство между проводниками коаксиальной линии [10, 11]. При этом сворачивание пленки может сопровождаться появлением механических напряжений, изменяющих магнитную анизотропию и частотные зависимости магнитной проницаемости. Особенно существенным этот эффект может быть для материалов с заметной магнитострикцией. Для пленок на жестких подложках изготовление образцов необходимой формы также представляет значительные трудности.

Планарные линии передачи позволяют проводить измерения тонких пленок без изменения их плоской формы. Наиболее распространены микрополосковые и копланарные измерительные структуры. В таких ячейках СВЧ магнитное поле имеет составляющую, параллельную плоскости пленки, что позволяет исследовать динамику намагниченности при различных направлениях внешнего постоянного магнитного поля [26].

Особое распространение получили методы измерения комплексной магнитной проницаемости с использованием короткозамкнутой микрополосковой линии. При размещении образца вблизи короткозамыкающей стенки обеспечивается высокая чувствительность к магнитному отклику пленки благодаря максимуму высокочастотного магнитного поля. В работе [27] рассмотрено определение комплексной магнитной проницаемости тонких пленок по измерению коэффициента отражения короткозамкнутой микрополосковой линии.

В работе [63] предложена экранированная короткозамкнутая микрополосковая ячейка для измерения магнитных пленок размером 5×5 мм в диапазоне частот от 0,1 до 10 ГГц. Обработка выполнялась по разности коэффициентов отражения, полученных в различных состояниях намагниченности пленки, с дополнительным учетом влияния диэлектрической подложки. В работе также рассмотрены условия применимости приближения сосредоточенных параметров при определении магнитной проницаемости.

Дальнейшее расширение рабочего диапазона короткозамкнутых микрополосковых ячеек рассмотрено в работе [32]. Показано, что при повышении частоты существенное влияние на результаты оказывают паразитные резонансы, связанные с размерами образца и измерительной ячейки, а также с изменением волнового сопротивления участка линии с образцом. Оптимизация размеров центрального проводника, длины образца и толщины подложки позволила расширить диапазон корректных измерений по меньшей мере до 20 ГГц. При этом чрезмерное уменьшение размеров образца приводит к снижению уровня полезного сигнала, что ограничивает возможности дальнейшего повышения верхней рабочей частоты.

Для измерения магнитной проницаемости тонких пленок применяются также копланарные линии. В работе [28] предложена короткозамкнутая копланарная измерительная ячейка и выполнено сравнение полученных спектров с результатами измерений того же образца в короткозамкнутой микрополосковой линии. Отмечено, что особенности распределения высокочастотного магнитного поля в копланарной геометрии могут влиять на форму определенных спектров, поэтому при обработке необходимо учитывать конструкцию измерительной ячейки.

Развитие получили и методы с использованием миниатюрных измерительных ячеек, в том числе выполненных на гибких подложках. В работе [64] рассмотрено измерение магнитной проницаемости тонких пленок с помощью гибкой микрополосковой ячейки в диапазоне, распространяющемся на миллиметровые волны. В работе [65] предложена процедура одновременного определения комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей с использованием гибкой микрополосковой ячейки в диапазоне до 67 ГГц. Эти результаты показывают возможности планарных измерительных структур при работе в высокочастотной области, хотя точность определения параметров зависит от конструкции измерительной ячейки, условий ее контакта с образцом и используемой расчетной модели.

При измерении тонких магнитных пленок одним из основных затруднений является малая величина их вклада в общий отклик измерительной ячейки. Поэтому точность измерения магнитной проницаемости зависит не только от чувствительности выбранной конфигурации, но и от уровня паразитных отражений, воспроизводимости положения образца и качества калибровки. В известных методах для уменьшения этих погрешностей используются оптимизация геометрии измерительной линии, коррекция характеристик переходных участков и сопоставление откликов пленки при различных значениях внешнего постоянного магнитного поля [27, 29, 32].

При использовании измерений в сильном постоянном магнитном поле обычно предполагается, что динамический магнитный отклик пленки значительно уменьшается. Это позволяет использовать состояние насыщения в качестве опорного при выделении магнитного

вклада из измеренного коэффициента отражения. Однако даже в насыщающем поле магнитная проницаемость пленки может отличаться от единицы. Если такое отличие не учитывается, часть остаточного магнитного отклика может быть ошибочно отнесена к другим параметрам измерительной модели. Значимость этого обстоятельства зависит от магнитных свойств исследуемого материала и величины приложенного поля.

Еще одна трудность связана с тем, что измеряемый коэффициент отражения определяется эффективными параметрами участка линии, содержащего не только пленку, но и ее подложку, а также незаполненную часть поперечного сечения. Для определения собственной магнитной проницаемости необходимо учитывать геометрию размещения образца и распределение магнитного поля. В известных методах для этого применяются приближенные коэффициенты заполнения, электродинамические модели и численные расчеты [30, 39]. Как показано в разделе 1.6, использование постоянного коэффициента заполнения может приводить к дополнительной погрешности при увеличении магнитной нагрузки образца.

Таким образом, при разработке полосковых методов измерения тонких магнитных пленок необходимо учитывать чувствительность к магнитному отклику образца, точность калибровки, влияние подложки и ограничения расчетной модели. В настоящей работе рассматривается однопортовая короткозамкнутая полосковая ячейка, в которой калибровка выполняется непосредственно в измерительном тракте с использованием подвижного короткозамыкателя. Для уменьшения погрешностей дополнительно учитываются изменения фоновой отклика при приложении внешнего постоянного магнитного поля и остаточная магнитная проницаемость пленки в состоянии насыщения. Описание метода и результаты его экспериментальной проверки приведены в главе 3.

1.9. Методы измерения композитных материалов и периодических структур

При исследовании композитных магнитодиэлектрических материалов в СВЧ диапазоне часто требуется одновременно определять комплексные диэлектрическую и магнитную проницаемости. В отличие от тонких магнитных пленок, для которых основным исследуемым параметром обычно является магнитная проницаемость, электромагнитные свойства композитных материалов могут определяться как электрическим, так и магнитным откликом. Поэтому измерительная система должна обеспечивать возможность определения обоих материальных параметров в необходимом диапазоне частот.

Для широкополосного измерения композитных материалов применяются коаксиальные и волноводные методы, основанные на измерении коэффициентов отражения и прохождения электромагнитной волны [2, 4, 5]. Их использование предполагает изготовление образца, соответствующего поперечному сечению измерительной линии. Для листовых композитов,

особенно содержащих ориентированные включения или неоднородные по толщине слои, такая подготовка не всегда возможна без изменения исходной структуры материала. Кроме того, воздушные зазоры между образцом и проводниками могут приводить к дополнительной погрешности определения материальных параметров [13].

Для исследования образцов, сохраняющих плоскую форму, представляют интерес полосковые измерительные линии. В работе [22] предложена двухпортовая полосковая ячейка для широкополосного измерения комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей. Использование коэффициентов отражения и прохождения позволяет получать две независимые комплексные измеряемые величины, необходимые для определения материальных параметров. Возможности применения полосковых линий для исследования искусственных и композитных материалов рассматривались также в работах [34, 66–69].

При неполном заполнении поперечного сечения полосковой линии непосредственно по измеренным S -параметрам определяются эффективные параметры участка, содержащего как исследуемый материал, так и незаполненную часть измерительной ячейки. Для перехода к собственной диэлектрической и магнитной проницаемостям необходимо учитывать распределение поля и геометрию расположения образца. Для решения этой задачи применяются приближенные коэффициенты заполнения, вариационные методы и численный расчет электромагнитного поля [30, 33, 38]. Основные способы такого пересчета рассмотрены в разделе 1.6.

При использовании проходной полосковой линии для измерения композитных образцов необходимо также учитывать границы применимости квази-ТЕМ приближения. С увеличением толщины образца и его электромагнитных параметров возможно возрастание продольных компонент поля, а на неоднородностях, связанных с границами участка заполнения, — возбуждение высших типов волн. В результате повышение частоты может сопровождаться увеличением погрешности определения диэлектрической и магнитной проницаемостей [33, 35, 39].

Таким образом, для исследования композитных материалов в двухпортовой полосковой линии существенное значение имеют две задачи: определение материальных параметров с учетом частичного заполнения поперечного сечения и исключение систематических погрешностей измерительного тракта. В главе 4 рассматривается их решение с использованием экранированной двухпортовой полосковой ячейки и калибровочной процедуры по трем эталонным измерениям, выполняемым непосредственно в рабочей измерительной линии.

Отдельную группу исследуемых объектов составляют листовые материалы с периодической структурой. Их электромагнитные характеристики зависят не только от свойств материала отдельных элементов, но и от геометрии, периода структуры и взаимодействия

соседних элементов. При этом в зависимости от задачи могут определяться эффективные диэлектрическая и магнитная проницаемости, коэффициенты отражения и прохождения или поверхностный импеданс структуры [19, 70].

Эффективные параметры периодических структур могут определяться по измеренным коэффициентам отражения и прохождения с использованием модели эквивалентной однородной среды. В работе [70] рассмотрено определение эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей искусственных материалов по их S -параметрам. Однако при интерпретации полученных величин необходимо учитывать условия применимости такого описания. Для образцов с конечным числом периодов на результат могут влиять граничные эффекты, а для резонансных структур — пространственная дисперсия и особенности взаимодействия отдельных элементов [19, 71].

Для исследования двумерных периодических структур широко используется квазиоптический метод. В такой измерительной системе непосредственно определяются комплексные коэффициенты отражения и прохождения образца при заданной поляризации падающей электромагнитной волны. Примеры его применения для исследования искусственных материалов приведены в работах [72–74]. Основным ограничением метода является необходимость изготовления образца достаточно большого поперечного размера. При малом числе периодов краевые эффекты могут существенно влиять на измеренный отклик, особенно вблизи резонансных частот.

Для измерения периодических структур меньшего размера применяются плоскопараллельные волноводы, в которых между проводящими пластинами распространяется ТЕМ-волна. Такие измерительные системы позволяют задать определенную ориентацию электрического и магнитного полей и уменьшить требуемое число элементов образца по сравнению с квазиоптическими измерениями [75–77]. Вместе с тем конечная ширина пластин и наличие боковых границ могут приводить к появлению краевых полей и нежелательных типов волн. Поэтому в ряде конструкций применяются специальные боковые граничные структуры, позволяющие уменьшить влияние этих эффектов [78].

Для исследования периодических материалов используются также полосковые и микрополосковые линии передачи. В работе [66] рассмотрено широкополосное определение характеристик искусственных магнитных материалов с использованием микрополосковой линии. В работе [79] предложена полосковая измерительная ячейка для определения электромагнитных параметров искусственных материалов. В работе [68] исследовалась полосковая линия с регулируемым расстоянием между внешними проводниками. Было показано, что при интерпретации результатов необходимо учитывать число элементов образца и их электромагнитное взаимодействие.

Использование полосковых линий представляет интерес для измерения двумерных периодических композитов, поскольку позволяет уменьшить поперечные размеры исследуемого образца. Вместе с тем условия возбуждения периодической структуры в полосковой ячейке отличаются от условий падения плоской волны в свободном пространстве. Поэтому определяемые параметры могут зависеть от расположения элементов относительно центрального проводника, распределения поля и граничных условий измерительной ячейки. При применении модели эффективной однородной среды необходимо учитывать эти особенности.

Отдельное направление связано с исследованием частотно-селективных поверхностей (ЧСП), представляющих собой периодические структуры с заданными характеристиками отражения и прохождения электромагнитных волн. Электромагнитный отклик ЧСП определяется геометрией проводящих элементов, параметрами диэлектрических слоев и характером взаимодействия соседних элементов [19, 80]. Для анализа таких структур широко используются эквивалентные схемы, позволяющие представить их частотные характеристики через эффективные импедансы [81, 82].

Существенное изменение характеристик ЧСП может быть получено путем включения в ее элементы сосредоточенных нагрузок — резисторов, конденсаторов, индуктивностей и управляемых компонентов. Такие нагрузки позволяют изменять положение и ширину резонансных полос, уровень отражения и поглощения электромагнитных волн [19]. При этом реальный импеданс установленного компонента может отличаться от его номинального значения вследствие паразитных параметров корпуса, контактных площадок и монтажа.

Перспективным направлением являются также периодические структуры с активными сосредоточенными нагрузками, в том числе с нефостеровскими элементами. Их применение рассматривается как один из способов расширения полосы рабочих частот поглощающих и согласующих структур, характеристики которых при использовании пассивных компонентов ограничены известными соотношениями [83–85]. Реализации активных поглотителей с нефостеровскими нагрузками рассмотрены в работах [86, 87]. Для таких устройств существенное значение имеют не только требуемая частотная зависимость импеданса, но и устойчивость активной цепи, влияние паразитных параметров монтажа и изменение ее характеристик при подключении к периодической структуре.

1.10. Выводы по главе 1

В первой главе рассмотрены основные методы определения комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей материалов в СВЧ диапазоне, а также способы измерения электромагнитных характеристик периодических структур. Проведен анализ резонансных и нерезонансных методов, рассмотрены измерительные системы на основе коаксиальных,

волноводных, планарных линий передачи и квазиоптический метод. Показано, что выбор метода определяется не только требуемым диапазоном частот и точностью измерений, но также формой, размерами и электромагнитными свойствами исследуемого образца.

При использовании стандартных коаксиальных и волноводных методов необходимо обеспечивать достаточно точное заполнение поперечного сечения измерительной линии. Наличие воздушных зазоров может приводить к существенной погрешности определения материальных параметров, а изготовление образцов необходимой формы не всегда возможно без изменения их исходных свойств. Квазиоптический метод позволяет исследовать плоские материалы без подобной подготовки образца, однако в низкочастотной области СВЧ диапазона требует его достаточно больших поперечных размеров. Для двумерных периодических структур это связано с необходимостью изготовления образцов, содержащих большое число элементов.

Полосковые линии передачи позволяют проводить широкополосные измерения тонких пленок, листовых и композитных материалов, в том числе при неполном заполнении поперечного сечения линии. Вместе с тем применение таких измерительных ячеек связано с рядом особенностей. Прежде всего, при частичном заполнении распределение электромагнитного поля зависит от геометрии линии, положения и материальных параметров образца. Поэтому непосредственно определяемые по S -параметрам эффективные диэлектрическая и магнитная проницаемости в общем случае отличаются от собственных параметров исследуемого материала.

Рассмотрены способы учета неполного заполнения поперечного сечения полосковой линии, включая использование постоянного коэффициента заполнения, плоскостное приближение и вариационный метод. Проведенное сравнение показало, что для исследованной геометрии применение упрощенных приближений может приводить к значительной погрешности при увеличении магнитной нагрузки образца. Использование вариационного метода позволяет учитывать изменение распределения поля в поперечном сечении и обеспечивает более точный переход от эффективных параметров линии к параметрам материала по сравнению с рассмотренными упрощенными приближениями. Однако этот метод основан на квази-ТЕМ приближении, границы применимости которого должны оцениваться отдельно.

Другой существенной проблемой полосковых измерений является влияние неоднородностей измерительного тракта и коаксиально-полосковых переходов. Анализ известных калибровочных процедур показал, что их применение в нестандартных измерительных ячейках может быть затруднено необходимостью изготовления специальных эталонов, разборки линии или изменения условий подключения. Поэтому практический интерес представляют процедуры, позволяющие выполнять калибровку непосредственно в рабочей измерительной ячейке с сохранением неизменными ее переходных участков.

При исследовании тонких магнитных пленок дополнительное значение имеет малая величина их магнитного отклика, что предъявляет повышенные требования к чувствительности и калибровке измерительной системы. Для композитных материалов необходимо обеспечить одновременное определение комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей. При измерении периодических структур возникает задача определения их эффективных параметров или коэффициентов отражения и прохождения по образцам ограниченного размера. Для структур с сосредоточенными нагрузками требуется также учитывать реальные комплексные импедансы установленных компонентов и электромагнитное взаимодействие соседних элементов.

Таким образом, проведенный анализ показывает необходимость дальнейшего развития полосковых методов измерения СВЧ параметров материалов с учетом частичного заполнения поперечного сечения, ограничений квази-ТЕМ приближения и систематических погрешностей измерительного тракта.

Глава 2. Оценка границ применимости квази-ТЕМ приближения в полосковых измерительных линиях

Стандартная процедура измерений в полосковых линиях передачи обычно основана на квази-ТЕМ приближении. В этом случае предполагается, что основная волна в измерительной линии близка к поперечной электромагнитной волне, а влияние продольных компонент электрического и магнитного полей на определение материальных параметров является малым. Такое приближение хорошо обосновано для тонких пленочных образцов, слабо возмущающих поле линии. Однако при измерении композитных материалов, магнитодиэлектриков и других образцов конечной толщины частичное заполнение поперечного сечения линии может приводить к заметному искажению поля и, как следствие, к росту погрешности определения магнитной и диэлектрической проницаемостей.

Оценка применимости квази-ТЕМ приближения только по частоте возникновения высших мод в пустой линии является недостаточной. Даже ниже этой частоты исследуемый образец может существенно изменить локальную структуру электромагнитного поля в области измерения. Степень такого изменения зависит от толщины образца, его положения в сечении линии, а также от значений комплексных магнитной и диэлектрической проницаемостей. Поэтому для обоснованного применения полосковых измерительных ячеек необходимо иметь количественные параметры, позволяющие оценивать степень отклонения поля от ТЕМ-структуры непосредственно в объеме исследуемого образца.

В данной главе рассматривается подход к оценке границ применимости квази-ТЕМ приближения при определении материальных параметров в одно- и двухпортовых полосковых измерительных ячейках. Основное внимание уделяется интегральным параметрам, характеризующим долю продольных компонент электрического и магнитного полей в объеме образца. Эти параметры используются для сопоставления различных измерительных конфигураций и для оценки допустимой области применения квази-ТЕМ обработки. Наряду с анализом интегральных параметров поля в главе получены зависимости предельной частоты применимости квази-ТЕМ приближения от толщины и электромагнитных параметров образца, предназначенные для практического выбора рабочего диапазона измерений.

2.1. Расчетная модель и исследуемые конфигурации полосковых линий

Для анализа применимости квази-ТЕМ приближения рассматривались одно- и двухпортовые полосковые измерительные ячейки с частичным заполнением поперечного сечения исследуемым образцом. В однопортовой конфигурации образец размещается в короткозамкнутой полосковой линии, а измеряемой величиной является коэффициент отражения. Для получения двух независимых величин, необходимых для определения

диэлектрической и магнитной проницаемостей, могут использоваться два положения образца относительно короткозамыкающей стенки. В двухпортовой конфигурации образец помещается в проходную полосковую линию, а обработка основана на измерении коэффициентов отражения и прохождения.

Обработка результатов выполнялась с использованием процедур определения эффективных параметров и учета неполного заполнения поперечного сечения, рассмотренных в разделах 1.5 и 1.6. В двухпортовой конфигурации эффективные параметры участка линии определялись по коэффициентам отражения и прохождения; в однопортовой короткозамкнутой конфигурации использовались два измерения коэффициента отражения при различных положениях образца относительно короткозамыкающей стенки. Переход от эффективных параметров частично заполненного участка линии к параметрам исследуемого материала выполнялся вариационным методом.

В настоящей главе указанные процедуры используются как единый расчетный аппарат, основное внимание далее уделяется различию между полноволновой структурой поля и ее квази-ТЕМ представлением.

Рассматривались различные варианты размещения образца в поперечном сечении линии. Анализировались симметричная полосковая линия и несимметричная конфигурация, близкая к микрополосковой, а также одностороннее и симметричное двустороннее размещение образцов относительно центрального проводника. Такое сочетание конфигураций позволяет оценить влияние как геометрии самой линии, так и способа заполнения ее поперечного сечения.

Для указанных конфигураций в программном комплексе ФЕКО проводилось численное электродинамическое моделирование распределения электромагнитного поля в измерительной линии. На основе рассчитанных комплексных амплитуд компонент магнитного поля определялся относительный вклад продольной компоненты в области расположения образца. На рисунке 2.1 представлены результаты расчета указанной величины для различных вариантов геометрии полосковой линии и размещения исследуемого материала. Видно, что при частичном заполнении поперечного сечения структура поля существенно зависит от конфигурации ячейки. Наибольшее отклонение от ТЕМ-структуры возникает при несимметричном расположении образца в области высокой плотности поля, тогда как симметричное размещение двух одинаковых образцов относительно центрального проводника уменьшает долю продольной компоненты. Это показывает, что применимость квази-ТЕМ приближения определяется не только частотой и параметрами материала, но также геометрией заполнения поперечного сечения измерительной линии.

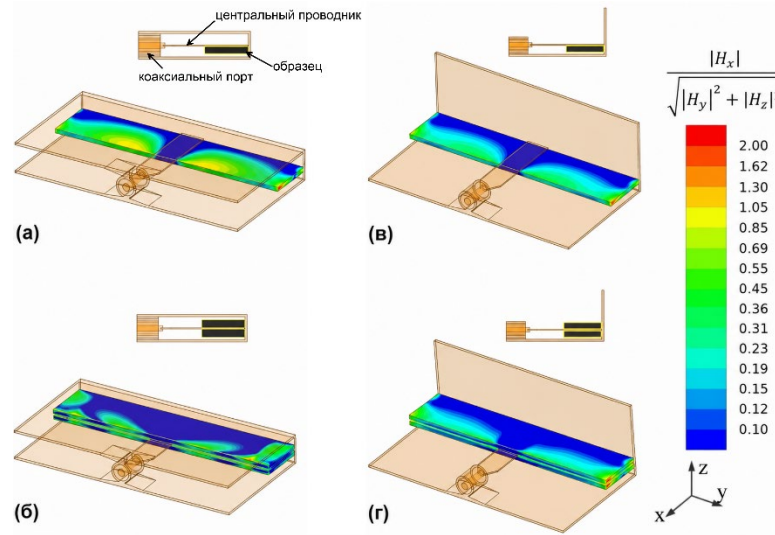


Рисунок 2.1 — Распределение отношения модуля продольной компоненты магнитного поля к модулю поперечной составляющей магнитного поля на поверхности образца: (а) симметричная линия при размещении образца с одной стороны; (б) симметричная линия при размещении образцов с двух сторон; (в) несимметричная линия при размещении образца с одной стороны; (г) несимметричная линия при размещении образцов с двух сторон

Основной задачей полноволнового расчета являлась оценка того, насколько структура поля в области исследуемого образца отличается от ТЕМ-волны. Для этого рассчитывались продольные и поперечные компоненты электрического и магнитного полей в объеме образца. На их основе далее вводятся интегральные параметры, позволяющие количественно сопоставлять различные измерительные конфигурации и оценивать применимость квази-ТЕМ приближения.

2.2. Интегральные параметры отклонения поля от ТЕМ-волны

Для количественной оценки отклонения поля в области образца от ТЕМ-волны были введены интегральные параметры, характеризующие относительный вклад продольных компонент электрического и магнитного полей в объеме исследуемого материала. Такой подход позволяет перейти от локального анализа распределений поля к численной оценке, пригодной для сравнения различных измерительных конфигураций.

В идеальной ТЕМ-волне электрическое и магнитное поля являются полностью поперечными по отношению к направлению распространения. Поэтому наличие продольных компонент E_l и H_l в области образца можно рассматривать как признак нарушения квази-ТЕМ приближения. Для оценки этого нарушения использовались параметры A_E и A_H , определяемые выражениями:

$$A_E = \frac{\int_{V_s} |E_l| dV}{\int_{V_s} \sqrt{|E_l|^2 + |E_t|^2} dV}, \quad A_H = \frac{\int_{V_s} |H_l| dV}{\int_{V_s} \sqrt{|H_l|^2 + |H_t|^2} dV}, \quad (2.1)$$

где E_l и H_l — продольные компоненты электрического и магнитного полей, E_t и H_t — соответствующие поперечные компоненты, а V_s — объем исследуемого образца.

Параметр A_E характеризует долю продольной составляющей электрического поля в объеме образца и поэтому связан прежде всего с корректностью определения диэлектрической проницаемости. Аналогично параметр A_H характеризует долю продольной составляющей магнитного поля и связан с корректностью определения магнитной проницаемости. Чем меньше значения A_E и A_H , тем ближе структура поля в области образца к ТЕМ-волне и тем более обоснованным является применение квази-ТЕМ приближения.

Важно подчеркнуть, что параметры A_E и A_H не следует рассматривать как строгие универсальные критерии, однозначно задающие границу применимости квази-ТЕМ приближения для любых полосковых линий, материалов и способов размещения образца. Вместе с тем они имеют важный диагностический смысл, поскольку рассчитываются непосредственно в объеме исследуемого материала, то есть в той области, где отклонение поля от ТЕМ-волны влияет на определение ε и μ . Кроме того, такие параметры позволяют перейти от многопараметрической задачи, зависящей от частоты, геометрии ячейки, положения, толщины и электромагнитных свойств образца, к анализу двух интегральных величин, связанных с долей продольных компонент электрического и магнитного полей. Поэтому A_E и A_H могут использоваться как обобщенные расчетные показатели для сравнения различных измерительных конфигураций и оценки границ применимости квази-ТЕМ приближения.

Для оценки допустимых значений A_E и A_H выполнялось численное моделирование измерительного процесса для набора образцов с различными геометрическими и материальными параметрами. Расчеты проводились на фиксированной частоте 1 ГГц. Параметры образцов изменялись в следующих диапазонах: μ' от 1 до 20, μ'' от 0 до 10, ε' от 1 до 60, толщина образцов t от 0,1 до 2,5 мм. Мнимая часть диэлектрической проницаемости была равна 0 во всех расчетах. Для каждого расчетного случая определялись интегральные параметры поля и погрешность определения диэлектрической или магнитной проницаемости при использовании стандартного квази-ТЕМ приближения. Результаты такого сопоставления приведены на рисунке 2.2. На диаграммах синим цветом отмечены области, в которых погрешность определения параметра не превышает 10 %, а красным — области, в которых погрешность превышает 10 %. Такое представление позволяет непосредственно связать значения интегральных параметров с точностью определения материальных параметров для рассмотренных конфигураций.

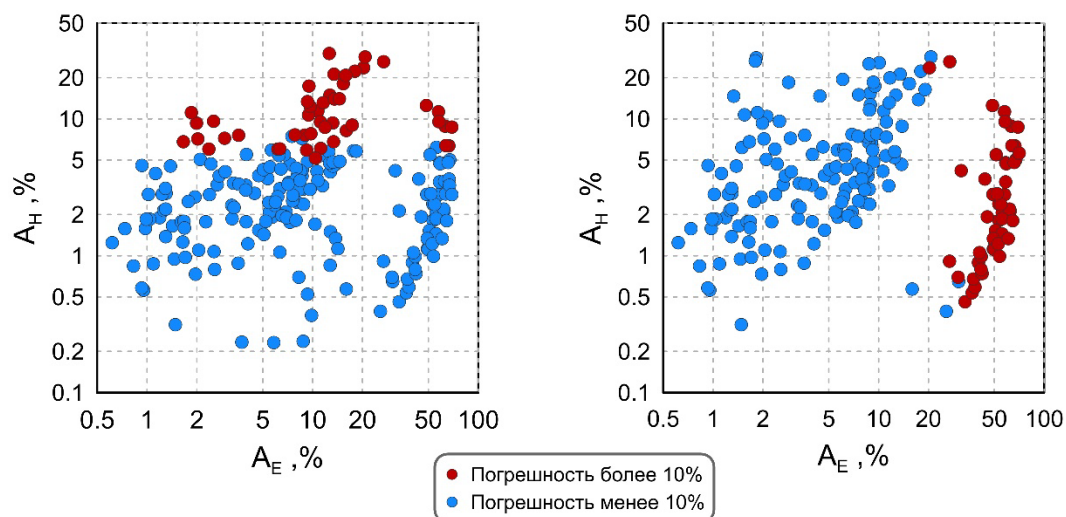


Рисунок 2.2 — Сопоставление интегральных параметров A_E и A_H с погрешностью определения магнитной (слева) и диэлектрической (справа) проницаемостей в одно- и двухпортовых полосковых измерительных ячейках. Синим цветом отмечены расчетные случаи, для которых погрешность определения соответствующего параметра не превышает 10 %, красным цветом — случаи, для которых погрешность превышает 10 %

Из рисунка 2.2 видно, что для рассмотренного набора одно- и двухпортовых полосковых конфигураций область допустимой погрешности определения магнитной проницаемости в основном соответствует значениям A_H , не превышающим примерно 5 %. Для определения диэлектрической проницаемости аналогичная граница соответствует значениям A_E порядка 20 %. Полученные значения следует рассматривать как практические ориентиры для исследованного набора конфигураций.

2.3. Влияние геометрии размещения образца на применимость квази-ТЕМ приближения

Одним из факторов, определяющих применимость квази-ТЕМ приближения, является геометрия размещения образца в поперечном сечении полосковой линии. При полном однородном заполнении сечения структура поля в линии остается близкой к ТЕМ-волне, поскольку границы раздела материалов не создают существенной асимметрии в поперечном распределении поля. При частичном заполнении сечения образцом ситуация изменяется: локальные неоднородности диэлектрической и магнитной проницаемостей приводят к появлению продольных компонент поля в области образца.

Как было показано на рисунке 2.1, наиболее заметное отклонение от ТЕМ-волны возникает в тех случаях, когда образец расположен несимметрично относительно центрального проводника и находится в области высокой плотности электромагнитного поля. В такой конфигурации неоднородность поперечного сечения приводит к появлению заметных продольных компонент электрического и магнитного полей, вследствие чего структура фундаментальной моды отклоняется от ТЕМ-волны. Это приводит к росту интегральных

параметров A_E и A_H , а следовательно, к увеличению погрешности определения диэлектрической и магнитной проницаемостей в рамках квази-ТЕМ приближения.

Симметричное размещение двух одинаковых образцов по обе стороны центрального проводника позволяет уменьшить искажение поля. В этом случае распределение электромагнитного поля в сечении линии становится более симметричным, а продольные компоненты частично уменьшаются. Поэтому для одинаковых материальных параметров и толщины образцов симметричная конфигурация обычно обеспечивает меньшие значения интегральных параметров, чем одностороннее размещение образца.

Зависимость интегрального параметра A_H , характеризующего долю продольной компоненты магнитного поля, от толщины образца приведена на рисунке 2.3. Расчеты выполнены для двух характерных случаев: образца с большой мнимой частью магнитной проницаемости $\mu = 1-i10$ и образца с большой действительной частью магнитной проницаемости $\mu = 10-i0$. Видно, что при увеличении толщины образца параметр A_H возрастает для всех рассмотренных конфигураций. Однако скорость этого роста существенно зависит от геометрии линии и способа размещения образца.

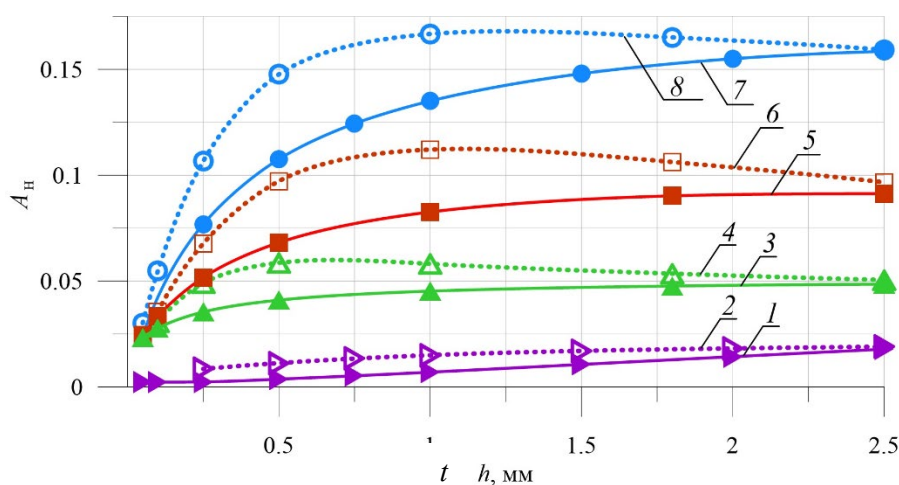


Рисунок 2.3 — Зависимость интегрального параметра A_H от толщины образца t . Пунктирные линии с выколотыми точками соответствуют образцам с магнитной проницаемостью $\mu=1-i10$, сплошные линии со сплошными точками — образцам с $\mu=10-i0$. Кривые 1 и 2 соответствуют симметричной линии при размещении образцов с двух сторон; 3 и 4 — несимметричной линии при размещении образцов с двух сторон; 5 и 6 — несимметричной линии при размещении образца с одной стороны; 7 и 8 — симметричной линии при размещении образца с одной стороны

Из рисунка 2.3 следует, что наименьшие значения A_H достигаются при симметричном размещении двух одинаковых образцов относительно центрального проводника. Наибольшие значения параметра наблюдаются при одностороннем размещении образца, особенно в конфигурациях, где образец расположен в области сильного возмущения поля. Это

подтверждает, что геометрия заполнения сечения является самостоятельным фактором, влияющим на применимость квази-ТЕМ приближения, наряду с толщиной и магнитной проницаемостью материала.

Влияние роста продольной компоненты магнитного поля на результат определения магнитной проницаемости показано на рисунке 2.4. На нем приведены зависимости действительной и мнимой частей магнитной проницаемости от толщины образца для двух заданных в моделировании значений: $\mu=10-i0$ и $\mu=1-i10$. Если квази-ТЕМ приближение остается применимым, определенное значение μ должно слабо зависеть от толщины образца и совпадать с заданным в расчете. Отклонение определенных значений от исходных параметров указывает на рост погрешности.

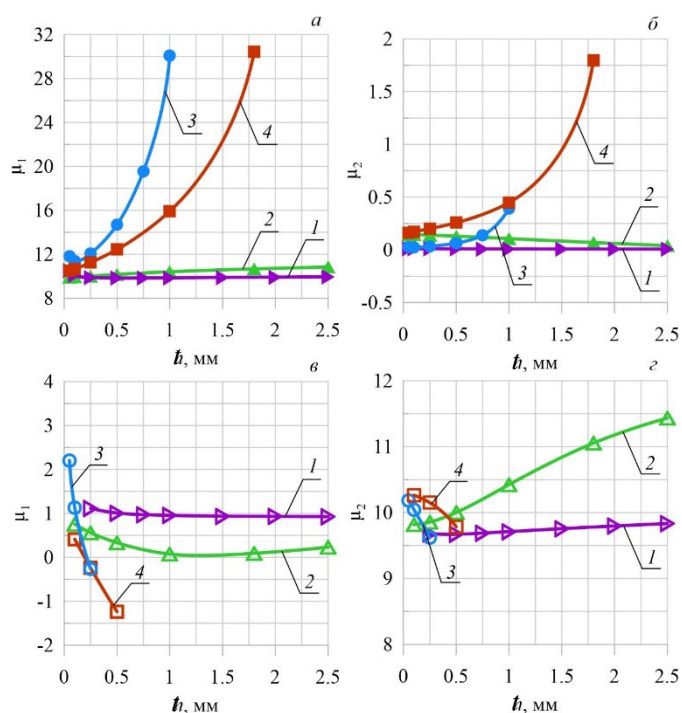


Рисунок 2.4 — Зависимость действительной и мнимой частей магнитной проницаемости, определенной вариационным методом, от толщины образца t : (а, б) расчет при заданной магнитной проницаемости $\mu=10-i0$; (в, г) расчет при заданной магнитной проницаемости $\mu=1-i10$. Кривые: 1 — симметричная линия при размещении образцов с двух сторон; 2 — несимметричная линия при размещении образцов с двух сторон; 3 — симметричная линия при размещении образца с одной стороны; 4 — несимметричная линия при размещении образца с одной стороны

Сравнение рисунков 2.3 и 2.4 показывает, что рост параметра A_H сопровождается увеличением погрешности определения магнитной проницаемости. При малых толщинах образца значения A_H остаются небольшими, а определенные значения μ близки к заданным в расчете. При увеличении толщины образца отклонение от ТЕМ-волны становится более выраженным, что приводит к заметному изменению определенной магнитной проницаемости. Особенно сильно этот эффект проявляется для конфигураций с односторонним размещением образца.

Сравнение симметричных и несимметричных полосковых линий показывает, что сама геометрия измерительной ячейки также влияет на долю продольных компонент. В несимметричных конфигурациях, близких к микрополосковой линии, поле изначально распределено менее равномерно по сравнению с симметричной полосковой линией. Поэтому при введении образца локальное возмущение поля может приводить к более выраженному отклонению от ТЕМ-волны. Вместе с тем для тонких образцов, слабо нагружающих линию, это отклонение остается малым, что объясняет успешное применение микрополосковых и короткозамкнутых полосковых ячеек при измерении тонких магнитных пленок.

Полученные результаты показывают, что выбор положения образца является самостоятельным способом уменьшения погрешности. Для измерения магнитной проницаемости предпочтительно размещать образец так, чтобы он находился в области высокой плотности СВЧ магнитного поля, но при этом не создавал сильной асимметрии распределения поля. Для определения диэлектрической проницаемости следует избегать конфигураций с малой величиной электрического поля в области образца и значительной долей его продольной компоненты. В частности, в рассмотренной короткозамкнутой ячейке неблагоприятные условия возникают при расположении образца непосредственно у короткозамыкающей стенки.

Таким образом, применимость квази-ТЕМ приближения определяется не только размерами образца и значениями ϵ и μ , но и геометрией его размещения в измерительной ячейке. Симметричное расположение образцов и выбор области с более устойчивой ТЕМ-волной позволяют расширить область корректного применения квази-ТЕМ приближения и снизить погрешность определения материальных параметров.

2.4. Сравнение одно- и двухпортовой конфигураций при определении диэлектрической и магнитной проницаемостей

Для практической оценки влияния конфигурации измерительной ячейки было выполнено сравнение однопортовой короткозамкнутой полосковой ячейки и двухпортовой проходной полосковой линии. На рисунке 2.5 показаны использованные одно- и двухпортовая полосковые измерительные ячейки. В однопортовой конфигурации образец размещался перед короткозамыкающей стенкой, а измеряемой величиной являлся коэффициент отражения. Для получения двух независимых измерительных данных положение образца относительно короткозамыкателя изменялось. В двухпортовой конфигурации после выполнения калибровки короткозамыкающая стенка снималась, а вместо нее устанавливался исследуемый образец. В этом случае для определения материальных параметров использовались коэффициенты отражения и прохождения.

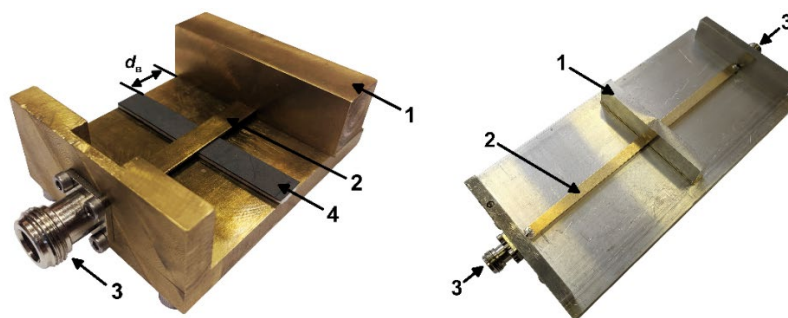


Рисунок 2.5 — Вид однопортовой (слева) и двухпортовой (справа) полосковых ячеек: 1 — короткозамыкатель; 2 — полосок; 3 — порт; 4 — образец. В двухпортовой ячейке после калибровки короткозамыкатель снимается, и вместо него устанавливается образец

В качестве тестового объекта использовался образец композитного материала размером $70 \times 10 \times 0.4$ мм. Контрольные значения комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей, показанные на рисунке 2.6, были получены коаксиальным методом и использовались как опорные данные при оценке погрешности полосковых измерений.

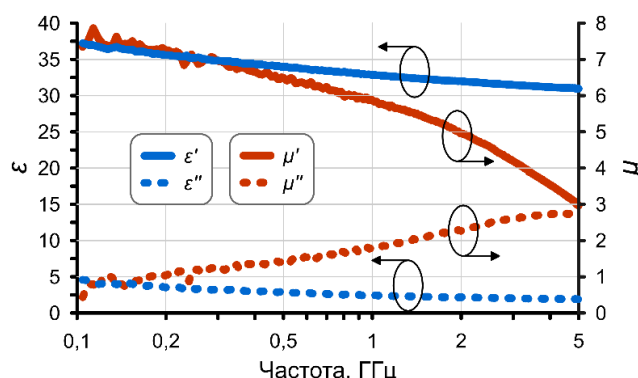


Рисунок 2.6 — Частотные зависимости комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей исследуемого композитного образца, полученные коаксиальным методом. Синие кривые относятся к диэлектрической проницаемости, значения которой отложены на левой вертикальной оси; красные кривые относятся к магнитной проницаемости, значения которой отложены на правой вертикальной оси

В однопортовой конфигурации образец измерялся при нескольких положениях относительно короткозамыкающей стенки: вплотную к короткому замыканию, а также при смещении на 5, 10 и 20 мм. Использование нескольких положений позволяет получить независимые значения коэффициента отражения, необходимые для определения двух материальных параметров. В двухпортовой ячейке определение ϵ и μ выполнялось по коэффициентам отражения и прохождения. Для исключения взаимного влияния погрешностей определения ϵ и μ в однопортовой ячейке дополнительно рассматривалась оценка погрешности каждого параметра при подстановке точного значения второго параметра из контрольных данных.

Экспериментально полученные погрешности определения диэлектрической и магнитной проницаемостей показаны на рисунке 2.7. Видно, что при измерении диэлектрической проницаемости однопортовая короткозамкнутая ячейка дает значительно большую погрешность, особенно в низкочастотной области. При этом величина погрешности зависит от смещения образца относительно короткозамыкающей стенки. Двухпортовая ячейка обеспечивает более устойчивое определение диэлектрической проницаемости в широком диапазоне частот.

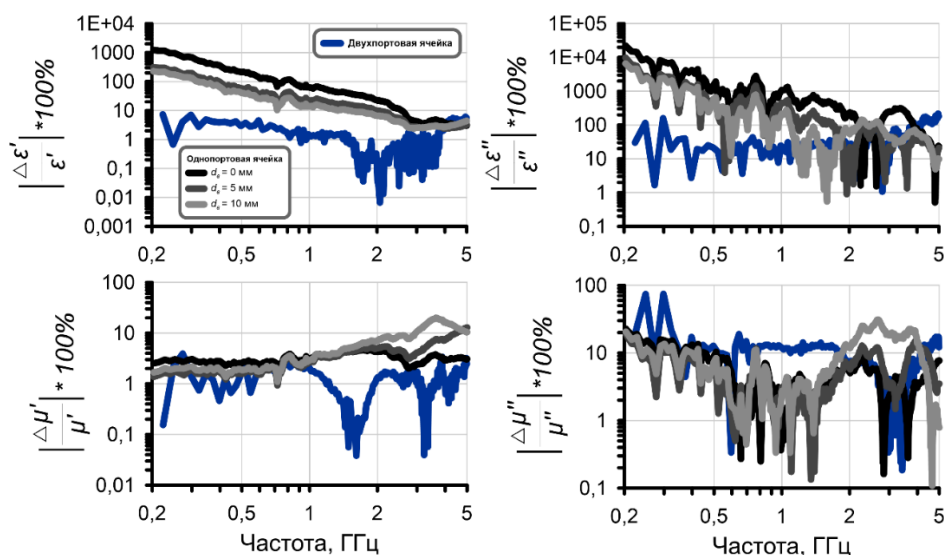


Рисунок 2.7 — Частотные зависимости погрешности определения комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей исследуемого композитного образца в однопортовой и двухпортовой полосковых ячейках, полученные экспериментально. Погрешность рассчитана относительно контрольных данных коаксиального измерения

Для проверки наблюдаемых закономерностей было выполнено численное моделирование методом конечных элементов. В расчетах использовались материальные параметры образца, полученные коаксиальным методом. Результаты моделирования приведены на рисунке 2.8. Сравнение с экспериментом показывает, что расчет и измерение дают близкий уровень погрешности. Это указывает на то, что наблюдаемые различия связаны не только с особенностями конкретного эксперимента, но и со структурой поля в измерительной ячейке и ограничениями квази-ТЕМ приближения.

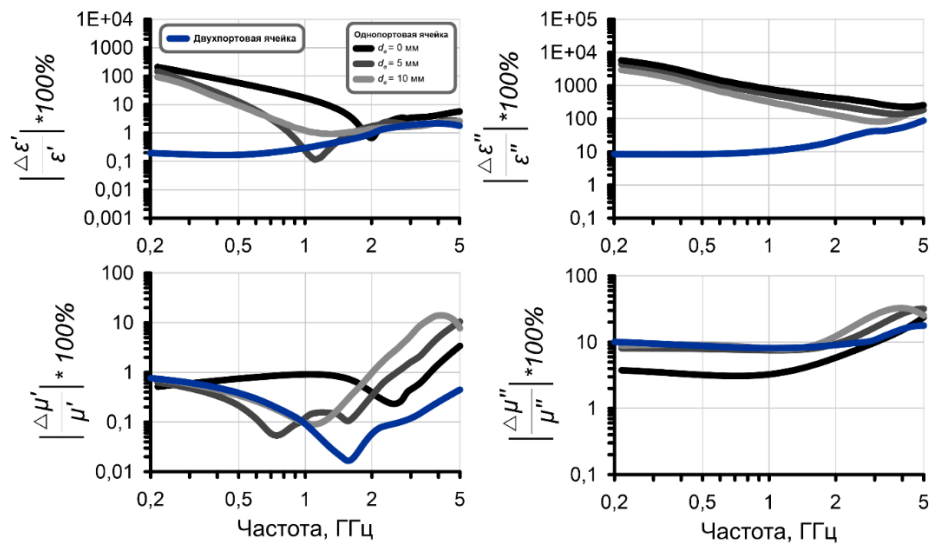


Рисунок 2.8 — Частотные зависимости погрешности определения комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей исследуемого композитного образца в однопортовой и двухпортовой полосковых ячейках, полученные численным моделированием методом конечных элементов

Для объяснения различия между конфигурациями были рассчитаны интегральные параметры A_E и A_H , характеризующие долю продольных компонент электрического и магнитного полей в объеме образца. Эти зависимости приведены на рисунке 2.9. Максимальная доля продольной компоненты электрического поля наблюдается при расположении образца вплотную к короткозамыкающей стенке. При удалении образца от короткого замыкания параметр A_E уменьшается, а минимальные значения достигаются в двухпортовой проходной линии.

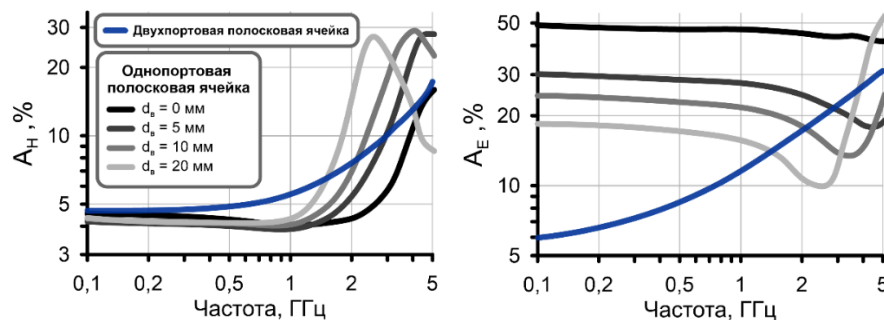


Рисунок 2.9 — Частотные зависимости интегральных параметров A_E и A_H для исследуемого композитного образца при расположении в однопортовой ячейке с различным смещением от короткозамыкающей стенки и в двухпортовой ячейке

Такое поведение связано с распределением электрического и магнитного полей в короткозамкнутой линии. Вблизи короткого замыкания расположен максимум магнитного поля и минимум электрического поля. Поэтому расположение образца около короткозамыкающей стенки повышает чувствительность к магнитной проницаемости, но ухудшает условия определения диэлектрической проницаемости. Для точного измерения ϵ образец должен

находиться в области достаточно большого электрического поля, положение которой зависит от частоты. Поэтому в однопортовой короткозамкнутой ячейке широкополосное определение диэлектрической проницаемости оказывается затрудненным.

Для разделения вклада нарушения квази-ТЕМ приближения и погрешности измерения S -параметров была проведена оценка методом Монте-Карло. В качестве случайных величин задавались погрешности модуля и фазы S -параметров, соответствующие точности измерения векторного анализатора цепей. Полученные зависимости приведены на рисунке 2.10. Они показывают, что на низких частотах существенный вклад в погрешность определения параметров связан именно с чувствительностью метода к погрешности измерения S -параметров. С ростом частоты вклад этой составляющей уменьшается, а влияние продольных компонент поля и нарушения квази-ТЕМ приближения становится более заметным.

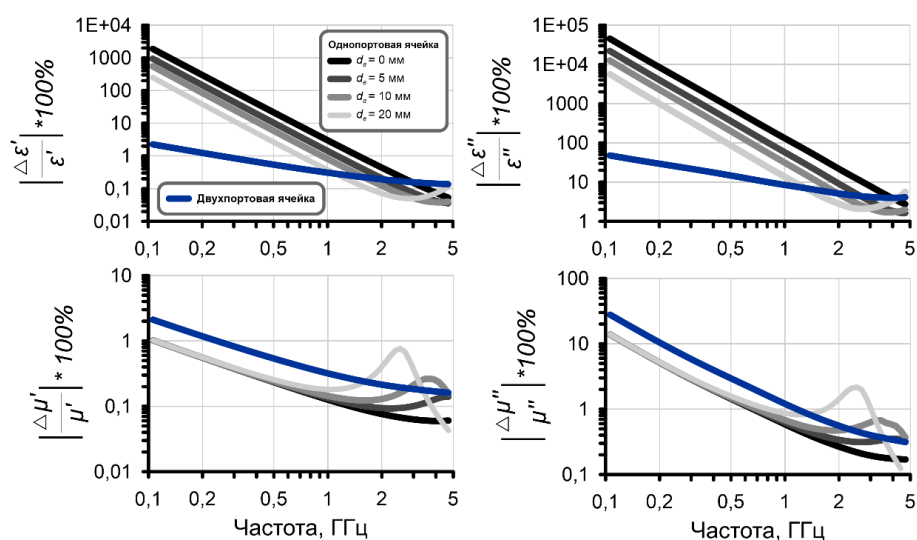


Рисунок 2.10 — Погрешность определения комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей исследуемого композитного образца, рассчитанная методом Монте-Карло для одно- и двухпортовой полосковых конфигураций

Полученные результаты позволяют объяснить различие между измерением ϵ и μ в однопортовой ячейке. При расположении образца вплотную к короткозамыкающей стенке погрешность определения магнитной проницаемости оказывается сравнительно малой, поскольку образец находится в области максимума СВЧ магнитного поля. Напротив, определение диэлектрической проницаемости в этой конфигурации оказывается менее устойчивым из-за малой величины электрического поля и увеличения продольной компоненты электрического поля.

Дополнительно была рассмотрена упрощенная однопортовая процедура, в которой для определения магнитной проницаемости используется только один коэффициент отражения образца, расположенного вплотную к короткозамыкающей стенке. В этом случае требуется

задание эффективной диэлектрической проницаемости образца. На рисунке 2.11 показано сравнение двух вариантов: подстановки $\epsilon_{\text{эфф}} = 1$ и подстановки точного значения $\epsilon_{\text{эфф}}$, полученного из контрольных данных.

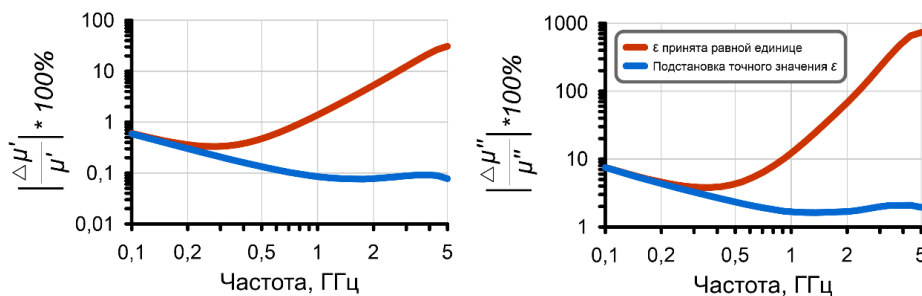


Рисунок 2.11 — Погрешность определения магнитной проницаемости исследуемого композитного образца в однопортовой схеме, использующей один коэффициент отражения при расположении образца вплотную к короткозамыкающей стенке. Расчет выполнен методом Монте-Карло для двух вариантов: подстановка $\epsilon_{\text{эфф}} = 1$ и подстановка точного значения $\epsilon_{\text{эфф}}$

Из рисунка 2.11 видно, что пренебрежение эффективной диэлектрической проницаемостью образца приводит к резкому увеличению погрешности определения магнитной проницаемости с ростом частоты. Следовательно, однопортовая короткозамкнутая ячейка может обеспечивать высокую точность измерения μ только в тех случаях, когда эффективная диэлектрическая проницаемость близка к единице либо известна из независимых измерений. Это условие хорошо выполняется для тонких магнитных пленок, слабо заполняющих поперечное сечение линии, но становится ограничивающим для более толстых композитных образцов.

Таким образом, однопортовая короткозамкнутая полосковая ячейка является удобной и чувствительной конфигурацией для измерения магнитной проницаемости, особенно когда образец расположен в области максимума СВЧ магнитного поля. Однако она менее пригодна для широкополосного определения диэлектрической проницаемости. Двухпортовая проходная полосковая линия, напротив, обеспечивает более устойчивые условия для одновременного определения ϵ и μ , поскольку в ней отсутствует короткозамыкающая стенка, создающая частотно-зависимое положение максимумов и минимумов поля.

2.5. Практические оценки границ применимости и выбор измерительной конфигурации

Для получения количественных практических оценок границ применимости квази-ТЕМ приближения дополнительно проводилось сопоставление эффективного показателя преломления, рассчитанного полноволновым методом, с его значением, полученным в квази-ТЕМ приближении. Расчет выполнялся для несимметричной полосковой линии с односторонним размещением образца при ширине центрального проводника $w = 5$ мм и расстоянии между проводниками 1 мм. Тангенсы диэлектрических и магнитных потерь принимались равными 0,025. В качестве меры расхождения использовалась величина

$$\delta_n = \frac{|n_{FW} - n_{QT}|}{|n_{FW}|}, \quad (2.2)$$

где n_{FW} — эффективный показатель преломления фундаментальной моды, полученный полноволновым расчетом, а n_{QT} — соответствующее значение в квази-ТЕМ приближении. В качестве практического критерия принималось условие $\delta_n = 10\%$. Предельная частота f_{QT} определялась как верхняя граница непрерывного низкочастотного диапазона, в котором δ_n не превышает принятого значения.

Полученные зависимости f_{QT} от толщины образца приведены на рисунке 2.12. Видно, что увеличение толщины образца, а также его диэлектрической и магнитной проницаемостей приводит к существенному снижению верхней частотной границы применимости квази-ТЕМ приближения. Диаграмма может использоваться в двух направлениях: для заданной толщины образца по ней можно оценить допустимую верхнюю рабочую частоту, а при заданной частоте — допустимую толщину образца. Следует подчеркнуть, что приведенные значения относятся к рассматриваемой геометрии линии и принятому критерию $\delta_n = 10\%$ и не являются универсальной границей для произвольной полосковой ячейки. Для другой геометрии аналогичная диаграмма должна быть рассчитана отдельно.

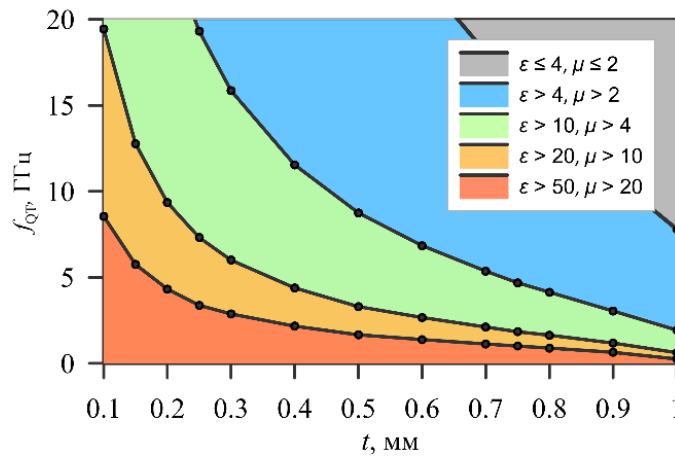


Рисунок 2.12 — Предельная частота применимости квази-ТЕМ приближения f_{QT} в зависимости от толщины образца t для различных диапазонов диэлектрической и магнитной проницаемостей в несимметричной полосковой линии с односторонним размещением образца при $\tan \delta_\epsilon = \tan \delta_\mu = 0,025$ и допустимом расхождении $\delta_n = 10\%$

Выбор конкретной измерительной конфигурации определяется также тем, какой из материальных параметров требуется определять. Для тонких магнитных пленок, слабо возмущающих поле линии, целесообразно использовать однопортовую короткозамкнутую ячейку. Размещение образца вблизи короткозамыкающей стенки обеспечивает высокую чувствительность к магнитной проницаемости благодаря максимуму СВЧ магнитного поля. Такая конфигурация используется в главе 3.

Для образцов конечной толщины, у которых необходимо одновременно определять диэлектрическую и магнитную проницаемости, более предпочтительна двухпортовая проходная полосковая линия. Использование коэффициентов отражения и прохождения и отсутствие короткозамыкающей стенки в области образца обеспечивают более устойчивое определение двух материальных параметров. Эта конфигурация используется в главе 4.

Отдельное значение имеет симметрия заполнения поперечного сечения. Симметричное размещение двух одинаковых образцов по обе стороны центрального проводника уменьшает долю продольных компонент поля по сравнению с односторонним и несимметричным размещением. Поэтому при возможности симметричного заполнения такая конфигурация является предпочтительной для снижения погрешности, связанной с нарушением квази-ТЕМ приближения. Этот принцип используется в открытой симметричной полосковой ячейке, рассматриваемой в главе 5 при исследовании листовых материалов и двумерных периодических структур.

Таким образом, интегральные параметры A_E и A_H могут использоваться для предварительной оценки качества выбранной конфигурации, а зависимости $f_{QT}(t, \varepsilon, \mu)$ — для практического выбора допустимой частоты или толщины образца для конкретной геометрии измерительной линии.

2.6. Выводы по главе 2

В главе исследованы границы применимости квази-ТЕМ приближения при определении комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей образцов, частично заполняющих поперечное сечение полосковой линии. Показано, что применимость приближения определяется не только частотой возбуждения высших мод пустой линии, но также толщиной, положением и электромагнитными параметрами исследуемого образца.

Для количественной оценки отклонения структуры поля от ТЕМ-волны введены интегральные параметры A_E и A_H , характеризующие относительный вклад продольных компонент электрического и магнитного полей в объеме образца. Для рассмотренного набора конфигураций погрешность определения магнитной проницаемости не превышала приблизительно 10 % при $A_H \lesssim 5\%$, а для диэлектрической проницаемости аналогичной области соответствовали значения A_E порядка 20 %. Эти значения рассматриваются как практические диагностические критерии для исследованных конфигураций, а не как универсальные границы.

Установлено, что увеличение толщины образца и его электромагнитной нагрузки приводит к росту продольных компонент поля. Наименьшие значения A_H получены при симметричном размещении двух одинаковых образцов по обе стороны центрального

проводника, одностороннее и несимметричное размещение приводят к более выраженному отклонению от ТЕМ-волны.

Для несимметричной полосковой линии с односторонним размещением образца получены зависимости предельной частоты f_{QT} от толщины и электромагнитных параметров образца при критерии $\delta_n = 10\%$. Показано, что увеличение t , ε и μ снижает f_{QT} . Полученные зависимости позволяют при известной толщине образца оценивать верхнюю рабочую частоту, а при заданной частоте — допустимую толщину образца.

Сравнение одно- и двухпортовых конфигураций показало, что однопортовая короткозамкнутая ячейка является чувствительной схемой для определения магнитной проницаемости тонких образцов, тогда как широкополосное одновременное определение ε и μ для образцов конечной толщины более устойчиво выполняется в двухпортовой проходной полосковой линии.

Полученные результаты использованы при выборе измерительных конфигураций, рассматриваемых в последующих главах. Для тонких магнитных пленок, слабо возмущающих поле линии, применяется однопортовая короткозамкнутая полосковая ячейка, рассмотренная в главе 3. Для композитных образцов конечной толщины, требующих одновременного определения диэлектрической и магнитной проницаемостей, используется двухпортовая экранированная полосковая линия, рассмотренная в главе 4. Для листовых материалов и двумерных периодических структур в главе 5 применяется открытая симметричная полосковая ячейка, позволяющая реализовать симметричное размещение образца относительно центрального проводника и тем самым уменьшить отклонение структуры поля от ТЕМ-волны.

Глава 3. Измерение комплексной магнитной проницаемости тонких магнитных пленок в короткозамкнутой полосковой ячейке

Тонкие магнитные пленки хорошо согласуются с геометрией короткозамкнутых полосковых измерительных ячеек благодаря своей плоской форме и малой толщине. При размещении пленки вблизи центрального проводника она сравнительно слабо возмущает структуру основной моды линии, поэтому для таких образцов квази-ТЕМ приближение остается достаточно обоснованным.

Практическая точность и рабочий диапазон таких методов во многом определяются качеством калибровки измерительной ячейки, наличием паразитных резонансов, связанных с электрическими размерами измерительного тракта, а также точностью модели, используемой при переходе от измеренного коэффициента отражения к параметрам пленки.

В данной главе рассматривается однопортовый метод измерения комплексной магнитной проницаемости тонких магнитных пленок в короткозамкнутой микрополосковой измерительной ячейке. Подвижная короткозамыкающая стенка используется как для формирования участка линии с образцом, так и для получения трех калибровочных эталонов с известными коэффициентами отражения. Это позволяет выполнить полную однопортовую калибровку непосредственно в измерительной ячейке и уменьшить влияние коаксиально-полоскового перехода.

Для уменьшения систематической погрешности, возникающей при измерениях во внешнем магнитном поле, используется нормировка измеренного отклика образца на отклик пустой ячейки, полученный при том же значении поля. Кроме того, при определении параметров учитывается, что даже в сильном внешнем поле магнитная проницаемость пленки может отличаться от единицы. Такая остаточная магнитная восприимчивость в состоянии насыщения может приводить к погрешности при определении эффективной диэлектрической проницаемости и, как следствие, к занижению спектра магнитной проницаемости.

Задачами данной главы являются описание конструкции короткозамкнутой микрополосковой ячейки, описание калибровочной процедуры и процедуры определения магнитной проницаемости, а также экспериментальная проверка метода на пленках с различной толщиной и магнитными свойствами. Работоспособность метода проверяется путем сопоставления полученных спектров с результатами коаксиальных измерений и с оценками, выполненными по данным магнитостатических измерений.

3.1. Измерительная ячейка и калибровочная процедура

Измерения проводились с использованием короткозамкнутой полосковой измерительной ячейки микрополоскового типа. Фотография ячейки приведена на рисунке 3.1. Центральный

полосок имел ширину 5 мм и толщину 1 мм, а зазор между полоском и заземленной плоскостью составлял 1 мм. Подвижная короткозамыкающая стенка могла перемещаться вдоль основания ячейки на расстояние до 70 мм, что обеспечивало положения смещенного короткого замыкания, необходимые для калибровки.

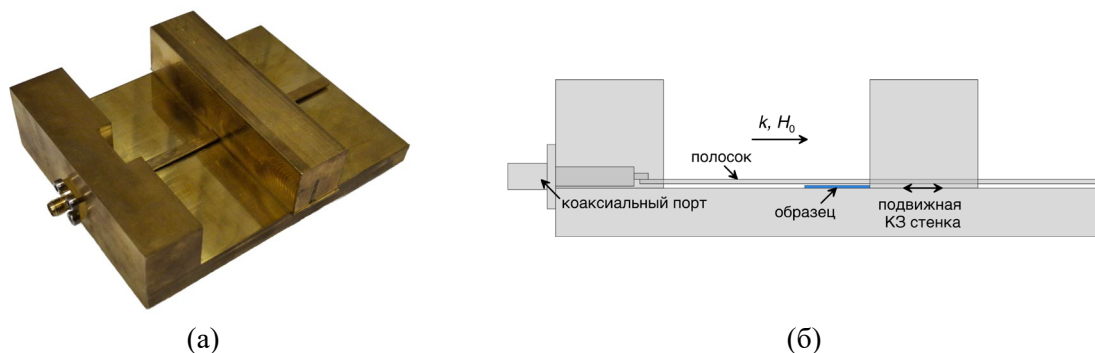


Рисунок 3.1 — (а) Фотография короткозамкнутой микрополосковой измерительной ячейки.
(б) Схема измерительной геометрии

Короткозамыкающая стенка была выполнена из двух половин, устанавливаемых вокруг центрального полоска. Паз в стенке изготавливался так, чтобы по возможности точно соответствовать размерам полоска и обеспечивать устойчивые и воспроизводимые условия короткого замыкания. Во время измерений стенка прижималась к основанию немагнитным зажимом, что улучшало механический и электрический контакт. Поскольку перемещение короткозамыкающей стенки могло вызывать небольшие механические смещения центрального полоска, полосок дополнительно фиксировался вблизи коаксиального входа с помощью диэлектрической опоры в области разъема. Это повышало механическую стабильность ячейки при повторяющихся циклах калибровки и измерений.

Микрополосковая ячейка подключалась к векторному анализатору цепей и помещалась в электромагнит, обеспечивающий создание однородного внешнего магнитного поля напряженностью до 5000 Э в области измерения. Постоянное магнитное поле было направлено вдоль направления распространения волны в микрополосковой ячейке. При измерениях пленка на подложке из полиэтилентерефталата (ПЭТ) размещалась непосредственно на заземленной плоскости и удерживалась в плотном контакте с основанием ячейки. Поперечный размер образцов пленок выбирался не менее чем в три раза больше ширины центрального полоска, чтобы перекрывать основную область СВЧ поля около полоска и уменьшать влияние краевых возмущений.

Обработка результатов измерений выполнялась в квази-ТЕМ приближении для основной моды полосковой линии. В исследованных конфигурациях тонкие магнитные пленки создавали

относительно небольшую электромагнитную нагрузку. При увеличении толщины образца и его магнитной проницаемости отклонение поля от ТЕМ-волны может возрастать, что необходимо учитывать при определении материальных параметров. Общие ограничения квази-ТЕМ приближения рассмотрены в разделе 1.4, а количественные оценки для различных конфигураций полосковых линий приведены в главе 2.

Калибровка проводилась в рамках однопортовой модели систематических погрешностей измерительного порта, описанной в разделе 1.7. В этой модели три комплексных коэффициента, характеризующие направленность, согласование источника и передачу отраженного сигнала, определяются по измерениям трех эталонов с известными коэффициентами отражения. Основные соотношения для калибровки и последующего восстановления действительного коэффициента отражения приведены в формулах (1.23) и (1.24).

В короткозамкнутых полосковых измерительных ячейках реализация обычного набора калибровочных эталонов затруднена. Вместе с тем при калибровке в плоскости коаксиального входа влияние коаксиально-полоскового перехода остается включенным в измеренный отклик образца. Известные способы учета таких неоднородностей, включая использование эквивалентных схем и эталонных материалов, рассмотрены в разделе 1.7. Для используемой ячейки было выбрано выполнение калибровки непосредственно в полосковой линии.

В качестве калибровочных эталонов использовались три положения подвижной короткозамыкающей стенки. Коэффициенты отражения от смещенных коротких замыканий рассчитывались по известным расстояниям между положениями стенки в соответствии с формулой (1.25). Поскольку участок смещения заполнен воздухом, фазовая постоянная основной волны принималась равной волновому числу свободного пространства. При этом коаксиально-полосковый переход оставался неизменным, а его влияние учитывалось полученными коэффициентами однопортовой калибровки. Применение перемещаемого короткозамыкателя для определения характеристик полосковых переходов известно [23].

При выборе смещений учитывалась обусловленность калибровки в различных частотных областях. В низкочастотной части диапазона расстояния между эталонами должны обеспечивать достаточное различие фаз отраженных сигналов. Вместе с тем при увеличении частоты коэффициенты отражения двух эталонов могут совпадать, когда разность их фаз становится кратной 2π . Поэтому для широкополосных измерений использовались два набора смещений: 0, 10 и 20 мм в низкочастотной области и 0, 3,5 и 7 мм в высокочастотной. Результаты двух калибровок объединялись на частоте $f_c = 3$ ГГц, выбранной с учетом фазового разделения эталонов в обоих наборах. На этой частоте разность фаз между соседними положениями короткозамыкателя высокочастотного набора составляла около 25° . Непрерывность

восстановленного спектра при переходе между поддиапазонами проверялась на контрольном образце (раздел 3.5).

Дополнительная поправка вводилась путем нормировки измеренного отклика на отклик пустой ячейки при каждом значении внешнего магнитного поля. Необходимость этой процедуры была связана с экспериментально обнаруженной зависимостью отклика пустой ячейки от внешнего магнитного поля. На практике такая нормировка существенно уменьшает систематическую погрешность, обусловленную изменением отклика измерительного тракта при приложении магнитного поля. Таким образом, полная калибровочная процедура, использованная в настоящей работе, состояла из калибровки микрополосковой ячейки по смещенному короткому замыканию с последующей нормировкой на измерение пустой ячейки при соответствующем значении внешнего магнитного поля.

3.2. Процедура определения магнитной проницаемости

Для обработки измерений использовалась модель короткозамкнутой линии передачи, рассмотренная в разделе 1.5. В рамках этой модели участок ячейки, содержащий образец, характеризуется эффективной магнитной проницаемостью $\mu_{\text{эфф}}$ и эффективной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{\text{эфф}}$, описывающими совместное влияние пленки, подложки и незаполненной части поперечного сечения. Для принятой геометрии выражение (1.14) для нормированного входного импеданса короткозамкнутого участка линии с образцом принимает вид:

$$Z_{\text{вх}} = \sqrt{\frac{\mu_{\text{эфф}}}{\varepsilon_{\text{эфф}}}} \operatorname{th} \left(i \frac{2\pi L_s}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_{\text{эфф}} \mu_{\text{эфф}}} \right), \quad (3.1)$$

где λ — длина волны в свободном пространстве, L_s — длина образца вдоль направления распространения волны. Нормированный входной импеданс пересчитывался в коэффициент отражения по формуле (1.12), приведенной в разделе 1.5. Полученные значения использовались при определении эффективных параметров участка линии с образцом.

На первом этапе обработки из измерения, выполненного в достаточно сильном внешнем магнитном поле, определялась эффективная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_{\text{эфф}}(f)$ участка с образцом. В таком состоянии магнитный отклик пленки существенно подавлен, поэтому измерение в поле насыщения может быть использовано для определения диэлектрического вклада. Остаточное отклонение эффективной магнитной проницаемости от единицы в состоянии насыщения учитывалось отдельно, как будет описано далее. После определения $\varepsilon_{\text{эфф}}(f)$ спектр магнитной проницаемости восстанавливался из измерения той же ячейки с образцом в нулевом внешнем поле. Аналогичная процедура может быть применена и для измерений при ненулевых значениях внешнего магнитного поля, что позволяет получать полевые зависимости спектра магнитной проницаемости.

Для тонких магнитных пленок точное определение $\varepsilon_{\text{эфф}}$ особенно важно, поскольку толщина магнитного слоя обычно значительно меньше толщины подложки. Поэтому даже небольшая погрешность определения эффективной диэлектрической проницаемости может приводить к заметной погрешности при последующем определении магнитной проницаемости пленки, особенно в верхней части частотного диапазона. По этой причине $\varepsilon_{\text{эфф}}$ предпочтительно определять непосредственно из измерения пленки на подложке в сильном внешнем магнитном поле, а не из отдельного измерения подложки без пленки. Использование отдельной подложки может вносить дополнительную неопределенность, связанную с неполной воспроизводимостью ее размеров, положения и условий электромагнитной нагрузки в измерительной ячейке.

Поскольку исследуемые пленки обладают плоскостной магнитной анизотропией, скалярная величина $\mu_{\text{эфф}}$, используемая при определении параметров, должна рассматриваться как эффективная компонента магнитной проницаемости, соответствующая направлению СВЧ магнитного поля, а не как изотропная магнитная проницаемость материала. В настоящих измерениях образцы ориентировались таким образом, чтобы СВЧ магнитное поле было направлено вдоль трудной оси намагничивания пленки, где ожидается сильный поперечный магнитный отклик. Та же геометрия ячейки может быть использована и при другой ориентации пленки в плоскости, что позволяет исследовать другую компоненту магнитной проницаемости. Возможные тензорные и гиротропные эффекты в используемой однопортовой скалярной процедуре отдельно не разделялись и учитывались только через измеряемую эффективную компоненту магнитной проницаемости.

После определения эффективных параметров участка полосковой линии с образцом определялась собственная магнитная проницаемость пленки с учетом частичного заполнения поперечного сечения. Для этого использовался вариационный метод [38], изложенный в подразделе 1.6.1. При заданной геометрии ячейки и толщине образца подбиралась магнитная проницаемость пленки, для которой рассчитанная эффективная проницаемость соответствовала значению, определенному из измеренного коэффициента отражения. Это позволяло учитывать изменение распределения магнитного поля в зависимости от магнитных свойств образца.

3.3. Учет магнитного отклика в состоянии насыщения

Как было отмечено ранее, спектр эффективной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\text{эфф}}(f)$ восстанавливается из измерения пленки на подложке в сильном внешнем магнитном поле $H_{\text{нас}}$. При такой обработке предполагается, что $\mu_{\text{эфф}}(H_{\text{нас}})=1$. Однако даже в сильном внешнем поле пленка сохраняет конечную статическую магнитную восприимчивость. В результате часть магнитного вклада, присутствующего в измерении при $H_{\text{нас}}$, ошибочно включается в

эффективную диэлектрическую проницаемость, что затем приводит к занижению спектра магнитной проницаемости, определенного для нулевого поля.

В рамках приближения одноосной анизотропии статическая магнитная восприимчивость во внешнем поле H может быть записана в виде:

$$\chi(H) = \frac{4\pi M_s}{H_k + H}, \quad (3.2)$$

где M_s — намагниченность насыщения, а H_k — эффективное поле магнитной анизотропии.

Даже при достаточно большом поле $H_{\text{нас}}$ остаточная восприимчивость остается конечной. В пределе тонкой пленки пренебрежение этим вкладом в первом приближении приводит к соотношению:

$$\chi'_0 \approx \chi_0 - \chi_{\text{нас}}, \quad (3.3)$$

где χ_0 — восприимчивость в нулевом поле, а $\chi_{\text{нас}}$ — восприимчивость при поле $H_{\text{нас}}$. Тогда относительная погрешность определения статической восприимчивости может быть оценена как:

$$\delta_x = \frac{\chi_0 - \chi'_0}{\chi_0} \approx \frac{\chi_{\text{нас}}}{\chi_0} = \frac{H_k}{H_k + H_{\text{нас}}}. \quad (3.4)$$

Из этого выражения следует, что погрешность становится заметной в тех случаях, когда поле магнитной анизотропии H_k не мало по сравнению с полем насыщения $H_{\text{нас}}$. Для более мягких магнитных пленок, имеющих меньшее значение H_k , тот же остаточный магнитный вклад при поле $H_{\text{нас}}$ приводит к меньшей относительной погрешности.

Этот же эффект может быть обнаружен по поведению эффективной диэлектрической проницаемости в поле $H_{\text{нас}}$. В низкочастотном пределе входной импеданс короткозамкнутого участка с образцом оказывается более чувствительным к μ , чем к ε . Поэтому неучтенная остаточная магнитная проницаемость может проявляться как нефизический низкочастотный рост определенной $\varepsilon_{\text{эфф}}$.

Для выяснения природы низкочастотного загиба ε рассмотрим разложение входного импеданса в пределе малых частот. Пусть $q = 2\pi L_s/\lambda = (2\pi L_s/c_0)f$. Тогда $Z_{\text{вх}} = \sqrt{(\mu/\varepsilon)} \operatorname{th}(iq\sqrt{(\mu\varepsilon)})$. При $q \ll 1$ справедливо разложение $\operatorname{th}(ix) = ix + ix^3/3 + O(x^5)$, откуда следует $Z_{\text{вх}} \approx iq\mu + (iq^3/3)\mu^2\varepsilon + O(q^5)$. Пусть в насыщении истинная эффективная магнитная проницаемость равна $\mu_{\text{эфф}}(H_{\text{нас}}) = 1 + \Delta\mu_{\text{эфф}}$, где $|\Delta\mu_{\text{эфф}}| \ll 1$. Тогда истинный импеданс в поле насыщения равен $Z_{\text{вх}}^{\text{ист}} \approx iq(1 + \Delta\mu_{\text{эфф}}) + (iq^3/3)(1 + \Delta\mu_{\text{эфф}})^2\varepsilon_{\text{эфф}}^{\text{ист}}(f)$. Если же при обработке положить $\mu = 1$, то модельный импеданс записывается как $Z'_{\text{вх}} \approx iq + (iq^3/3)\varepsilon'_{\text{эфф}}(f)$. Приравнявая $Z_{\text{вх}}^{\text{ист}}$ и $Z'_{\text{вх}}$ получаем:

$$\varepsilon'_{\text{эфф}}(f) \approx \varepsilon_{\text{эфф}}^{\text{ист}}(f) + \frac{C\Delta\mu_{\text{эфф}}}{f^2}, \quad (3.5)$$

где C — коэффициент, зависящий от геометрии измерительной ячейки. Низкочастотный рост $\varepsilon_{\text{эфф}}$, близкий к зависимости $1/f^2$, может служить признаком того, что остаточная магнитная проницаемость в поле $H_{\text{нас}}$ не была учтена корректно.

В настоящей работе поправка на остаточную магнитную проницаемость определяется непосредственно из спектра, измеренного при поле $H_{\text{нас}}$. Оптимальное значение $\mu_{\text{эфф}}(H_{\text{нас}}) = 1 + \Delta\mu_{\text{эфф}}$ определялось по спектру $\varepsilon_{\text{эфф}}(f)$, в насыщающем поле таким образом, чтобы подавить характерный низкочастотный загиб, близкий к зависимости $1/f^2$. При этом реальная частотная дисперсия диэлектрического вклада сохранялась и не использовалась как объект минимизации. Эту поправку следует рассматривать как поправку первого порядка на остаточную низкочастотную восприимчивость в поле $H_{\text{нас}}$, а не как определение полной частотно-зависимой магнитной проницаемости $\mu_{\text{эфф}}(H_{\text{нас}}, f)$. Реальная диэлектрическая дисперсия системы пленка–подложка–измерительная ячейка при этом остается включенной в определенную $\varepsilon_{\text{эфф}}(f)$, тогда как поправка подавляет только характерный низкочастотный рост типа $1/f^2$, возникающий из-за ошибочного отнесения остаточного магнитного вклада к эффективной диэлектрической проницаемости. Возможный динамический магнитный вклад при поле $H_{\text{нас}}$ может сохраняться на более высоких частотах, где линия ферромагнитного резонанса смещается внешним полем, однако его влияние может быть дополнительно уменьшено при увеличении поля насыщения.

3.4. Образцы и другие методы измерения

Для проверки разработанной методики в работе использовались два дополнительных способа получения данных для сравнения. Первый подход заключался в измерении магнитной проницаемости коаксиальным методом [10, 12]. Он позволял получать широкополосные спектры магнитной проницаемости для тех образцов, которые могли быть подготовлены в форме, пригодной для измерения в коаксиальной линии, без существенного искажения магнитных свойств вследствие магнитоупругих эффектов. При коаксиальных измерениях пленка разрезалась на длинные полосы суммарной длиной около 1,5 м и сворачивалась в плотный кольцевой образец, заполняющий поперечное сечение коаксиальной линии 7/3 мм. Для учета возможного влияния магнитоупругих эффектов при сворачивании пленки измерения проводились в двух конфигурациях, соответствующих расположению поверхности пленки внутрь и наружу кольцевого образца.

Второй подход состоял в определении вклада ферромагнитного резонанса в спектр магнитной проницаемости по результатам магнитостатических измерений петель гистерезиса вдоль трудной оси намагничивания [88]. Для этого мнимая часть магнитной проницаемости оценивалась с использованием подхода, основанного на методе Барандиарана [89]. На первом этапе из петли гистерезиса, измеренной вдоль трудной оси, определялось распределение полей

магнитной анизотропии. Затем это распределение пересчитывалось в распределение резонансных частот с использованием формулы Киттеля. Предполагая наличие набора независимых резонансов с высокой добротностью, полученное распределение резонансных частот использовалось для расчета $\mu''(f)$, после чего соответствующий спектр $\mu'(f)$ восстанавливался с использованием лоренцевского представления резонансных вкладов [90].

Все исследованные в работе пленки были получены методом магнетронного распыления на гибких подложках из полиэтилентерефталата толщиной 12 мкм. При измерениях в короткозамкнутой микрополосковой ячейке СВЧ магнитное поле было ориентировано вдоль трудной оси намагничивания пленок. Длины образцов пленок супермаллоя и FeCo составляли 5 мм, тогда как длина образца Co была выбрана равной 40 мм для увеличения уровня измеряемого сигнала.

Для проверки методики были выбраны три образца, существенно различающиеся по толщине и магнитным свойствам. Первым образцом была пленка Co толщиной 17 нм, использованная для демонстрации чувствительности метода к ультратонким магнитным пленкам. Поскольку образцы в виде скруток для коаксиальных измерений в этом случае существенно искажались из-за магнитоупругих эффектов, надежное измерение этой пленки коаксиальным методом было невозможно. Поэтому результат для пленки Co сравнивался только со спектром, определенным по данным магнитостатических измерений.

Вторым образцом была пленка супермаллоя толщиной 160 нм состава $\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{17}\text{Mo}_4$ [91]. Благодаря слабой магнитострикции этот образец мог быть сопоставлен с результатами обоих независимых подходов и поэтому использовался как основной контрольный образец для проверки предложенного метода.

Третьим образцом была пленка FeCo толщиной 1,2 мкм. Этот образец использовался для проверки применимости метода к пленкам с более широким спектром магнитной проницаемости и для оценки влияния поправки на остаточную магнитную проницаемость в поле насыщения. Благодаря слабой магнитострикции пленка FeCo также могла быть измерена коаксиальным методом. Однако сравнение со спектром, определенным по магнитостатическим измерениям, для этого образца не рассматривалось как надежное из-за более сложной магнитной структуры пленки.

3.5. Экспериментальная проверка метода

Спектры магнитной проницаемости восстанавливались с использованием полной однопортовой калибровки по смещенному короткому замыканию и последующей нормировки на отклик пустой ячейки при соответствующем значении внешнего магнитного поля. Последняя процедура была введена в связи с тем, что измеренный отклик пустой ячейки заметно зависел от

приложенного внешнего магнитного поля. Как показано на рисунке 3.2, коэффициент отражения пустой ячейки изменяется в широком диапазоне частот, что указывает на влияние постоянного магнитного поля на измерительный тракт. По этой причине нормировка на отклик пустой ячейки при каждом значении поля использовалась во всех последующих процедурах определения магнитной проницаемости. Для повышения наглядности спектры, полученные из микрополосковых измерений, были сглажены скользящим средним по пяти точкам. Такое сглаживание применялось только для уменьшения случайного разброса между соседними частотными точками и не использовалось в самой процедуре определения параметров.

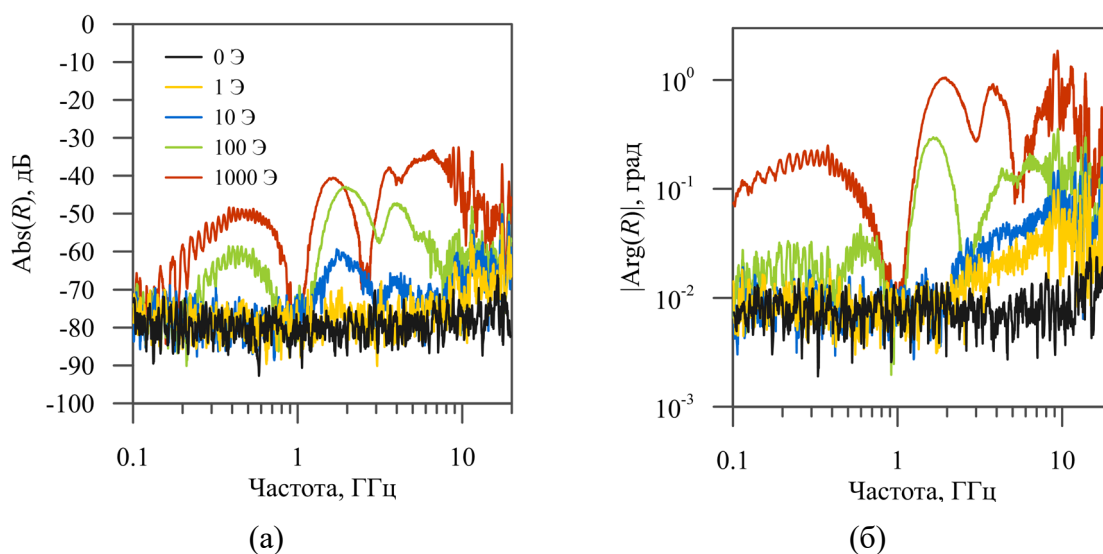


Рисунок 3.2 — Модуль (а) и фаза (б) нормированного отклика пустой измерительной ячейки при различных значениях постоянного магнитного поля

Происхождение зависимости отклика пустой ячейки от внешнего постоянного магнитного поля дополнительно определялось путем изменения входного соединения измерительной ячейки. Было установлено, что основной вклад связан не с областью расположения образца, а с соединением коаксиального разъема и кабеля. В частности, при замене соединения разъем–кабель на жесткое спаянное электрически непрерывное соединение полевая зависимость отклика пустой ячейки существенно уменьшалась. Это указывает на то, что наблюдаемый эффект в основном обусловлен чувствительными к магнитному полю контактными или переходными условиями во входной части измерительного тракта. Поскольку этот участок расположен перед областью с образцом, его вклад должен воспроизводиться при измерении пустой и нагруженной ячейки и может быть уменьшен нормировкой на отклик пустой ячейки, измеренный при том же значении внешнего поля.

После введения нормировки влияние самой калибровочной процедуры было проверено на пленке супермаллоя толщиной 160 нм, использованной как контрольный образец. На рисунке 3.3 приведено сравнение спектров магнитной проницаемости, определенных из одних и тех же

экспериментальных данных с использованием двух калибровочных подходов: стандартной OSL-калибровки, выполненной в плоскости коаксиального входа, и предложенной калибровки по смещенному короткому замыканию, реализованной непосредственно в микрополосковой ячейке.

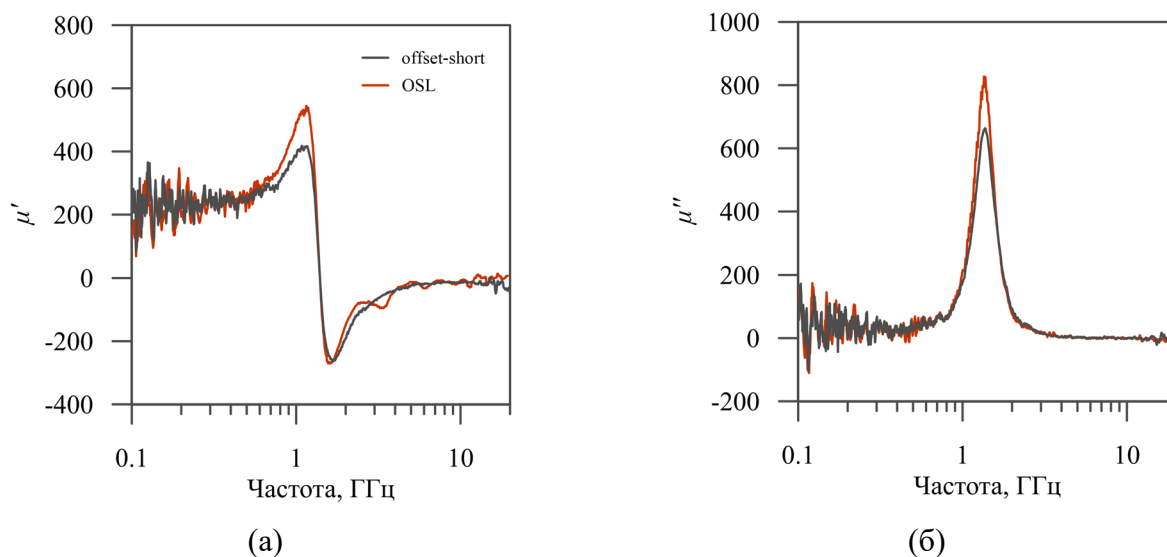


Рисунок 3.3 — Частотные зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей комплексной магнитной проницаемости пленки супермаллоя толщиной 160 нм, определенные с использованием калибровки по смещенному короткому замыканию и стандартной OSL калибровки

Сравнение показывает, что калибровка по смещенному короткому замыканию более эффективно подавляет паразитные резонансы, связанные с электрической длиной измерительной ячейки, уменьшает паразитные особенности спектра и приводит к лучшему согласованию с результатами последующего сопоставления с другими методами в области магнитного резонанса.

Поскольку калибровка по смещенному короткому замыканию была составлена из двух калибровок, выполненных в разных частотных поддиапазонах, дополнительно проверялась непрерывность результата в области частоты сшивки. Для этого оба набора калибровочных смещений независимо применялись к одним и тем же экспериментальным данным, полученным для пленки супермаллоя толщиной 160 нм, в окрестности частоты $f_c = 3$ ГГц. Спектры магнитной проницаемости, определенные с использованием двух наборов смещений, были практически неразличимы в масштабе основных графиков. Поэтому сравнение представлено через относительное отличие:

$$\Delta\mu = 100 \left| \frac{\mu_{LF} - \mu_{HF}}{\mu_{HF}} \right| \quad (3.6)$$

Соотношение (3.6) применялось отдельно к действительной и мнимой частям магнитной проницаемости. Как видно из рисунка 3.4, в диапазоне 1–5 ГГц среднее относительное отличие составляло около 2 %, а локальные отклонения не превышали приблизительно 5 %. Вблизи

частоты сшивки не наблюдалось скачкообразного изменения спектра, что показывает отсутствие искусственного излома в частотной зависимости магнитной проницаемости.

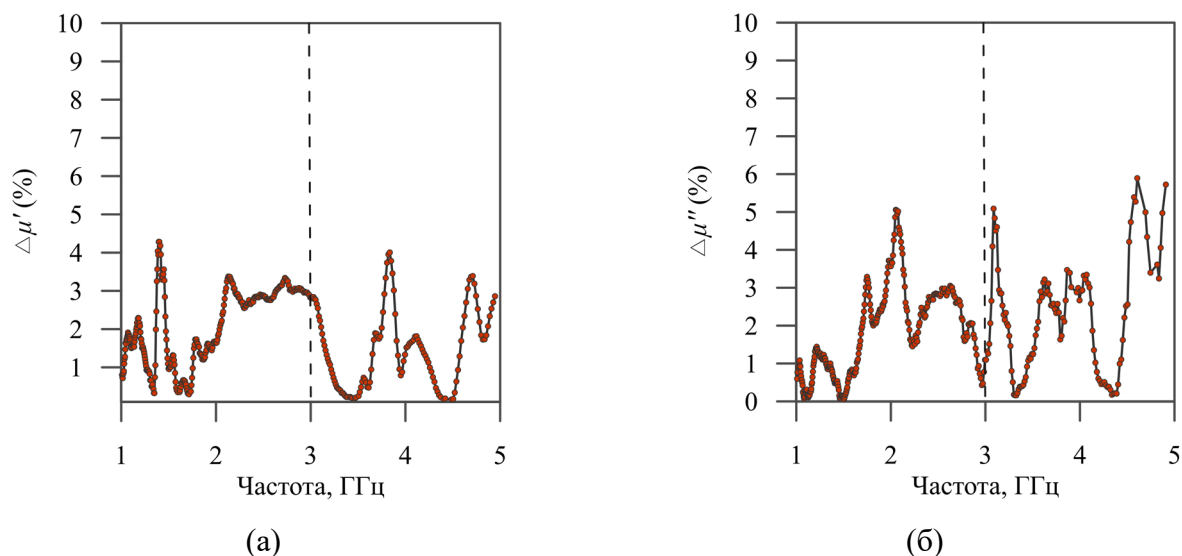


Рисунок 3.4 — Относительное отличие спектров магнитной проницаемости, определенных из одних и тех же экспериментальных данных с использованием низкочастотного набора смещений 0, 10 и 20 мм и высокочастотного набора смещений 0, 3,5 и 7 мм: (а) $\Delta\mu'$; (б) $\Delta\mu''$. Вертикальной пунктирной линией показана частота сшивки $f_c=3$ ГГц

Затем определенные спектры были сопоставлены с результатами независимых измерений, чтобы проверить, обеспечивает ли предложенная калибровка физически более достоверный спектр магнитной проницаемости. На рисунке 3.5 приведено сравнение спектра магнитной проницаемости, измеренного в короткозамкнутой микрополосковой ячейке, со спектрами, полученными коаксиальным методом и восстановленными из магнитостатических измерений. Наблюдается хорошее согласие по общей форме спектра, положению резонанса и уровню действительной и мнимой частей магнитной проницаемости. Обозначения «in» и «out» для результатов коаксиальных измерений соответствуют двум вариантам сворачивания пленочного образца: металлическим слоем внутрь и наружу соответственно.

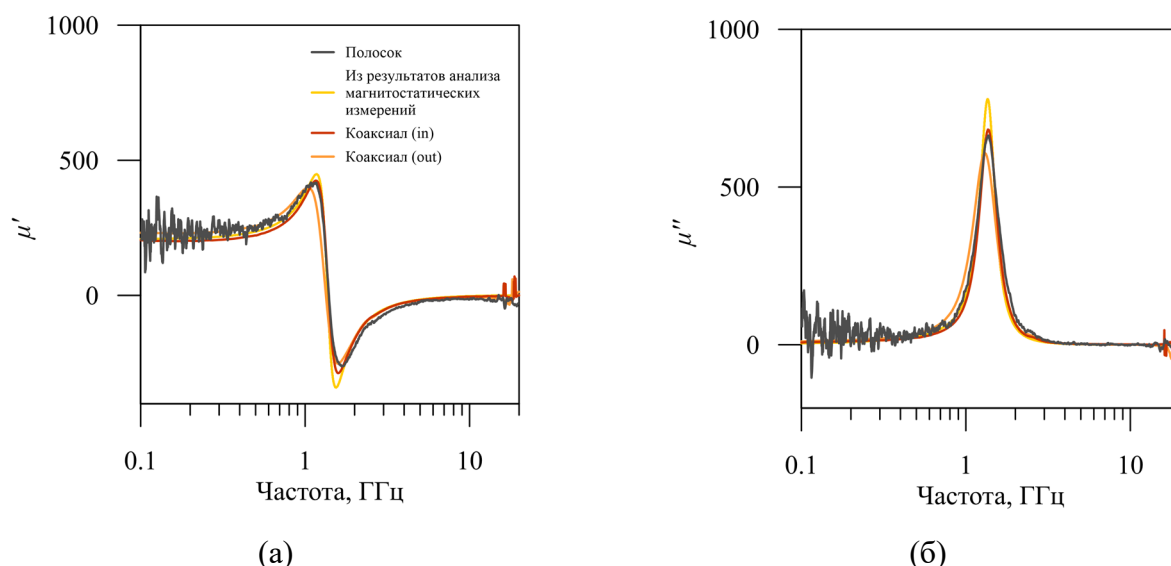


Рисунок 3.5 — Частотные зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей комплексной магнитной проницаемости пленки супермаллоя толщиной 160 нм, измеренные короткозамкнутым микрополосковым методом и сопоставленные со спектрами, полученными коаксиальным методом и восстановленными из магнитостатических измерений

После проверки предложенной методики целесообразно оценить практический предел ее чувствительности в более общем виде. Для этого ожидаемый отклик магнитных пленок был рассчитан с использованием вариационного подхода совместно с моделью входного импеданса (3.1). На рисунке 3.6 показан рассчитанный отклик магнитных образцов в зависимости от параметра $\chi' t L_s$, характеризующего магнитную нагрузку пленки, где t — толщина пленки, а L_s — длина образца вдоль направления распространения волны. В этих расчетах тангенс угла магнитных потерь был принят равным 0,1; при больших потерях уровень сигнала должен быть выше.

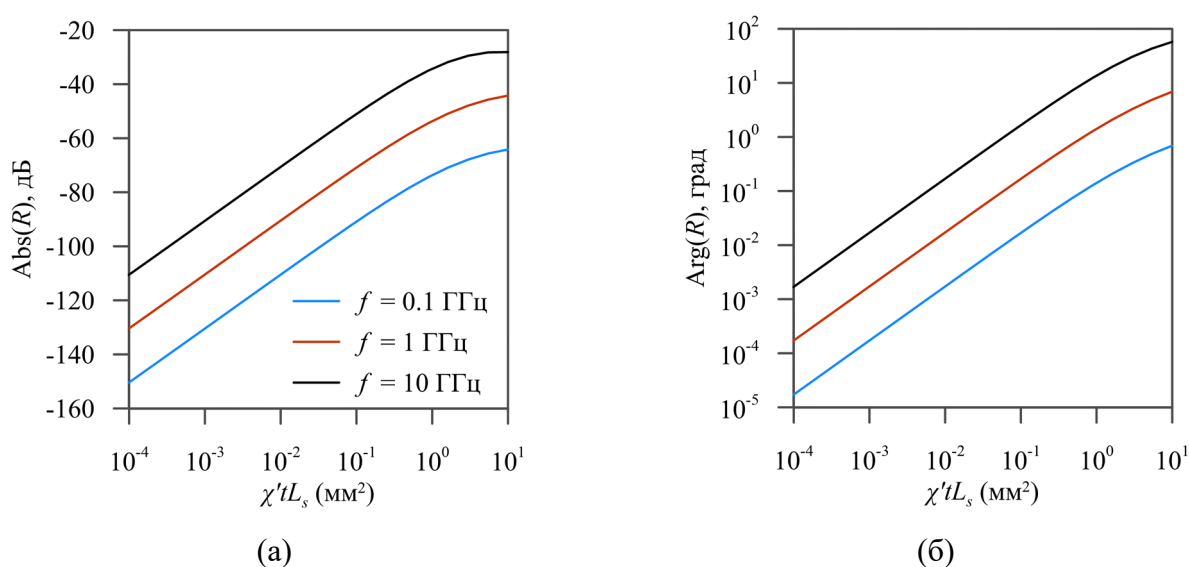


Рисунок 3.6 — Рассчитанные модуль (а) и фаза (б) отклика коэффициента отражения для магнитных пленок в зависимости от параметра магнитной нагрузки $\chi' t L_s$ на частотах 0,1, 1 и 10 ГГц

Рассчитанные зависимости показывают, что отклик увеличивается с ростом частоты и параметра магнитной нагрузки, что согласуется с экспериментально наблюдаемым поведением исследованных пленок. Для близких геометрий измерительных ячеек чувствительность в основном определяется величиной зазора между центральным полоском и заземленной плоскостью и в первом приближении обратно пропорциональна этому зазору.

Расчеты, приведенные на рисунке 3.6, также показывают, что фаза коэффициента отражения более чувствительна к слабой магнитной нагрузке, чем его модуль. Такая тенденция согласуется с измерениями фоновой отклика пустой ячейки, представленными на рисунке 3.2, где уровень отклика пустой ячейки при нулевом внешнем поле составляет около -80 дБ по модулю и около 10^{-2} градуса по фазе в значительной части частотного диапазона. Сопоставление этого фоновой уровня с рассчитанными величинами сигнала позволяет оценить практический предел чувствительности данной реализации метода. В терминах параметра магнитной нагрузки $\chi' t L_s$ экспериментально доступная область приблизительно соответствует значениям выше 1 мм^2 на частоте 0,1 ГГц, выше $0,1 \text{ мм}^2$ на частоте 1 ГГц и выше $0,01 \text{ мм}^2$ на частоте 10 ГГц.

Рабочий диапазон частот метода ограничивается различными механизмами в низкочастотной и высокочастотной областях. На низких частотах основным ограничением является случайный фоновый шум измерительной системы, поскольку магнитный отклик тонких пленок уменьшается при снижении частоты. В верхней части диапазона отношение сигнал/шум не является главным ограничивающим фактором, так как магнитный отклик обычно возрастает с частотой. В этом случае основными ограничениями становятся стабильность калибровки и механическая воспроизводимость измерительной ячейки.

В частности, небольшие смещения центрального полоска при перемещении короткозамыкающей стенки могут незначительно изменять эффективный отклик неидеальной области коаксиально-полоскового перехода, что приводит к росту систематической погрешности. Кроме того, на высоких частотах калибровка по смещенному короткому замыканию становится более чувствительной к малым механическим и фазовым погрешностям. Поэтому верхнюю границу около 20 ГГц следует рассматривать как практический предел данной реализации измерительной ячейки и калибровочной процедуры, при котором систематическая погрешность постепенно возрастает, а не как резкую физическую границу применимости метода.

Для оценки нижнего практического предела чувствительности предложенного метода была измерена ультратонкая пленка Co толщиной 17 нм. На рисунке 3.7 приведено сравнение спектра магнитной проницаемости, измеренного в короткозамкнутой микрополосковой ячейке, со спектром, восстановленным по петле гистерезиса. Несмотря на заметно более высокий уровень шума, измеренный спектр хорошо согласуется со спектром, восстановленным по результатам магнитостатических измерений.

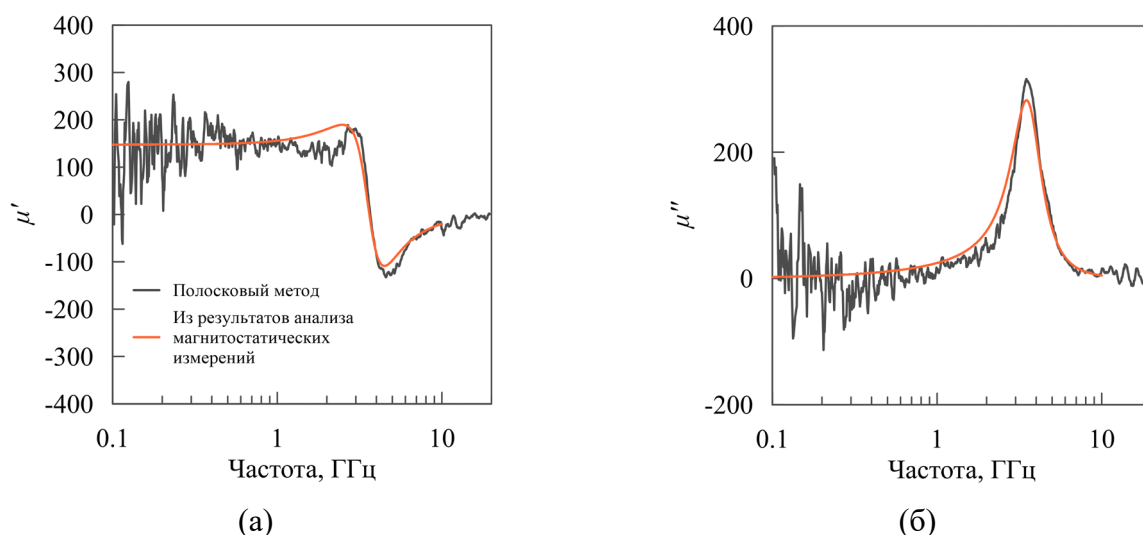


Рисунок 3.7 — Частотные зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей комплексной магнитной проницаемости пленки Со толщиной 17 нм, измеренные короткозамкнутым микрополосковым методом и сопоставленные со спектром, восстановленным по данным магнитостатических измерений

Петли гистерезиса, использованные для восстановления спектров Со и супермаллоя, приведены на рисунке 3.8. Петли, измеренные вдоль легкой и трудной осей намагничивания, подтверждают наличие выраженной одноосной анизотропии в плоскости обеих пленок. Эффективные поля магнитной анизотропии оценивались по статической энергии анизотропии, рассчитанной из разности интегралов петель гистерезиса, измеренных вдоль легкой и трудной осей, в соответствии со стандартным подходом, основанным на площади петли [92]. Полученные значения составили приблизительно $H_k \approx 70$ Э для пленки Со и $H_k \approx 65$ Э для пленки супермаллоя.

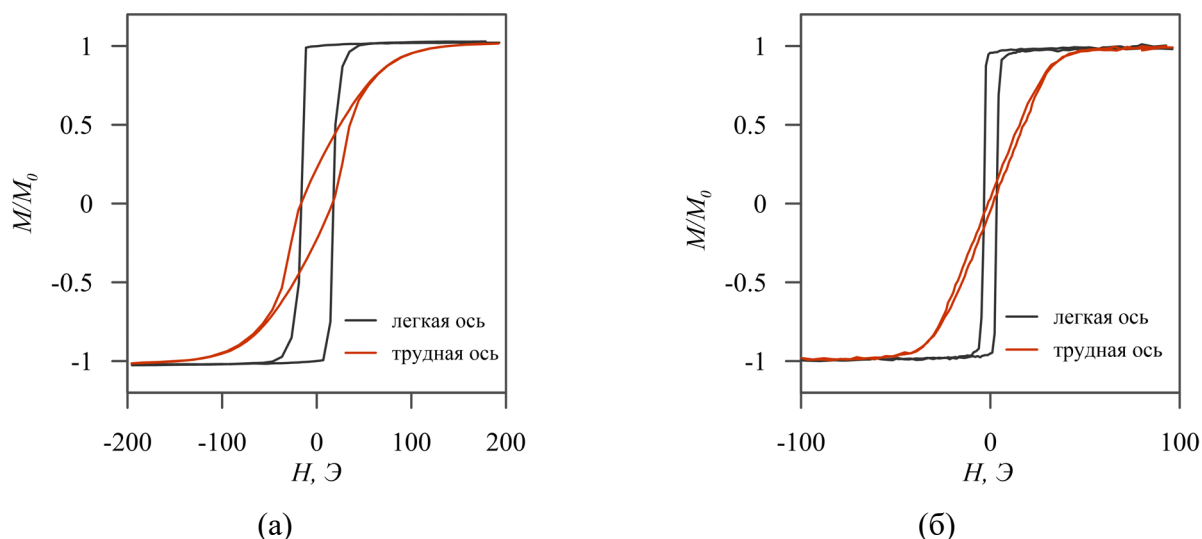


Рисунок 3.8 — Петли гистерезиса пленки Со толщиной 17 нм (а) и пленки супермаллоя толщиной 160 нм (б), измеренные вдоль трудной и легкой осей намагничивания

Для проверки влияния поправки на остаточную магнитную проницаемость в насыщенном состоянии была измерена пленка FeCo толщиной 1,2 мкм. Этот образец характеризуется сравнительно широким спектром магнитной проницаемости и достаточно большим эффективным полем магнитной анизотропии $H_k \approx 700$ Э. Поэтому пренебрежение остаточной проницаемостью в поле насыщения должно приводить к более заметной погрешности, чем для магнитно-мягких пленок с меньшим значением H_k .

На рисунке 3.9 приведено сравнение спектра магнитной проницаемости, определенного из измерений в короткозамкнутой микрополосковой ячейке до и после учета остаточной $\mu_{\text{эфф}}(H_{\text{нас}})$, со спектрами, полученными коаксиальным методом. Без введения этой поправки результат микрополоскового измерения показывает систематическое занижение действительной части магнитной проницаемости и заметное смещение спектральной кривой. Различие μ' составляет приблизительно 5 единиц магнитной проницаемости, что соответствует относительному изменению более 10 %.

На вставке к рисунку 3.9 приведены соответствующие спектры определенной эффективной диэлектрической проницаемости. До введения поправки эффективная диэлектрическая проницаемость демонстрирует выраженный низкочастотный рост. После учета остаточной магнитной проницаемости это нефизическое поведение существенно уменьшается. В результате спектр, полученный микрополосковым методом, становится заметно ближе к данным коаксиальных измерений.

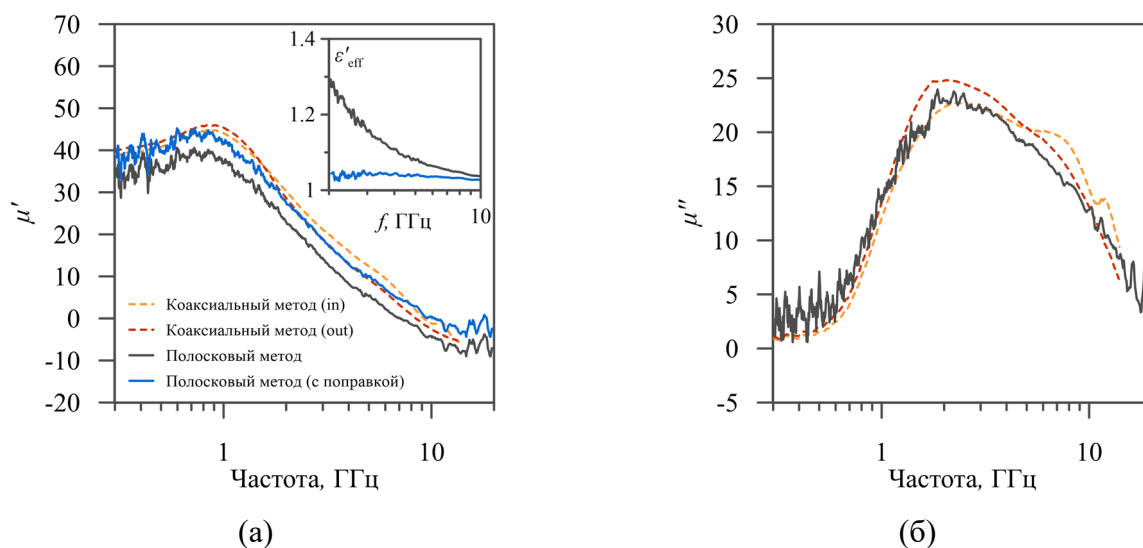


Рисунок 3.9 — Частотные зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей комплексной магнитной проницаемости пленки FeCo толщиной 1.2 мкм, измеренные короткозамкнутым микрополосковым методом до и после учета остаточной магнитной проницаемости в насыщенном состоянии, в сравнении с данными коаксиальных измерений. На вставке показаны спектры определенной эффективной диэлектрической проницаемости до и после введения поправки на $\mu_{\text{эфф}}(H_{\text{нас}})$.

3.6. Выводы по главе 3

Разработан и экспериментально проверен однопортовый метод измерения комплексной магнитной проницаемости тонких магнитных пленок в короткозамкнутой микрополосковой измерительной ячейке. Метод основан на использовании ячейки с подвижной короткозамыкающей стенкой, позволяющей выполнить калибровку по смещенному короткому замыканию непосредственно в измерительной ячейке. Такой подход уменьшает влияние коаксиально-полоскового перехода и паразитных резонансов, связанных с электрической длиной измерительного тракта.

Показано, что отклик пустой измерительной ячейки может зависеть от внешнего магнитного поля. Для уменьшения связанной с этим систематической погрешности предложена нормировка измеренного отклика образца на отклик пустой ячейки, измеренный при том же значении внешнего поля.

Чувствительность метода определяется не только толщиной пленки, но и ее магнитной восприимчивостью, длиной вдоль направления распространения волны и частотой измерения. Возможность измерения ультратонких пленок продемонстрирована на пленке Co толщиной 17 нм.

Предложен способ учета остаточной магнитной проницаемости пленки в состоянии насыщения. Такая поправка особенно важна при измерениях пленок с достаточно большим эффективным полем магнитной анизотропии. На примере пленки FeCo толщиной 1.2 мкм показано, что учет остаточной проницаемости уменьшает нефизический низкочастотный рост определенной эффективной диэлектрической проницаемости и улучшает согласие спектра магнитной проницаемости с данными коаксиальных измерений.

Работоспособность метода проверена на пленках Co, супермаллоя и FeCo на гибких ПЭТ подложках. Для супермаллоя получено хорошее согласие с коаксиальными измерениями и оценкой по магнитостатическим данным. На пленке Co толщиной 17 нм продемонстрирована чувствительность метода к ультратонким магнитным слоям, а на пленке FeCo показана значимость учета остаточного магнитного отклика в насыщающем поле. В реализованной измерительной ячейке спектры магнитной проницаемости получены в диапазоне частот до 20 ГГц.

Глава 4. Метод измерения комплексных магнитной и диэлектрической проницаемостей композитных материалов в двухпортовой полосковой линии

При измерении композитных магнитодиэлектрических материалов часто требуется определять не один, а два комплексных материальных параметра: диэлектрическую проницаемость ϵ и магнитную проницаемость μ . Это связано с тем, что электромагнитный отклик таких материалов в СВЧ диапазоне определяется одновременно электрической и магнитной поляризацией, а также потерями, связанными с обоими механизмами. Поэтому для корректного описания композитных образцов и последующего использования их параметров при проектировании СВЧ устройств необходимо иметь возможность восстанавливать как ϵ , так и μ .

Однопортовые короткозамкнутые полосковые ячейки удобны прежде всего для измерения магнитной проницаемости тонких пленок и других образцов, слабо возмущающих поле линии. Однако при измерении образцов конечной толщины и при необходимости независимого определения диэлектрической и магнитной проницаемостей более естественной является двухпортовая схема. В этом случае используются не только коэффициенты отражения, но и коэффициенты прохождения, что позволяет восстанавливать оба материальных параметра.

Точность двухпортовых измерений в значительной степени определяется качеством калибровки, которая должна учитывать неоднородности коаксиально-полосковых переходов и самой измерительной линии. Многие калибровочные процедуры для полосковых структур предполагают использование разборной ячейки, нескольких отдельных секций линии или специально изготовленных калибровочных стандартов. В этом случае погрешность определяется не только точностью изготовления стандартов и совпадением их волновых сопротивлений, но также повторяемостью механической сборки, качеством соединения отдельных частей ячейки и стабильностью подключения подводящих коаксиальных кабелей. Поэтому для повышения воспроизводимости измерений предпочтительным является использование неразборной измерительной линии, калибровка которой выполняется непосредственно в рабочей ячейке с помощью эталонных образцов с известными материальными параметрами или других стандартов, вводимых внутрь линии.

В настоящей главе рассматривается метод измерения комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей композитных образцов в двухпортовой экранированной полосковой линии. Метод основан на измерении S -параметров линии с исследуемым образцом, последующей двухпортовой калибровке по трем эталонным измерениям и определении материальных параметров из откалиброванных коэффициентов отражения и прохождения. Экранированная полосковая ячейка была изготовлена для экспериментальной проверки предложенной калибровочной процедуры и оценки применимости метода при частичном заполнении поперечного сечения линии образцом.

4.1. Измерительная схема и экранированная двухпортовая полосковая линия

Для экспериментальной реализации метода была разработана и изготовлена экранированная двухпортовая полосковая измерительная линия. Использование экранирования позволяет задать более определенные граничные условия и тем самым упростить моделирование и интерпретацию результатов измерения. Вместе с тем рассматриваемый принцип измерения и калибровки не ограничивается только экранированными структурами и может быть применен к другим вариантам полосковых линий передачи.

Измерительная схема основана на регистрации полного набора S -параметров двухпортовой линии: S_{11} , S_{21} , S_{12} и S_{22} . Наличие как коэффициентов отражения, так и коэффициентов прохождения позволяет после калибровки восстановить комплексные материальные параметры образца. В дальнейшем для описания измерительной системы используется матричное представление через T -матрицы, поскольку оно удобно для анализа каскадного соединения участков линии, переходов и измеряемого образца.

Конструкция ячейки предусматривает две съемные крышки, расположенные сверху и снизу. Такое исполнение обеспечивает удобное размещение исследуемых и эталонных образцов внутри линии. Механически стабильное соединение крышек с корпусом может выполняться с помощью винтового крепления или струбцин, что позволяет адаптировать ячейку к конкретным условиям эксперимента и используемым образцам. Длина измерительной линии составляет 120 мм, ширина — 40 мм. Геометрические размеры поперечного сечения показаны на рисунке 4.1.

Соединение полосковой линии с коаксиальными кабелями измерительного тракта осуществляется через SMA-разъемы. Центральный полосковый проводник имеет ширину 20 мм и толщину 1 мм. Номинальный волновой импеданс линии близок к 50 Ом, что уменьшает отражения в рабочем диапазоне частот. При указанной ширине центрального проводника первая высшая мода начинает заметно проявляться на частотах около 4 ГГц, что ограничивает верхнюю границу области корректного применения одномодового квази-ТЕМ описания.

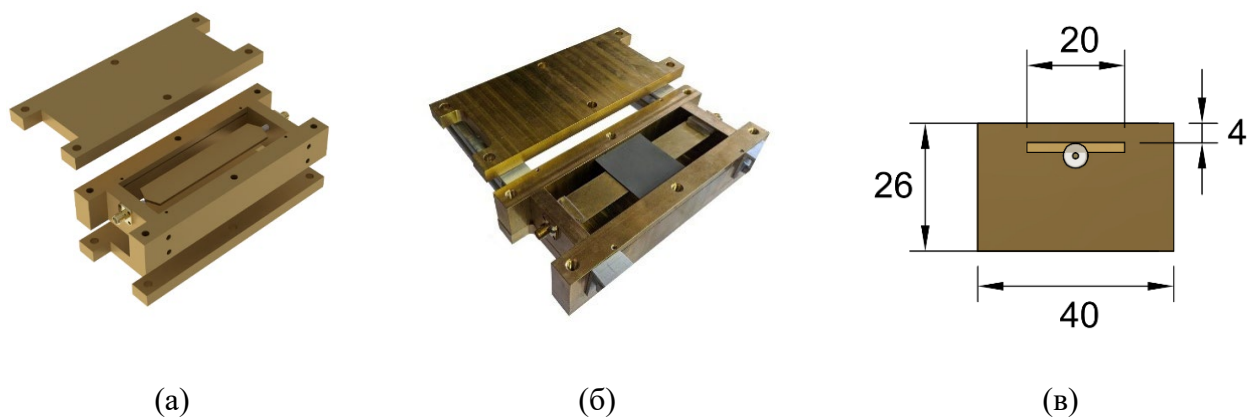


Рисунок 4.1 — Вид модели измерительной линии (а), экспериментальная ячейка с образцом внутри (б) и размеры поперечного сечения в миллиметрах (в)

Использование более узкого центрального проводника позволило бы увеличить частоту возникновения высших мод и тем самым расширить рабочий диапазон метода. Однако такое изменение геометрии может ухудшить согласование линии с волновым импедансом 50 Ом. В предлагаемом подходе точное соответствие волновому импедансу 50 Ом не является критическим требованием, поскольку калибровка выполняется непосредственно для реальной геометрии измерительной линии и учитывает неоднородности коаксиально-полосковых переходов.

Образец помещается внутрь полосковой линии и частично заполняет ее поперечное сечение. Такая конфигурация удобна для измерения плоских композитных образцов, поскольку не требует полного заполнения сечения линии и снижает требования к механической обработке материала. В то же время частичное заполнение приводит к тому, что восстановленные параметры зависят не только от свойств материала, но и от распределения электромагнитного поля в области образца. Поэтому при обработке результатов необходимо учитывать геометрию размещения образца и границы применимости квази-ТЕМ приближения.

Помимо ограничения, связанного с возбуждением высших мод, область корректного применения рассматриваемого метода определяется применимостью квази-ТЕМ приближения для экранированной полосковой линии с исследуемым образцом. Как показано в главе 2, при увеличении толщины образца и росте его электромагнитных параметров отклонение поля от ТЕМ-волны возрастает, что приводит к снижению верхней частоты, до которой определение параметров остается достаточно точным. Для используемой геометрии экранированной ячейки соответствующая практическая граница f_{QT} , определенная по допустимому расхождению эффективных показателей преломления при полноволновом расчете и в квази-ТЕМ приближении, приведена на рисунке 4.2.

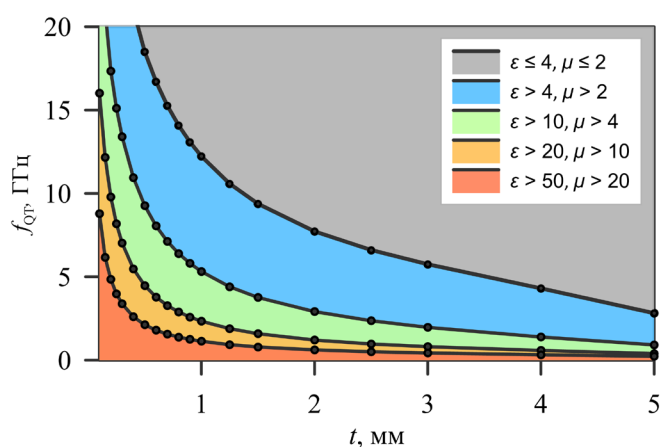


Рисунок 4.2 — Практическая граница применимости квази-ТЕМ приближения f_{QT} для экранированной двухпортовой полосковой ячейки в зависимости от толщины образца t и диапазона его электромагнитных параметров

Видно, что для тонких образцов и умеренных значений ϵ и μ область применимости квази-ТЕМ приближения распространяется на более высокие частоты, тогда как при увеличении толщины и электромагнитных параметров образца эта граница существенно снижается. В дальнейших измерениях частотный диапазон выбирался с учетом как ограничения по возбуждению высших мод, так и области применимости квази-ТЕМ приближения.

4.2. Калибровочная процедура по трем эталонным измерениям

Калибровочная процедура для двухпортовой полосковой измерительной линии направлена на уменьшение систематической погрешности, возникающей из-за неоднородностей в области коаксиально-полосковых переходов, а также на перенос плоскостей калибровки к области расположения исследуемого образца. В отличие от коаксиальных измерительных трактов, для которых доступны стандартные наборы калибровочных эталонов, изготовление аналогичных стандартов для конкретной полосковой геометрии является более сложной задачей. Особенно это существенно для неразборных или частично разборных измерительных ячеек, в которых трудно обеспечить воспроизводимое подключение отдельных калибровочных секций.

В настоящей работе используется калибровочная процедура, основанная на трех независимых эталонных измерениях. В качестве таких измерений могут выступать, например, пустая линия и два образца с известными электромагнитными параметрами. Принципиальным преимуществом такого подхода является то, что эталоны не обязаны соответствовать стандартным состояниям типа short, open, load или line. Достаточно, чтобы их истинные T -матрицы были известны или могли быть рассчитаны с требуемой точностью, а отклики эталонов достаточно различались в рабочем диапазоне частот.

Каждое измерение описывается через T -матрицу, полученную из измеренных S -параметров. Измерительная система представляется в виде каскадного соединения входной матрицы ошибок, истинной T -матрицы эталонов и выходной матрицы ошибок. Для трех эталонных измерений это можно записать в виде:

$$\mathbf{T}_{mi} = \mathbf{E}_A \cdot \mathbf{T}_{xi} \cdot \mathbf{E}_B, \quad i = 1, 2, 3, \quad (4.1)$$

где $\mathbf{T}_{mi}$ — измеренная T -матрица, полученная из S -параметров i -го эталона, $\mathbf{T}_{xi}$ — истинная T -матрица соответствующего эталона, а $\mathbf{E}_A$ и $\mathbf{E}_B$ — матрицы ошибок, описывающие неоднородности со стороны первого и второго портов.

Матрицы ошибок имеют общий вид:

$$\mathbf{E}_A = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E}_B = \begin{bmatrix} b_{11} & b_{12} \\ b_{21} & b_{22} \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

Преобразование S -параметров в T -матрицы выполняется по стандартным соотношениям:

$$T_{11} = -\frac{\det(\mathbf{S})}{S_{21}}, T_{12} = \frac{S_{11}}{S_{21}}, T_{21} = -\frac{S_{22}}{S_{21}}, T_{22} = \frac{1}{S_{21}}. \quad (4.3)$$

Такое представление удобно, поскольку T -матрицы естественно описывают каскадное соединение участков линии. В рассматриваемой задаче каждая из трех эталонных конфигураций дает матричное уравнение размерности 2×2 . Поэтому совокупность трех измерений дает 12 скалярных уравнений. При этом две матрицы ошибок $\mathbf{E}_A$ и $\mathbf{E}_B$ содержат 8 неизвестных коэффициентов. Такая избыточность позволяет решать задачу с учетом несимметричности переходов на двух портах и в дальнейшем использовать расхождение между уравнениями как признак ухудшения обусловленности калибровки.

Для получения решения исключим матрицу $\mathbf{E}_A$, используя первые два уравнения системы (4.1). После перемножения соответствующих выражений получаем:

$$\mathbf{T}_{m1}^{-1} \cdot \mathbf{T}_{m2} = (\mathbf{E}_A \cdot \mathbf{T}_{x1} \cdot \mathbf{E}_B)^{-1} \cdot (\mathbf{E}_A \cdot \mathbf{T}_{x2} \cdot \mathbf{E}_B) = \mathbf{E}_B^{-1} \cdot \mathbf{T}_{x1}^{-1} \cdot \mathbf{T}_{x2} \cdot \mathbf{E}_B \quad (4.4)$$

Введем обозначения:

$$\mathbf{M}_{12} = \mathbf{T}_{m1}^{-1} \cdot \mathbf{T}_{m2}, \quad \mathbf{N}_{12} = \mathbf{T}_{x1}^{-1} \cdot \mathbf{T}_{x2} \quad (4.5)$$

Тогда уравнение принимает вид:

$$\mathbf{M}_{12} = \mathbf{E}_B^{-1} \cdot \mathbf{N}_{12} \cdot \mathbf{E}_B \quad (4.6)$$

Аналогично для первого и третьего эталонных измерений можно записать:

$$\mathbf{M}_{13} = \mathbf{T}_{m1}^{-1} \cdot \mathbf{T}_{m3}, \quad \mathbf{N}_{13} = \mathbf{T}_{x1}^{-1} \cdot \mathbf{T}_{x3}, \quad (4.7)$$

$$\mathbf{M}_{13} = \mathbf{E}_B^{-1} \cdot \mathbf{N}_{13} \cdot \mathbf{E}_B. \quad (4.8)$$

Уравнения (4.6) и (4.8) представляют собой задачу подобия матриц. Необходимо найти матрицу $\mathbf{E}_B$, которая одновременно связывает пары матриц $\mathbf{M}_{12}$, $\mathbf{N}_{12}$ и $\mathbf{M}_{13}$, $\mathbf{N}_{13}$. Для приведения этой задачи к линейной форме используется операция векторизации и произведение Кронекера. С учетом свойств операции векторизации получаем:

$$(\mathbf{M}_{12}^T \otimes \mathbf{I} - \mathbf{I} \otimes \mathbf{N}_{12}) \cdot \text{vec}(\mathbf{E}_B) = 0, \quad (4.9)$$

$$(\mathbf{M}_{13}^T \otimes \mathbf{I} - \mathbf{I} \otimes \mathbf{N}_{13}) \cdot \text{vec}(\mathbf{E}_B) = 0. \quad (4.10)$$

Объединяя эти два уравнения, получаем однородную систему:

$$\mathbf{A} \cdot \text{vec}(\mathbf{E}_B) = 0, \quad (4.11)$$

где $\mathbf{A}$ — матрица, составленная из коэффициентов двух уравнений подобия. Поскольку матрица $\mathbf{E}_B$ не является нулевой, ее векторная форма должна принадлежать ядру матрицы $\mathbf{A}$. Для получения единственного решения вводится нормировка одного из коэффициентов, например $b_{11} = 1$. Тогда система может быть приведена к неоднородному виду:

$$\mathbf{A}' \cdot \mathbf{b}' = -\mathbf{a}_1, \quad (4.12)$$

где вектор неизвестных содержит оставшиеся коэффициенты матрицы $\mathbf{E}_B$. Решение может быть найдено с использованием псевдообратной матрицы:

$$\mathbf{b}' = -\mathbf{A}'^+ \cdot \mathbf{a}_1. \quad (4.13)$$

После определения матрицы $\mathbf{E}_B$ матрица $\mathbf{E}_A$ находится из исходных уравнений:

$$\mathbf{E}_A = \mathbf{T}_{mi} \cdot \mathbf{E}_B^{-1} \cdot \mathbf{T}_{xi}^{-1} \quad (4.14)$$

Для повышения устойчивости к шуму и погрешностям измерения матрицу $\mathbf{E}_A$ целесообразно вычислять по каждому из трех эталонных измерений и затем использовать усредненное значение. Такой подход уменьшает влияние случайной составляющей погрешности.

Важным условием корректной работы калибровочной процедуры является различие электромагнитных откликов эталонов. Если эталоны дают близкие S -параметры, матрицы, входящие в задачу подобию, становятся плохо обусловленными, что приводит к увеличению погрешности определения матриц ошибок. Поэтому эталонные образцы должны выбираться таким образом, чтобы их отклики существенно различались во всем рабочем диапазоне частот. Кроме того, материальные параметры эталонов должны быть известны с достаточной точностью, поскольку их погрешность непосредственно влияет на точность итоговой калибровки.

При экспериментальной реализации в качестве трех эталонных измерений использовались пустая линия и два образца с известными свойствами. Первым эталоном был образец полиацеталей толщиной 9 мм, полностью заполняющий поперечное сечение измерительной ячейки. Его комплексная диэлектрическая проницаемость составляла приблизительно $\varepsilon \approx 3 - i0,1$. Вторым эталоном служил композитный материал с параметрами $\varepsilon \approx 24 - i2$ и $\mu \approx 5 - i0,5$ на частоте 100 МГц. Размеры композитного эталона составляли $40 \times 40 \times 0,5$ мм, он частично заполнял поперечное сечение линии. Для расчетов использовалась полная частотная зависимость диэлектрических и магнитных свойств эталонных материалов. Параметры эталонов предварительно определялись независимыми методами: коаксиальной методикой [93] и квазиоптическим методом [94].

Частотные зависимости коэффициентов отражения и прохождения для трех эталонов приведены на рисунке 4.3. Видно, что выбранные эталоны обеспечивают существенно различные отклики по S -параметрам, что является необходимым условием устойчивой калибровки. Исключением является область около 3 ГГц, где наблюдается сближение отдельных кривых, что может приводить к увеличению погрешности калибровочной процедуры.

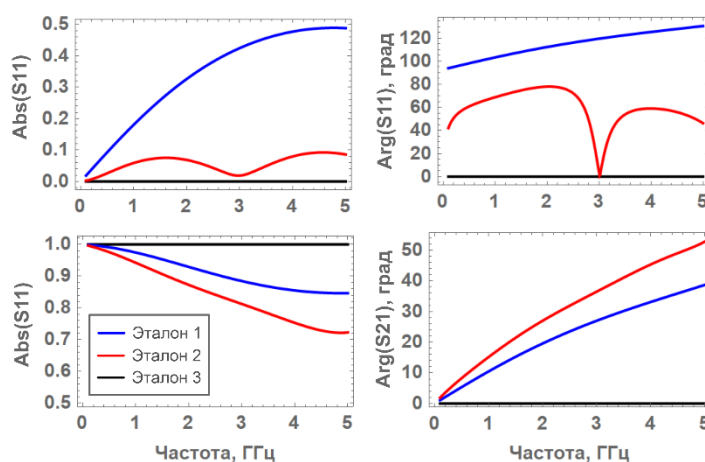


Рисунок 4.3 — Частотные зависимости коэффициентов отражения и прохождения для трех эталонов: полиацеталь, композитный материал и пустая линия

Неполное заполнение поперечного сечения эталонными и исследуемыми образцами учитывалось вариационным методом [38], позволяющим описывать электромагнитное поле в неоднородных полосковых структурах в квазистатическом приближении. После выполнения калибровки комплексные диэлектрическая и магнитная проницаемости исследуемых материалов восстанавливались из откалиброванных S -параметров с использованием метода Николсона–Росса [4].

Предложенная калибровочная процедура дает аналитическое решение для несимметричных матриц ошибок двухпортовой измерительной системы без численной оптимизации и без предположения о симметричности портов. Это делает ее удобной для практического применения в реальных полосковых измерительных линиях. Основным ограничением процедуры является необходимость ненулевых коэффициентов прохождения S_{21} , S_{12} для каждого из эталонных измерений.

4.3. Аналитическая проверка калибровочной процедуры

На первом этапе была выполнена аналитическая проверка предложенной калибровочной процедуры. Для этого была построена расчетная модель измерительной системы, в которую вводились частотные характеристики всех ее элементов, включая матрицы ошибок. Параметры этих матриц выбирались таким образом, чтобы приближенно соответствовать систематическим погрешностям, возникающим в реальной полосковой измерительной линии из-за неоднородностей коаксиально-полосковых переходов и других элементов измерительного тракта.

В качестве тестового образца был выбран слабонаполненный композит на основе железа Р-20, обладающий умеренной диэлектрической и магнитной дисперсией. На рисунке 4.4 приведено сравнение S -параметров исследуемого образца до и после применения полной

калибровочной процедуры. Красная кривая соответствует идеализированному случаю без учета систематических погрешностей, рассчитанному по формулам Френеля. Синяя кривая соответствует случаю, в котором в модель были внесены матрицы ошибок, описывающие неидеальный измерительный тракт. Верхняя часть рисунка показывает исходные зависимости до калибровки, средняя — результат после применения предложенной калибровочной процедуры, а нижняя — относительную погрешность восстановления S -параметров.

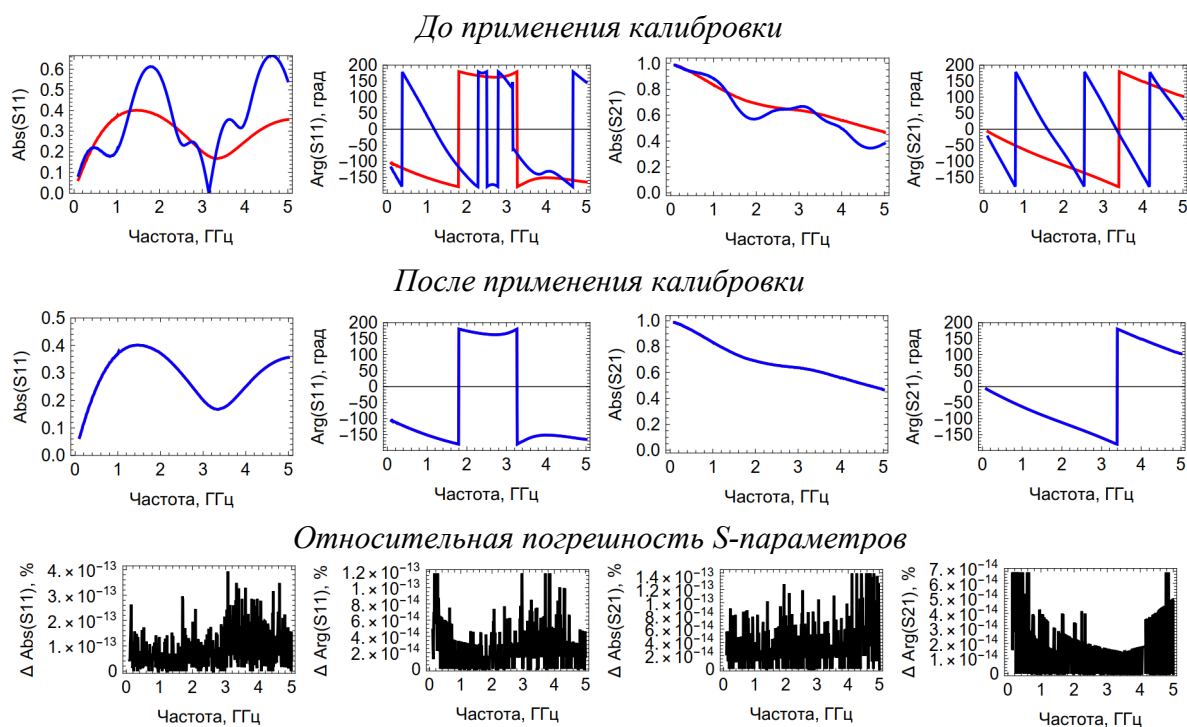


Рисунок 4.4 — Частотные зависимости коэффициентов отражения и прохождения исследуемого образца: идеальный случай без учета систематических погрешностей и случай с введенными матрицами ошибок. Сверху показаны данные до калибровки, посередине — после применения калибровочной процедуры, снизу — относительная погрешность восстановления S -параметров

Полученные результаты подтверждают корректность предложенной процедуры. После выполнения калибровки S -параметры, восстановленные в модели с внесенными матрицами ошибок, совпадают с идеализированными данными. Это показывает, что предложенный подход позволяет компенсировать систематические погрешности, связанные с несовершенством коаксиально-полосковых переходов и других элементов измерительного тракта, если T -матрицы эталонов заданы точно.

Основным источником остаточной погрешности в такой калибровочной схеме является точность сведений о материальных параметрах эталонных образцов. Для количественной оценки влияния этого фактора в аналитическую модель была введена 5 % погрешность диэлектрической и магнитной проницаемостей эталонов. Это позволило оценить, как неточность эталонных

данных влияет на восстановление S -параметров и материальных параметров исследуемого образца.

Результаты расчета приведены на рисунке 4.5. На нем показаны восстановленные S -параметры исследуемого образца после применения калибровочной процедуры с неточно заданными параметрами эталонов, а также относительные погрешности S -параметров и восстановленных диэлектрической и магнитной проницаемостей.

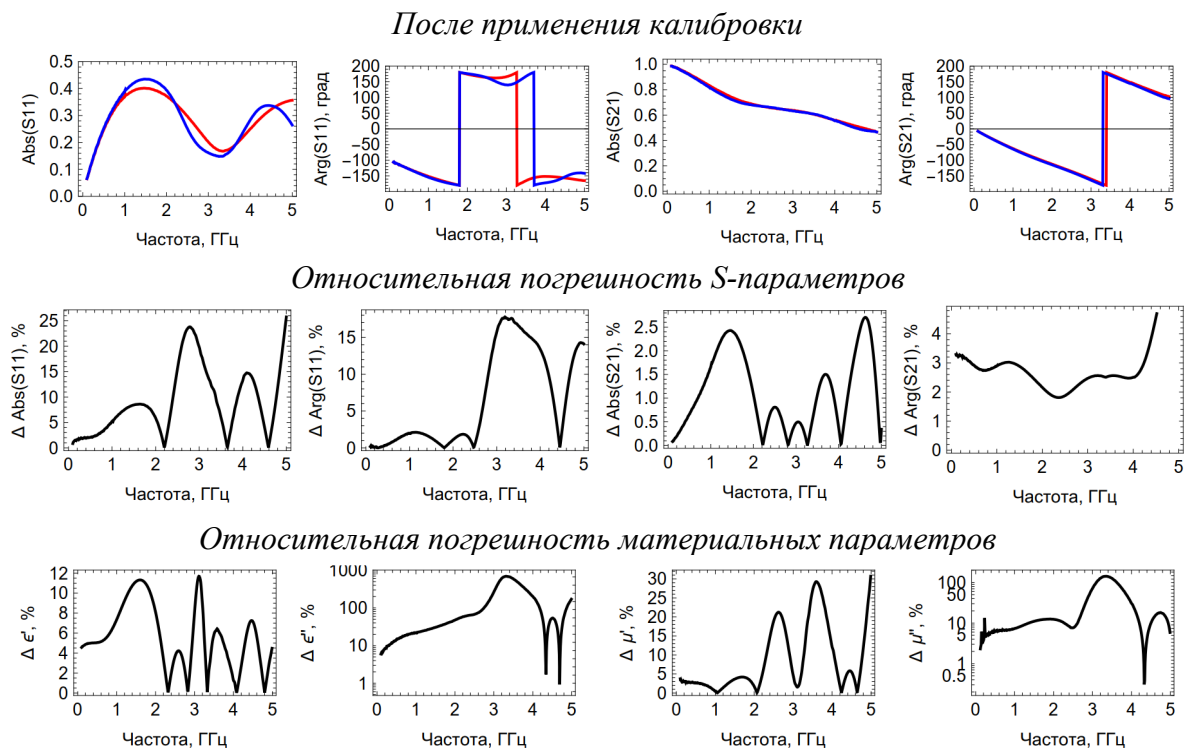


Рисунок 4.5 — Результат применения калибровочной процедуры при внесении 5 % погрешности в материальные параметры эталонных образцов. Показаны частотные зависимости относительной погрешности S -параметров и погрешности восстановленных диэлектрической и магнитной проницаемостей

Из представленных зависимостей видно, что даже умеренная погрешность в свойствах эталонов приводит к заметному ухудшению точности восстановления как S -параметров, так и комплексных значений ϵ и μ исследуемого материала. Следовательно, точность эталонных данных является одним из ключевых факторов, определяющих общую погрешность предложенной калибровочной процедуры. Подбор эталонов должен выполняться с учетом не только различия их электромагнитных откликов, но и метрологической надежности сведений об их материальных параметрах.

4.4. Экспериментальная проверка метода

Для экспериментальной проверки разработанного метода сначала были измерены коэффициенты отражения и прохождения пустой полосковой ячейки. На этом этапе применялась стандартная SOLT калибровка, выполненная на портах соединения подводящих коаксиальных

кабелей с измерительной ячейкой. Полученные частотные зависимости S -параметров приведены на рисунке 4.6.

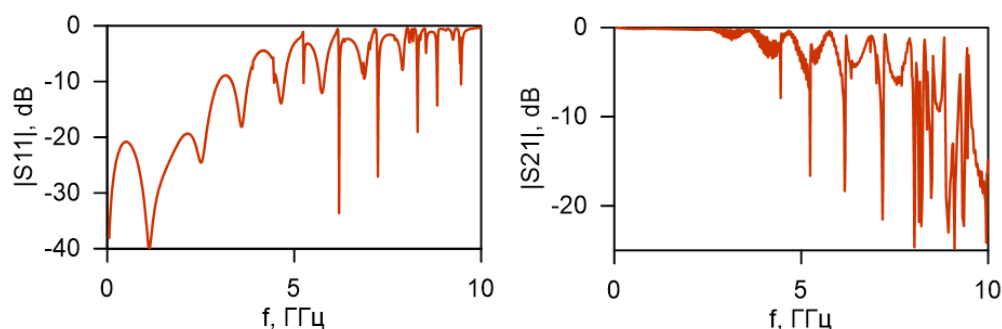


Рисунок 4.6 — Частотные зависимости коэффициентов отражения и прохождения пустой измерительной ячейки при применении SOLT калибровки в коаксиальном тракте

Измеренные зависимости показывают, что полосковая линия обеспечивает коэффициент отражения не хуже -10 дБ и коэффициент прохождения лучше -2 дБ вплоть до частоты около 4 ГГц. Это указывает на приемлемое согласование измерительной линии в рабочей области частот, хотя влияние коаксиально-полосковых переходов и других неоднородностей полностью не устраняется стандартной калибровкой в коаксиальном тракте.

Для учета этих неоднородностей была выполнена полная калибровка по предложенной процедуре с использованием трех эталонных измерений. В результате были определены матрицы ошибок $\mathbf{E}_A$ и $\mathbf{E}_B$, описывающие входную и выходную части измерительной системы. Частотные зависимости их коэффициентов приведены на рисунке 4.7.

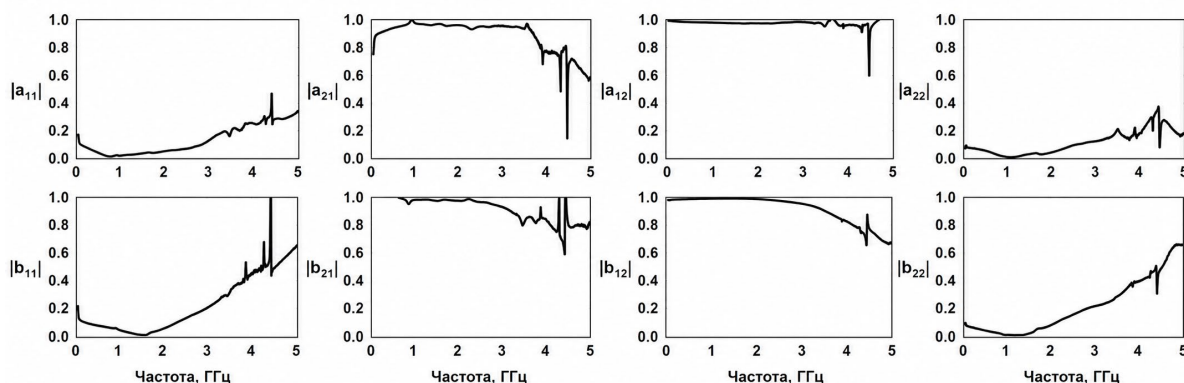


Рисунок 4.7 — Частотные зависимости коэффициентов матриц ошибок $\mathbf{E}_A$ и $\mathbf{E}_B$, определенных по предложенной калибровочной процедуре

Полученные зависимости показывают, что коэффициенты матриц $\mathbf{E}_A$ и $\mathbf{E}_B$ заметно различаются. Это свидетельствует о неэквивалентности неоднородностей со стороны двух портов и подтверждает необходимость отдельного учета входного и выходного коаксиально-полосковых переходов. Следовательно, использование полной двухпортовой модели ошибок

является более обоснованным, чем применение упрощенной симметричной модели измерительной системы.

После выполнения калибровки был измерен композитный материал на основе железа Р-20. Толщина образца составляла около 1.5 мм, а его длина последовательно изменялась и принимала значения 10, 20 и 40 мм. Такой набор измерений позволял оценить влияние степени заполнения поперечного сечения линии образцом на определенные значения материальных параметров. Результаты, полученные в полосковой линии с применением предложенной калибровочной процедуры, были сопоставлены с данными независимой коаксиальной методики (рисунок 4.8).

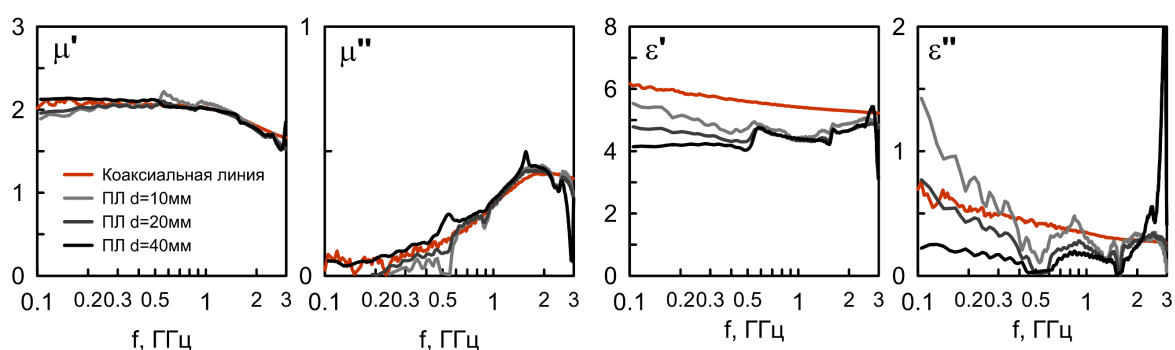


Рисунок 4.8 — Измерение образца композита на основе железа Р-20 при различной длине d , выполненное в полосковой линии с применением предложенной калибровки, в сравнении с результатами коаксиальной методики

Полученные зависимости демонстрируют хорошее согласие магнитной проницаемости, измеренной в полосковой и коаксиальной линиях. Расхождение составляет не более 10 % в частотном диапазоне до 3 ГГц. На частотах выше 3 ГГц наблюдается увеличение погрешности определения параметров, что может быть связано с выходом за область применимости квази-ТЕМ приближения и возрастающим влиянием высших мод в частично заполненной полосковой линии.

Для диэлектрической проницаемости погрешность оказывается заметно выше. Кроме того, наблюдается тенденция к увеличению расхождения с ростом длины образца. Наиболее вероятно, что это связано с несколькими факторами. Во-первых, существенный вклад может вносить погрешность материальных параметров эталонных образцов, использованных в калибровочной процедуре. Влияние этого фактора было показано выше при аналитической проверке метода. Во-вторых, при установке образцов возможно механическое смещение центрального полоскового проводника, что приводит к изменению распределения поля и эффективного импеданса линии.

Для уменьшения механической составляющей погрешности в дальнейшем целесообразно использовать конструкцию с центральным проводником, закрепленным на диэлектрической подложке. Такая реализация позволит жестко фиксировать положение проводника относительно боковых стенок ячейки и повысить воспроизводимость геометрии при установке различных образцов. Ожидается, что это позволит повысить точность определения как диэлектрической, так и магнитной проницаемостей.

4.5. Выводы по главе 4

В данной главе рассмотрен метод измерения комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей композитных образцов в двухпортовой полосковой линии при частичном заполнении ее поперечного сечения. Для экспериментальной реализации метода была разработана экранированная двухпортовая полосковая измерительная линия, позволяющая размещать внутри ячейки исследуемые и эталонные образцы без необходимости полного заполнения поперечного сечения линии.

Разработана калибровочная процедура, основанная на использовании трех эталонных измерений: пустой линии и двух образцов с известными материальными параметрами. Предложенный подход позволяет определить матрицы ошибок, описывающие неоднородности со стороны обоих портов измерительной системы, и тем самым уменьшить влияние коаксиально-полосковых переходов на определение материальных параметров. Существенным преимуществом процедуры является возможность ее применения в неразборной измерительной линии без изготовления набора специальных полосковых калибровочных стандартов.

Проведена аналитическая проверка калибровочной процедуры на модели измерительной системы с заданными матрицами ошибок. Показано, что при точном задании параметров эталонов предложенная процедура компенсирует систематическую погрешность измерительного тракта и восстанавливает S -параметры исследуемого образца. Одновременно установлено, что точность сведений о материальных параметрах эталонов является одним из основных факторов, определяющих итоговую погрешность определения диэлектрической и магнитной проницаемостей.

Экспериментальная проверка метода выполнена на композите на основе железа Р-20. Результаты, полученные в полосковой линии с применением предложенной калибровки, сопоставлены с данными коаксиального метода. Для магнитной проницаемости получено хорошее согласие в диапазоне до 3 ГГц, расхождение в этой области не превышает примерно 10 %. На частотах выше 3 ГГц наблюдается увеличение погрешности определения параметров, что может быть связано с выходом за область применимости квази-ТЕМ приближения и возрастающим влиянием высших мод в частично заполненной полосковой линии.

Для диэлектрической проницаемости расхождение с данными коаксиального метода оказалось более значительным. Наиболее вероятными причинами являются погрешность материальных параметров эталонных образцов, используемых при калибровке, а также возможное механическое смещение центрального полоскового проводника при установке образцов. Дальнейшее повышение точности метода может быть связано с улучшением механической стабильности измерительной линии, более точным определением параметров эталонов и оптимизацией их выбора для обеспечения достаточно различающихся электромагнитных откликов во всем рабочем диапазоне частот.

Глава 5. Исследование листовых материалов и периодических структур в открытой симметричной полосковой ячейке

Открытые симметричные полосковые измерительные ячейки представляют интерес для исследования листовых материалов и двумерных периодических структур, поскольку позволяют работать с образцами существенно меньшего поперечного размера, чем требуется при квазиоптическом методе измерения в свободном пространстве. Это преимущество особенно существенно в низкочастотной области СВЧ диапазона, где размеры образцов, необходимые для измерений в свободном пространстве, возрастают с увеличением длины волны.

В настоящей главе рассматриваются два применения открытой симметричной полосковой ячейки. Первое основано на определении комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей по результатам двух измерений коэффициента отражения при различных положениях образца относительно короткозамыкающей стенки. Работоспособность метода проверяется на однородном магнитодиэлектрическом композите, после чего метод используется для определения эффективных параметров двумерного периодического композита и исследования влияния размера элементов периодической структуры из ламинированного магнитного материала на ее СВЧ магнитную проницаемость.

Второе применение связано с исследованием периодических структур с сосредоточенными нагрузками. Комплексный импеданс реально установленной нагрузки определяется экспериментально по измерениям элементов структуры в полосковой ячейке, тогда как параметры структурной части соответствующей периодической поверхности определяются отдельно полноволновым моделированием с учетом взаимодействия соседних элементов. Совместное использование этих данных позволяет восстановить коэффициент отражения периодической структуры. Метод проверяется на резистивно-нагруженной частотно-селективной поверхности путем сопоставления с непосредственным полноволновым расчетом и квазиоптическим измерением образца размером 20×20 элементов.

В заключительной части главы исследуется возможность дальнейшего развития подхода применительно к активным сосредоточенным нагрузкам. Экспериментально исследуется однопортовый нефостеровский элемент на основе преобразователя отрицательного импеданса и сопоставляются его характеристики с комплексным импедансом нагрузки, требуемым для согласования рассматриваемой частотно-селективной поверхности.

5.1. Открытая симметричная полосковая измерительная ячейка

Для исследования листовых материалов и двумерных периодических структур использовались открытые короткозамкнутые симметричные полосковые измерительные ячейки. Такая конструкция позволяет проводить измерения листовых материалов с использованием

образцов существенно меньшего поперечного размера, чем при квазиоптическом методе измерения в свободном пространстве.

Измерительная ячейка содержит центральный полосковый проводник, расположенный между двумя внешними проводниками, коаксиально-полосковый переход и короткозамыкающую стенку. Соединение с векторным анализатором цепей осуществляется через коаксиальный порт. В переходной области размеры центрального проводника и расстояние между внешними проводниками изменяются плавно таким образом, чтобы волновое сопротивление линии оставалось близким к 50 Ом и уменьшалось отражение от коаксиально-полоскового перехода. Остаточное влияние перехода и неизменных неоднородностей подводящего участка учитывается при калибровке измерительной ячейки.

В работе использовались две симметричные полосковые ячейки различного поперечного размера. Расстояние от центрального проводника до каждого из внешних проводников составляло соответственно 41 и 10,5 мм. Выбор ячейки определялся размерами исследуемого образца и требуемым частотным диапазоном. В ячейке с расстоянием 10,5 мм короткозамыкающая стенка выполнена подвижной, что позволяет изменять ее положение вдоль направления распространения волны.

В малой ячейке подвижная короткозамыкающая стенка использовалась при проведении однопортовой калибровки по нескольким положениям смещенного короткого замыкания. Такая процедура позволяет учесть влияние коаксиально-полоскового перехода и неизменных неоднородностей подводящего участка и перенести плоскость измерения коэффициента отражения в область расположения образца. Для большой ячейки применялась калибровочная процедура с двумя эталонными образцами с известными электромагнитными параметрами [36].

Верхняя граница рабочего диапазона определяется частотой возбуждения первой высшей моды. Для малой ячейки с расстоянием 10,5 мм от центрального проводника до каждого внешнего проводника эта граница составляет около 7 ГГц, а для большой ячейки — около 2 ГГц. При приближении к указанной частоте возрастает влияние высших мод, и одномодовое описание измерительной ячейки становится неприменимым. При этом, как показано в главе 2, для частично заполненного поперечного сечения выполнение условия одномодового распространения в пустой линии само по себе еще не гарантирует применимость квази-ТЕМ приближения: существенное влияние оказывают также толщина, положение и электромагнитные параметры образца.

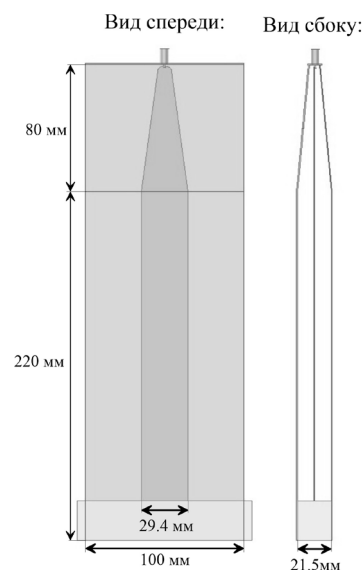
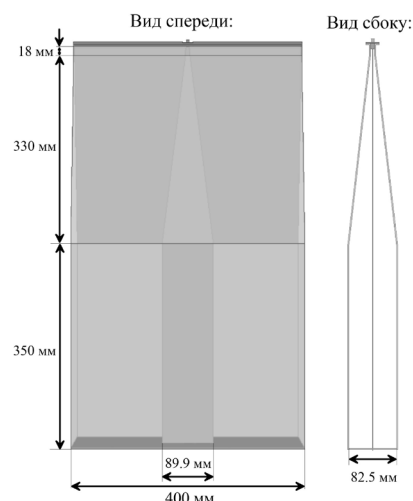
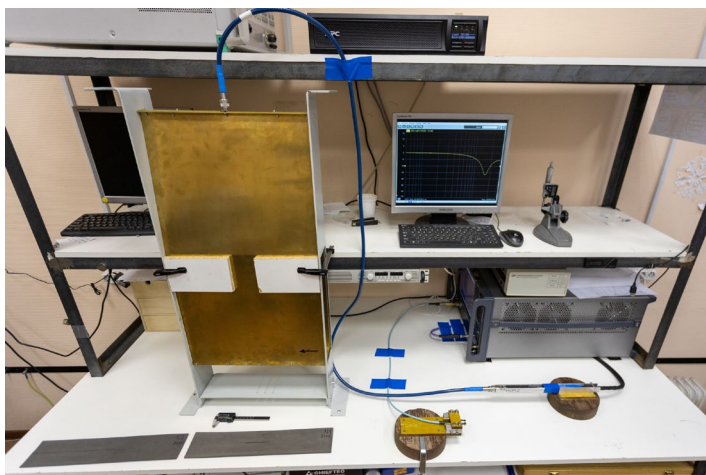


Рисунок 5.1 — Схемы и фотографии открытых симметричных полосковых измерительных ячеек различного поперечного размера

При определении диэлектрической и магнитной проницаемостей исследуемый образец располагался симметрично относительно центрального проводника и занимал рабочее поперечное сечение измерительной ячейки. Для однородного листового материала обеспечивалось сплошное заполнение с минимальными воздушными зазорами. При исследовании периодических структур воздушные промежутки между отдельными элементами являлись частью самой структуры и учитывались в определяемых эффективных электромагнитных параметрах.

Симметричное расположение образца относительно центрального проводника сохраняет симметрию поперечного сечения и, как показано в главе 2, уменьшает отклонение структуры поля от ТЕМ волны по сравнению с односторонним расположением образца.

Таким образом, открытая симметричная полосковая ячейка использовалась для определения комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей однородных листовых материалов, эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей периодических

структур, а также для исследования отдельных элементов периодических структур с сосредоточенными нагрузками. Эти применения рассматриваются далее последовательно.

5.2. Однопортовый метод определения комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей по измерениям при двух положениях образца

Для одновременного определения двух комплексных параметров материала по однопортовым измерениям необходимо получить два независимых значения электромагнитного отклика исследуемого образца. Известен подход, в котором для этого измеряется коэффициент отражения одного и того же образца при двух его положениях относительно короткозамыкающей плоскости [6]. В настоящей работе данный принцип используется для определения параметров образцов в открытой симметричной полосковой измерительной ячейке.

Исследуемый образец последовательно устанавливается в двух положениях. В первом случае его задняя поверхность располагается непосредственно у короткозамыкающей стенки. Во втором случае между образцом и короткозамыкателем оставляется воздушный участок длиной d_b . Геометрические размеры и свойства самого образца при этом не изменяются.



Рисунок 5.2 — Положение образца непосредственно у короткозамыкателя и при смещении на расстояние d_b

В квази-ТЕМ приближении участок линии с образцом представляется эквивалентным однородным отрезком линии, характеризуемым комплексными параметрами $\epsilon_{эфф}$ и $\mu_{эфф}$. Для образца длиной d , расположенного непосредственно у короткозамыкателя, нормированный на волновое сопротивление пустой линии входной импеданс имеет вид

$$Z_{вх1} = \sqrt{\frac{\mu_{эфф}}{\epsilon_{эфф}}} \operatorname{th} \left(i \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{\epsilon_{эфф} \mu_{эфф}} \right), \quad (5.1)$$

где λ — длина волны в свободном пространстве.

При удалении образца от короткозамыкающей стенки на расстояние d_B входной импеданс определяется:

$$Z_{BX2} = \sqrt{\frac{\mu_{эфф}}{\varepsilon_{эфф}}} \frac{\text{th}(2\pi i d_B / \lambda) + \sqrt{\mu_{эфф} / \varepsilon_{эфф}} \text{th}(2\pi i d \sqrt{\varepsilon_{эфф} \mu_{эфф}} / \lambda)}{\varepsilon_{эфф} \sqrt{\mu_{эфф} / \varepsilon_{эфф}} + \text{th}(2\pi i d_B / \lambda) \text{th}(2\pi i d \sqrt{\varepsilon_{эфф} \mu_{эфф}} / \lambda)} \quad (5.2)$$

После выполнения однопортовой калибровки из двух измеренных коэффициентов отражения Γ_1 и Γ_2 определяются нормированные входные импедансы:

$$Z_{BX1} = \frac{1 + \Gamma_1}{1 - \Gamma_1}, \quad Z_{BX2} = \frac{1 + \Gamma_2}{1 - \Gamma_2}. \quad (5.3)$$

Для записи решения введем обозначения:

$$A = \text{th}\left(i \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_{эфф} \mu_{эфф}}\right), \quad B = \sqrt{\frac{\mu_{эфф}}{\varepsilon_{эфф}}}, \quad (5.4)$$

$$Z_B = \text{th}\left(\frac{2\pi i d_B}{\lambda}\right). \quad (5.5)$$

Решая систему, образованную выражениями (5.1)–(5.3), относительно A и B , получаем:

$$A = \sqrt{\frac{Z_{BX1}(Z_{BX1} - Z_{BX2} + Z_B)}{Z_{BX2}Z_B}}, \quad (5.6)$$

$$B = \sqrt{\frac{Z_{BX1}Z_{BX2}Z_B}{Z_{BX1} - Z_{BX2} + Z_B}}. \quad (5.7)$$

Полученные выражения позволяют определить эффективные параметры исследуемого участка:

$$\varepsilon_{эфф} = \frac{\lambda}{i4\pi dB} \left[\ln \left| \frac{1 + A}{1 - A} \right| + i \text{Arg} \left(\frac{1 + A}{1 - A} \right) + i2\pi n \right] \quad (5.8)$$

$$\mu_{эфф} = \varepsilon_{эфф} \cdot B^2 \quad (5.9)$$

где целое число n учитывает выбор ветви комплексного логарифма. При обработке частотных зависимостей выбор знаков квадратных корней и ветви комплексного логарифма выполнялся согласованно по частоте с исключением искусственных скачков определяемых параметров.

Таким образом, два измерения коэффициента отражения одного и того же образца позволяют определить две комплексные величины — $\varepsilon_{эфф}$ и $\mu_{эфф}$, характеризующие эквивалентный однородный участок линии с исследуемым образцом. Для однородного материала при сплошном заполнении поперечного сечения эти величины соответствуют комплексным диэлектрической и магнитной проницаемостям материала. Для периодически структурированного образца они рассматриваются как эффективные диэлектрическая и

магнитная проницаемости структуры в целом, включая воздушные промежутки между ее элементами.

Чувствительность двух измерений к диэлектрической и магнитной проницаемостям определяется распределением стоячей волны в короткозамкнутой линии. Непосредственно у короткозамыкающей стенки находится минимум электрического и максимум магнитного поля. Поэтому первое положение образца обеспечивает высокую чувствительность к его магнитным свойствам.

При удалении от короткозамыкателя амплитуда электрического поля возрастает и достигает максимума при электрическом расстоянии $d_v = (2m-1)\lambda/4$, ($m=1,2,\dots$). Для электрически тонкого образца минимальная неопределенность определения диэлектрической проницаемости достигается при его расположении вблизи такого максимума электрического поля [6]. Аналогичная зависимость чувствительности от положения образца была получена при проведенном ранее численном и экспериментальном исследовании полосковой измерительной ячейки [35].

Поскольку при фиксированном расстоянии d_v электрическая длина воздушного участка изменяется с частотой, положение образца относительно максимумов электрического поля также является частотно-зависимым. Поэтому второе положение выбирается с учетом требуемого частотного диапазона определения диэлектрической проницаемости. В отличие от магнитной проницаемости, которая с высокой чувствительностью определяется при расположении образца около короткозамыкателя, область высокой чувствительности к диэлектрической проницаемости для фиксированного положения образца оказывается ограниченной по частоте [35].

5.3. Экспериментальная проверка и применение метода

5.3.1. Проверка метода на однородном магнитодиэлектрическом композите

На первом этапе работоспособность метода была проверена на однородном магнитодиэлектрическом композите на основе карбонильного железа. Выбор однородного материала для такой проверки обусловлен возможностью изготовить из одного материала образцы различной формы и размера, необходимые для проведения измерений в полосковой и коаксиальной линиях, а также квазиоптическим методом в свободном пространстве.

Измерения в симметричной полосковой ячейке проводились при полном симметричном заполнении ее рабочего поперечного сечения исследуемым материалом. Образец устанавливался с минимальными воздушными зазорами относительно проводников ячейки. Коэффициент отражения измерялся при двух положениях образца относительно короткозамыкающей стенки, после чего комплексные диэлектрическая и магнитная проницаемости определялись по процедуре, изложенной в разделе 5.2.

На рисунке 5.3 приведены частотные зависимости модуля и фазы комплексного коэффициента отражения, полученные в симметричной полосковой ячейке, а также зависимости, соответствующие результатам коаксиального и квазиоптического методов. В области перекрытия рабочих диапазонов наблюдается хорошее согласие как модуля, так и фазы коэффициента отражения.

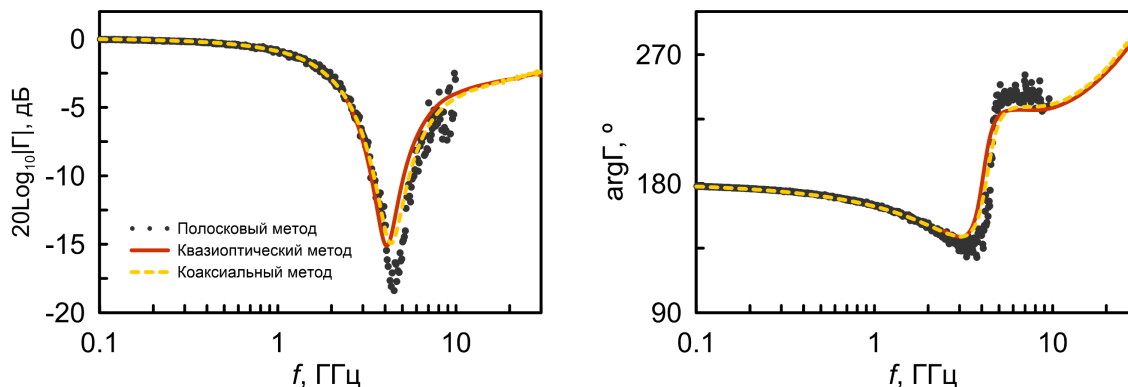


Рисунок 5.3 — Частотные зависимости модуля и фазы комплексного коэффициента отражения однородного композита на основе карбонильного железа, полученные полосковым, коаксиальным и квазиоптическим методами

Полученное согласие подтверждает работоспособность рассматриваемого метода для однородного магнитодиэлектрического материала в области перекрытия рабочих диапазонов используемых способов измерения. Такое сопоставление возможно для однородного материала, поскольку изменение формы образца, необходимое для установки в коаксиальную линию, не нарушает его внутреннюю структуру. Наблюдаемые различия между полученными зависимостями могут быть связаны, в том числе, с остаточными воздушными зазорами между образцом и проводниками полосковой ячейки. Для материалов с высокими значениями электромагнитных параметров влияние таких зазоров может быть существенным, поэтому при полном заполнении поперечного сечения необходимо обеспечивать их минимальную величину.

При исследовании пространственно неоднородных и периодически структурированных материалов применение коаксиального метода существенно ограничено, поскольку изготовление образца требуемой формы может нарушать исходную структуру материала. Квазиоптический метод позволяет сохранять структуру образца, однако при снижении частоты требуется увеличение его поперечных размеров. Поэтому использование симметричной полосковой ячейки представляет практический интерес для исследования двумерных периодических структур, особенно в низкочастотной области СВЧ диапазона.

5.3.2. Определение эффективных параметров двумерного периодического композита

После проверки метода на однородном магнитодиэлектрическом материале была исследована возможность его применения к периодически структурированным образцам. В

качестве такого объекта использовался двумерный композит с плоскопараллельной периодической структурой, образованной квадратными элементами композитного материала размером 10×10 мм, разделенными воздушными зазорами шириной 1 мм.

При измерении в симметричной полосковой ячейке образец состоял из двух одинаковых рядов по десять элементов. Ряды располагались симметрично относительно центрального проводника — по одному между центральным и каждым из внешних проводников линии. Такое расположение сохраняло периодичность структуры вдоль направления распространения волны и позволяло существенно уменьшить количество элементов, необходимое для проведения измерения.

Коэффициент отражения измерялся при двух положениях образца относительно короткозамыкающей стенки. Обработка результатов выполнялась по процедуре, изложенной в разделе 5.2. В результате определялись комплексные эффективные диэлектрическая и магнитная проницаемости исследуемой периодической структуры.

Для проверки полученных результатов использовался образец размером 10×10 элементов, параметры которого определялись квазиоптическим методом. Таким образом, при полосковом измерении использовалось 20 элементов, расположенных в виде двух рядов 10×1 , тогда как для квазиоптического измерения требовался образец из 100 элементов. На рисунке 5.4 приведены частотные зависимости действительной и мнимой частей эффективных магнитной и диэлектрической проницаемостей, полученные двумя способами.

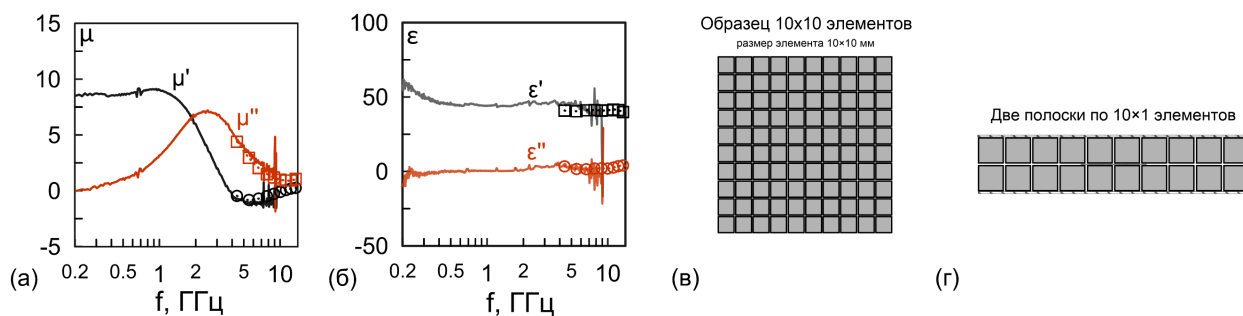


Рисунок 5.4 — Частотные зависимости действительной и мнимой частей эффективных магнитной (а) и диэлектрической (б) проницаемостей двумерного периодического композита и схемы образцов, использованных при квазиоптическом (в) и полосковом (г) измерениях. Сплошными линиями показаны результаты полоскового метода, маркерами — результаты квазиоптического метода

В области перекрытия рабочих диапазонов характер частотных зависимостей и значения комплексных параметров, полученные в полосковой ячейке, хорошо согласуются с результатами квазиоптического метода. При этом для полоскового измерения потребовалось 20 элементов структуры вместо 100 элементов при квазиоптическом измерении. Такое уменьшение требуемого размера образца особенно существенно в низкочастотной области СВЧ диапазона,

где поперечные размеры образцов для квазиоптического метода возрастают с увеличением длины волны. Полученное согласие подтверждает возможность применения метода двух положений образца для определения эффективных параметров двумерных периодических структур.

5.3.3. Влияние размера элементов на СВЧ магнитный отклик периодической структуры из ламинированного материала на основе пленок железа

Отдельный интерес представляют многослойные магнитные материалы, образованные чередующимися тонкими ферромагнитными и немагнитными слоями. Такое построение позволяет увеличить содержание магнитной фазы в образце при сохранении малой толщины отдельных проводящих ферромагнитных слоев и тем самым уменьшить влияние вихревых токов на СВЧ магнитный отклик [95]. Магнитные свойства таких материалов определяются не только характеристиками отдельных пленок, но также их магнитостатическим взаимодействием и состоянием магнитной доменной структуры [96–98].

В настоящей работе исследовалось влияние размера элементов периодической структуры на ее СВЧ магнитный отклик. В качестве исходного материала использовался ламинат на основе пленок железа толщиной 0,45 мм, сформированный из 25 пленочных слоев. Объемная доля магнитной фазы составляла около 2,8 %. Из ламината были сформированы квадратные элементы размером 40×40 , 20×20 и 10×10 мм. При формировании периодической структуры соседние элементы разделялись воздушными зазорами шириной 1 мм.

Элементы меньшего размера получали последовательным разрезанием одних и тех же исходных образцов, что позволяло уменьшить влияние возможного разброса состава и технологии изготовления материала. Таким образом, при сравнении структур различного размера сохранялись состав и последовательность слоев исходного ламинированного материала.

Измерения проводились для трех вариантов размера квадратных элементов. На рисунке 5.5 представлены частотные зависимости действительной и мнимой частей эффективной комплексной магнитной проницаемости полученных периодических структур.

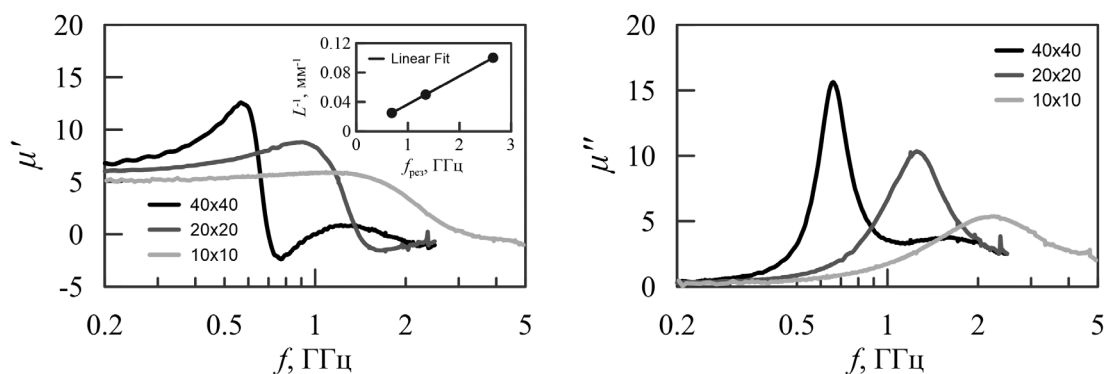


Рисунок 5.5 — Частотные зависимости действительной и мнимой частей эффективной комплексной магнитной проницаемости периодических структур из квадратных элементов ламинированного материала на основе пленок железа размером 40×40 , 20×20 и 10×10 мм, разделенных воздушными зазорами шириной 1 мм. На вставке показана зависимость резонансной частоты от обратного размера элемента $1/L$ и ее линейная аппроксимация

Из полученных зависимостей видно, что уменьшение размера квадратных элементов сопровождается систематическим изменением СВЧ магнитного отклика. Максимум мнимой части эффективной магнитной проницаемости смещается в область более высоких частот, его амплитуда уменьшается, а резонансная область становится шире.

Для количественного сопоставления положения магнитного резонанса была рассмотрена зависимость резонансной частоты $f_{\text{рез}}$ от обратного размера элемента $1/L$, где L — сторона квадратного элемента. В исследованном диапазоне размеров полученная зависимость хорошо описывается линейной аппроксимацией. Таким образом, в исследованном диапазоне размеров уменьшение размера элементов сопровождается систематическим смещением области магнитных потерь в сторону более высоких частот.

Наблюдаемый размерный эффект может быть связан с возбуждением электродинамического резонанса в квадратных элементах периодической структуры. В приближении полуволнового резонанса его частота обратно пропорциональна размеру элемента, что согласуется с установленной экспериментальной зависимостью. Резонансное перераспределение индуцированных токов и электромагнитного поля в многослойной структуре может проявляться в виде резонансной дисперсии эффективной магнитной проницаемости.

Полученный результат показывает, что геометрический размер элементов периодической структуры из ламинированного магнитного материала может рассматриваться как дополнительный параметр, определяющий положение области магнитного резонанса. В исследованном диапазоне уменьшение размера элементов приводит к смещению максимума магнитных потерь в область более высоких частот, уменьшению его амплитуды и увеличению ширины резонанса.

5.4. Исследование периодической структуры с сосредоточенными нагрузками

5.4.1. Исследуемая частотно-селективная поверхность и ее эквивалентная схема

Для исследования периодических структур с сосредоточенными нагрузками рассматривалась резистивно-нагруженная частотно-селективная поверхность (ЧСП), образованная периодической решеткой металлических полос с центральным нагрузочным зазором. Геометрия элементарной ячейки и структура слоев показаны на рисунке 5.6. Периоды решетки по двум координатам одинаковы и составляют $D_x = D_y = 10,5$ мм. Ширина металлической полосы равна $w = 1,1$ мм, ширина центрального нагрузочного зазора — $g = 0,45$ мм. Толщина полосы составляет $0,035$ мм.

Металлические элементы сформированы на подложке FR-4 номинальной толщиной $d_{FR4} = 0,5$ мм. В расчетной модели комплексная относительная диэлектрическая проницаемость FR-4 принималась равной $\varepsilon_{FR4} = 4,4 - i0,1$. Подложка отделена от сплошного металлического экрана слоем пенопласта толщиной $d_{п} = 9,5$ мм с относительной диэлектрической проницаемостью, близкой к единице. При численном анализе и обработке экспериментальных данных учитывались фактические размеры изготовленных образцов.

В центральном нагрузочном зазоре устанавливался SMD резистор типоразмера 0402 с номинальным сопротивлением $R_n = 510$ Ом. В дальнейшем его электрические характеристики рассматриваются не как заранее заданное идеальное сопротивление, а через комплексный импеданс установленной нагрузки $Z_n(f)$, определяемый по результатам полосковых измерений.

Полноволновое моделирование периодической структуры выполнялось в программном пакете FEKO. Расчет проводился для одной элементарной ячейки с периодическими граничными условиями, соответствующими бесконечной периодической ЧСП. Рассматривалось нормальное падение плоской электромагнитной волны на поверхность структуры. Вектор напряженности электрического поля ориентировался вдоль металлических полос. В зависимости от решаемой задачи нагрузочный зазор моделировался в состоянии холостого хода, короткого замыкания либо с подключенной сосредоточенной нагрузкой. Полученные таким образом коэффициенты отражения использовались далее для определения параметров эквивалентной схемы периодической ЧСП и для непосредственного расчета ее коэффициента отражения.

Для независимой экспериментальной проверки результатов восстановления был изготовлен полноразмерный образец, содержащий 20×20 элементов ЧСП. Его коэффициент отражения измерялся квазиоптическим методом в свободном пространстве при нормальном падении волны и той же ориентации электрического поля относительно металлических полос, что и в расчетной модели [18].

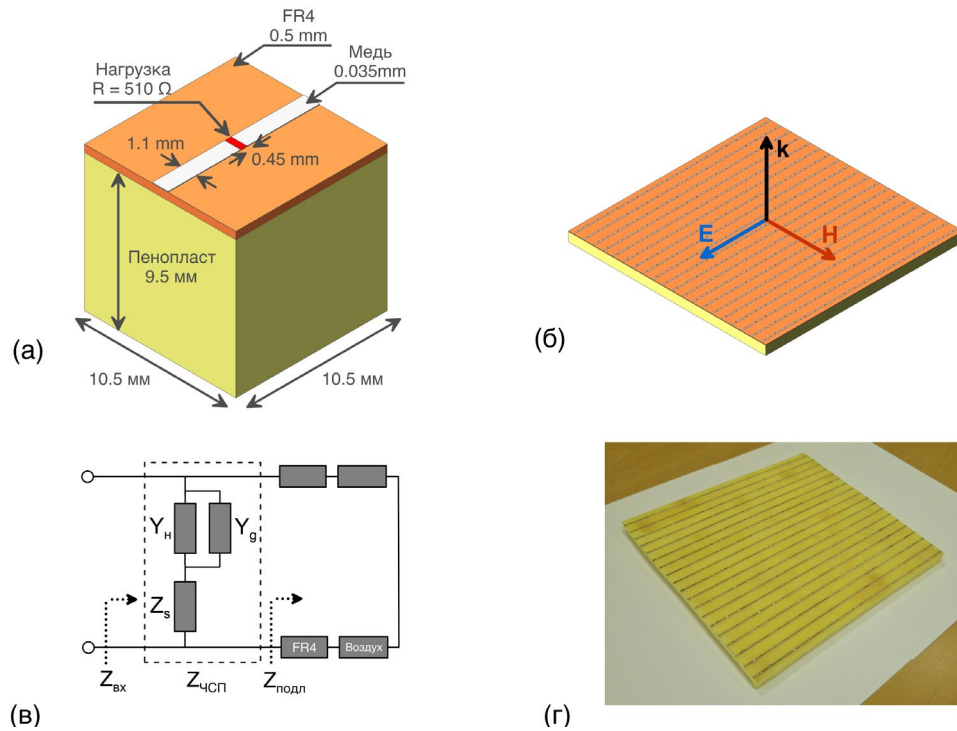


Рисунок 5.6 — Исследуемая резистивно-нагруженная ЧСП: а — геометрия элементарной ячейки; б — периодическая структура и ориентация падающей электромагнитной волны; в — эквивалентная схема; г — фотография изготовленного образца 20×20 элементов

Для описания электромагнитного отклика исследуемой структуры используется эквивалентная схема, приведенная на рисунке 5.6. При нормальном падении входной импеданс заземленной ЧСП представляется параллельным соединением входного импеданса двухслойной заземленной подложки $Z_{\text{подл}}$ и эквивалентного импеданса частотно-селективного слоя $Z_{\text{ЧСП}}$:

$$\frac{1}{Z_{\text{вх}}} = \frac{1}{Z_{\text{подл}}} + \frac{1}{Z_{\text{ЧСП}}}. \quad (5.10)$$

Величина $Z_{\text{подл}}$ определяется параметрами и толщинами слоев FR-4 и пенопласта и рассчитывается стандартным методом эквивалентных отрезков линий передачи с учетом металлического экрана.

В отличие от упрощенного представления через заранее заданные сосредоточенные L и C элементы, при определении параметров далее используется комплексная форма эквивалентной схемы. Эквивалентный импеданс частотно-селективного слоя записывается в виде:

$$Z_{\text{ЧСП}} = Z_s + \frac{1}{Y_g + Y_n}, \quad (5.11)$$

где Z_s — эффективный последовательный импеданс металлической части элемента, Y_g — комплексная проводимость разомкнутого нагрузочного зазора, $Y_n = 1/Z_n$ — комплексная проводимость установленной сосредоточенной нагрузки.

Такое представление позволяет определять $Z_s(f)$, $Y_g(f)$ и $Z_n(f)$ непосредственно как комплексные частотно-зависимые величины без предварительного сведения отдельных ветвей эквивалентной схемы к идеальным индуктивным, емкостным или резистивным элементам.

В рассматриваемом диапазоне частот Z_s имеет преимущественно индуктивный, а Y_g — преимущественно емкостный характер. Поэтому для интерпретации полученных комплексных величин вводятся эффективные параметры:

$$L_s^{\text{эфф}}(f) = \frac{\text{Im } Z_s(f)}{\omega}, \quad (5.12)$$

где $\omega = 2\pi f$. Аналогично, проводимость разомкнутого нагрузочного зазора имеет преимущественно емкостный характер, поэтому соответствующая эффективная емкость определяется как:

$$C_g^{\text{эфф}}(f) = \frac{\text{Im } Y_g(f)}{\omega}. \quad (5.13)$$

Вследствие наличия потерь и частотной дисперсии $L_s^{\text{эфф}}$ и $C_g^{\text{эфф}}$ не следует рассматривать как собственные сосредоточенные параметры отдельных геометрических элементов. Эти величины характеризуют соответствующие ветви принятой эквивалентной схемы.

Основной величиной, определяемой по результатам измерений, является комплексный импеданс установленной нагрузки:

$$Z_n(f) = \frac{1}{Y_n(f)}. \quad (5.14)$$

Определение $Z_n(f)$ не требует предварительного представления нагрузки заданной комбинацией идеальных сосредоточенных элементов. Для физической интерпретации импеданса используемого резистивного элемента полученная проводимость может быть дополнительно представлена в виде параллельного соединения сопротивления и паразитной емкости:

$$Y_n(f) = \frac{1}{R_n(f)} + i\omega C_n(f). \quad (5.15)$$

Соответственно, эквивалентные параметры параллельного RC-представления нагрузки определяются непосредственно из комплексной проводимости нагрузки:

$$R_n(f) = \frac{1}{\text{Re } Y_n(f)}, \quad (5.16)$$

$$C_n(f) = \frac{\text{Im } Y_n(f)}{\omega}. \quad (5.17)$$

Коэффициент отражения структуры связан с ее входным импедансом стандартным соотношением:

$$\Gamma(f) = \frac{Z_{\text{вх}}(f) - Z_0}{Z_{\text{вх}}(f) + Z_0}, \quad (5.18)$$

где Z_0 — волновое сопротивление соответствующей электромагнитной системы.

Поскольку электромагнитное окружение элемента в полосковой ячейке и в бесконечной периодической решетке различается, эффективные параметры Z_s и Y_g для этих двух конфигураций в общем случае также не совпадают. Установленная сосредоточенная нагрузка при этом рассматривается как локальный двухполюсный компонент, характеризуемый комплексным импедансом $Z_n(f)$, который определяется экспериментально в полосковой ячейке и затем используется при расчете модели периодической ЧСП.

Такое разделение исключает необходимость полного воспроизведения в полосковой ячейке электромагнитных условий бесконечной периодической поверхности. Полосковые измерения используются для определения комплексного импеданса установленной нагрузки, тогда как параметры структурной части периодической ЧСП определяются отдельно с учетом взаимодействия соседних элементов.

5.4.2. Определение комплексного импеданса сосредоточенной нагрузки

Для экспериментального определения комплексного импеданса установленной нагрузки в полосковой ячейке одновременно размещались два одинаковых элемента ЧСП, симметрично по обе стороны центрального проводника. Металлические полосы ориентировались вдоль вектора напряженности электрического поля основной волны. Такое расположение обеспечивает одинаковую ориентацию возбуждающего поля относительно обоих элементов. При последующей обработке симметричное возбуждение двух элементов учитывалось как параллельное соединение двух одинаковых ветвей эквивалентной схемы.

При обработке экспериментальных данных учитывалось неполное заполнение промежутка между центральным и внешним проводниками подложкой FR-4. Фактический размер платы в направлении электрического поля составлял $b_{FR4} = 9,5$ мм при расстоянии $b = 10,5$ мм. Часть промежутка, не занятая подложкой, была заполнена воздухом. Поскольку области FR-4 и воздуха расположены последовательно вдоль направления электрического поля, их вклад учитывался по модели последовательного соединения емкостей. Соответствующая комплексная эквивалентная относительная диэлектрическая проницаемость определялась выражением

$$\varepsilon_{\text{эkv}} = \frac{\varepsilon_{\text{FR4}} b}{b_{\text{FR4}} + \varepsilon_{\text{FR4}} (b - b_{\text{FR4}})}. \quad (5.19)$$

Входной импеданс заземленной двухслойной подложки $Z_{\text{подл}}$ рассчитывался с использованием стандартных соотношений для каскадного соединения отрезков линий передачи, приведенных в разделе 1.5. При обработке полосковых измерений для участка FR-4 использовалась эффективная диэлектрическая проницаемость, определенная по (5.19). Такое

представление позволяет учесть различие между шириной реальной платы и расстоянием между проводниками полосковой ячейки.

Для выделения структурной части элемента использовались два опорных состояния нагрузочного зазора — короткое замыкание (КЗ) и холостой ход (ХХ). Аналогичная последовательность преобразований применялась как к результатам полосковых измерений, так и к результатам полноволнового моделирования периодической структуры. Введем индекс $m \in \{\text{"ПЛ"}, \text{"пер"}\}$, где «ПЛ» соответствует полосковой измерительной конфигурации, а «пер» — бесконечной периодической ЧСП.

Для каждого состояния $q \in \{\text{КЗ}, \text{ХХ}, \text{наг}\}$ входной импеданс соответствующей электромагнитной системы определялся из комплексного коэффициента отражения:

$$Z_{\text{вх},m}^{(q)} = Z_{0,m} \frac{1 + \Gamma_m^{(q)}}{1 - \Gamma_m^{(q)}}, \quad (5.20)$$

где $Z_{0,\text{ПЛ}}$ — волновое сопротивление полосковой ячейки, а для периодической структуры при нормальном падении плоской волны $Z_{0,\text{пер}} = \eta_0 \approx 376,73 \text{ Ом}$

После исключения входного импеданса заземленной подложки эквивалентный импеданс частотно-селективного слоя, приведенный к одному элементу ЧСП, определялся как

$$Z_{\text{ЧСП},m}^{(q)} = \kappa_m \left[\frac{1}{Z_{\text{вх},m}^{(q)}} - \frac{1}{Z_{\text{подл},m}} \right]^{-1}, \quad (5.21)$$

где $\kappa_{\text{ПЛ}} = 2$, а $\kappa_{\text{пер}} = 1$. Множитель $\kappa_{\text{ПЛ}} = 2$ учитывает параллельное возбуждение двух одинаковых элементов, расположенных по обе стороны центрального проводника, и приводит полученный импеданс к одному элементу. В периодической расчетной модели рассматривается одна элементарная ячейка, поэтому дополнительная нормировка не требуется.

В состоянии КЗ нагрузочный зазор закорочен. Поэтому согласно принятой эквивалентной схеме последовательный импеданс металлической части элемента непосредственно определяется как

$$Z_{s,m} = Z_{\text{ЧСП},m}^{(\text{КЗ})}. \quad (5.22)$$

После этого по состоянию ХХ определяется комплексная проводимость разомкнутого нагрузочного зазора:

$$Y_{g,m} = \frac{1}{Z_{\text{ЧСП},m}^{(\text{ХХ})} - Z_{s,m}}. \quad (5.23)$$

Таким образом, параметры $Z_{s,\text{ПЛ}}$, $Y_{g,\text{ПЛ}}$ и $Z_{s,\text{пер}}$, $Y_{g,\text{пер}}$ определяются отдельно. Их совпадение не предполагается, поскольку электромагнитное окружение элемента и условия его возбуждения в полосковой ячейке и в бесконечной периодической структуре различаются.

Для определения комплексного импеданса установленной нагрузки дополнительно использовалось полосковое измерение нагруженного состояния. После преобразования измеренного коэффициента отражения согласно (5.20) и (5.21) комплексная проводимость одной установленной нагрузки определялась выражением

$$Y_n = \frac{1}{Z_{\text{ЧСП,ПЛ}}^{(\text{нар})} - Z_{s,\text{ПЛ}}} - Y_{g,\text{ПЛ}}. \quad (5.24)$$

а искомый комплексный импеданс нагрузки равен:

$$Z_n = \frac{1}{Y_n}. \quad (5.25)$$

В выражениях (5.20) – (5.25) используются непосредственно комплексные импедансы и проводимости. Представление состояния КЗ идеальной индуктивностью, состояния ХХ — идеальной емкостью, а установленного резистора — идеальным сопротивлением при определении параметров не требуется. Величины $L_s^{\text{эфф}}$, $C_g^{\text{эфф}}$, R_n и C_n , введенные в разделе 5.4.1, рассчитываются уже после выделения соответствующих комплексных величин и используются преимущественно для их физической интерпретации.

Схожие численные способы определения параметров эквивалентных схем по состояниям КЗ и ХХ, а также по трем состояниям КЗ, ХХ и известной нагрузки рассмотрены в работе [99]. В настоящей работе состояния КЗ и ХХ реализуются экспериментально в полосковой ячейке и используются для определения комплексного импеданса реально установленной нагрузки.

На рисунке 5.7 приведены параметры эквивалентной схемы, полученные по результатам полосковых измерений и полноволнового моделирования. Сначала определялись комплексные величины $Z_s(f)$ и $Y_g(f)$, а соответствующие эффективные индуктивность $L_s^{\text{эфф}}$ и емкость $C_g^{\text{эфф}}$ использовались для анализа их частотных зависимостей.

Для периодической структуры эффективная индуктивность металлической части в диапазоне 2–6 ГГц составляет 3,8–4,0 нГн. Полученные значения близки к аналитической оценке для бесконечной периодической решетки металлических полос. Для элемента в полосковой ячейке значения $L_s^{\text{эфф}}$ заметно выше: по результатам полноволнового расчета они возрастают приблизительно от 6,3 до 7,6 нГн. Экспериментальные значения имеют близкий уровень и аналогичную частотную зависимость. Различие между двумя конфигурациями показывает, что эффективный последовательный импеданс металлической части существенно зависит от электромагнитного окружения элемента.

В отличие от последовательного импеданса металлической части, эффективная емкость разомкнутого нагрузочного зазора существенно слабее зависит от различия между полосковой и периодической конфигурациями. В отсутствие подложки FR-4 ее расчетное значение составляет

около 30–31 фФ, тогда как наличие FR-4 увеличивает эту величину приблизительно до 72–76 фФ. Экспериментально определенные значения также находятся вблизи результатов полноволнового расчета структуры с FR-4.

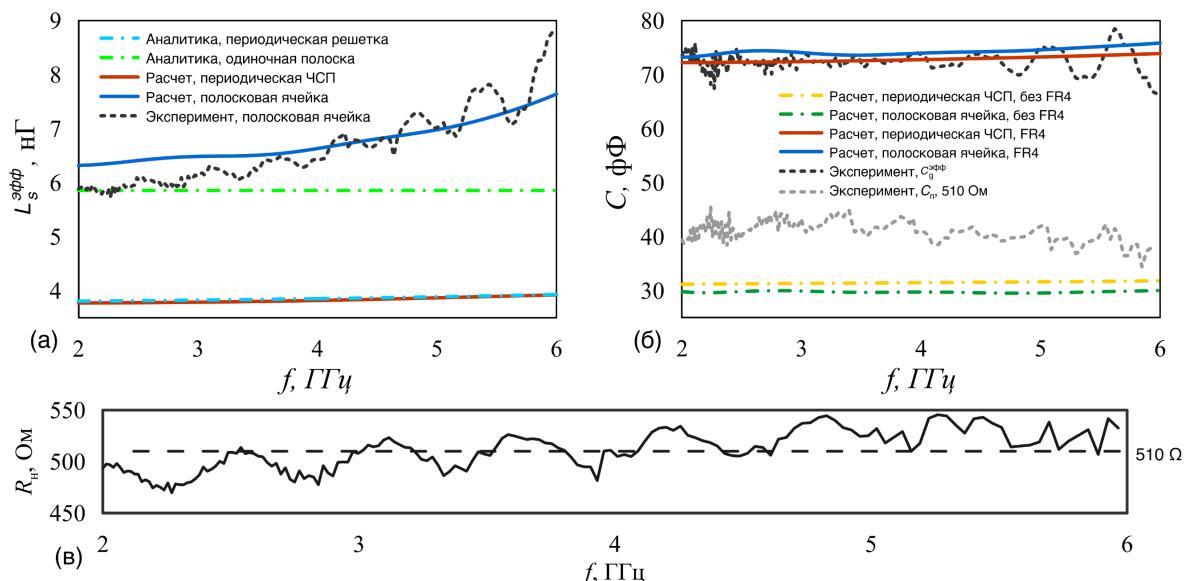


Рисунок 5.7 — Частотные зависимости параметров эквивалентной схемы исследуемой ЧСП: а — эффективная индуктивность металлической части элемента; б — эффективная емкость разомкнутого нагрузочного зазора и эквивалентная паразитная емкость установленного резистора; в — эквивалентное параллельное сопротивление установленной нагрузки. Для $L_s^{\text{эфф}}$ приведены аналитические оценки, результаты полноволнового расчета для периодической ЧСП и полосковой ячейки, а также экспериментальные данные

После исключения проводимости разомкнутого зазора из результатов измерения нагруженного состояния была определена комплексная проводимость установленного резистора. В основной части рабочего диапазона соответствующая эквивалентная паразитная емкость составляет около $C_{\text{п}} \approx 40$ фФ.

Полученное значение сопоставимо с емкостными параметрами самого нагрузочного зазора, поэтому реактивная составляющая импеданса установленного компонента не может быть исключена при описании электромагнитного отклика исследуемой ЧСП. Эквивалентное параллельное сопротивление в среднем близко к номинальному значению 510 Ом.

На экспериментальных зависимостях наблюдаются периодические колебания, которые могут быть связаны с остаточными стоячими волнами и паразитными резонансами измерительного тракта. При этом общий уровень экспериментальных зависимостей согласуется с результатами полноволнового моделирования.

Полученное различие параметров металлической части элемента в полосковой и периодической конфигурациях является существенным для дальнейшего восстановления коэффициента отражения. Оно показывает, что перенос параметров Z_s , определенных для отдельного элемента в полосковой ячейке, непосредственно на бесконечную периодическую

структуру был бы некорректен. Поэтому из полосковых измерений далее используется прежде всего комплексный импеданс установленной нагрузки $Z_n(f)$, тогда как $Z_{s,пер}$ и $Y_{g,пер}$ определяются непосредственно для периодической структуры.

Для проверки самой процедуры определения Z_n была выполнена дополнительная серия полноволновых расчетов, в которой параметры сосредоточенной нагрузки задавались заранее. Это позволило сопоставить исходные и восстановленные величины без влияния экспериментальных погрешностей.

В нагрузочный зазор расчетной модели включалась нагрузка, представленная параллельным соединением сопротивления $R_n = 510$ Ом и емкости $C_n = 40$ фФ. Для каждой геометрии рассчитывались состояния КЗ, ХХ и нагруженное состояние, после чего параметры нагрузки восстанавливались по той же последовательности преобразований (5.20)–(5.25). Ширина нагрузочного зазора g изменялась при постоянном периоде $D = 10,5$ мм.

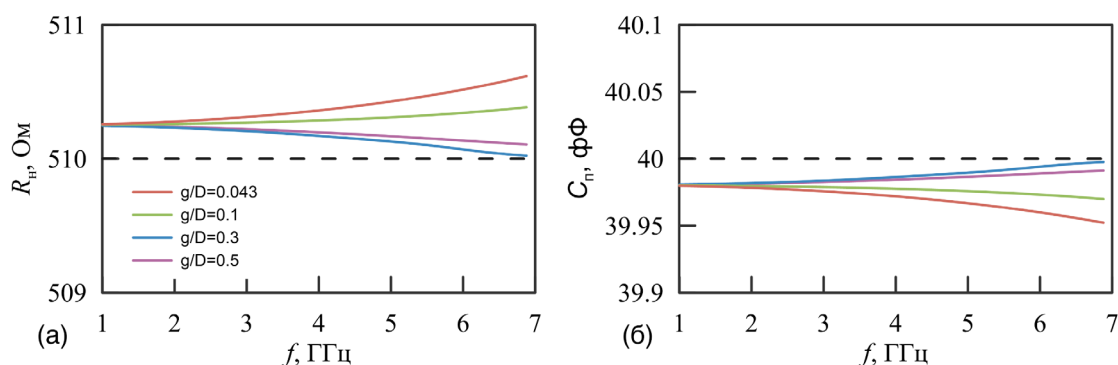


Рисунок 5.8 — Частотные зависимости параметров нагрузки, восстановленных по расчетным коэффициентам отражения при различных относительных ширинах нагрузочного зазора g/D : а — эквивалентное параллельное сопротивление R_n ; б — паразитная емкость C_n . Штриховыми линиями показаны заданные значения 510 Ом и 40 фФ

Во всем исследованном диапазоне ширины нагрузочного зазора восстановленные значения оставались близкими к заданным. Даже при увеличении ширины зазора до величины, сопоставимой с половиной периода структуры, отклонение определяемого сопротивления не превышало 1 Ом, а отклонение паразитной емкости — 0,1 фФ. Для рассмотренной расчетной модели это соответствует относительным отклонениям на уровне долей процента.

Небольшое остаточное различие между заданными и восстановленными значениями возрастает с частотой и изменяет знак при изменении относительной ширины зазора. Оно может быть связано как с численной погрешностью полноволнового моделирования, так и с ограниченной точностью описания структуры принятой эквивалентной схемой. Полученный результат показывает, что для исследованной геометрии применение состояний КЗ и ХХ позволяет восстанавливать заданные параметры комплексной нагрузки с малыми отклонениями в рамках принятой эквивалентной модели.

5.4.3. Восстановление коэффициента отражения нагруженной периодической структуры

Как показано в разделе 5.4.2, установленный в элемент ЧСП резистор обладает заметной реактивной составляющей импеданса. По результатам полосковых измерений эквивалентная паразитная емкость нагрузки в основной части рабочего диапазона составляет около 40 фФ. Несмотря на небольшое абсолютное значение, соответствующая емкостная проводимость возрастает с частотой и в верхней части диапазона становится сопоставимой с резистивной составляющей нагрузки.

Для оценки влияния этой составляющей были сопоставлены коэффициенты отражения, рассчитанные для двух вариантов представления нагрузки: идеального резистора сопротивлением 510 Ом и параллельного соединения сопротивления 510 Ом с емкостью $C_n = 40$ фФ.

На рисунке 5.9а, б приведены результаты для элементов, установленных в полосковой измерительной ячейке. На низких частотах различие между двумя вариантами невелико вследствие малой емкостной проводимости. С ростом частоты влияние C_n увеличивается. Ее учет приводит к смещению положения резонанса и улучшает согласование расчетных и экспериментальных зависимостей как по модулю, так и по фазе коэффициента отражения в основной части рабочего диапазона.

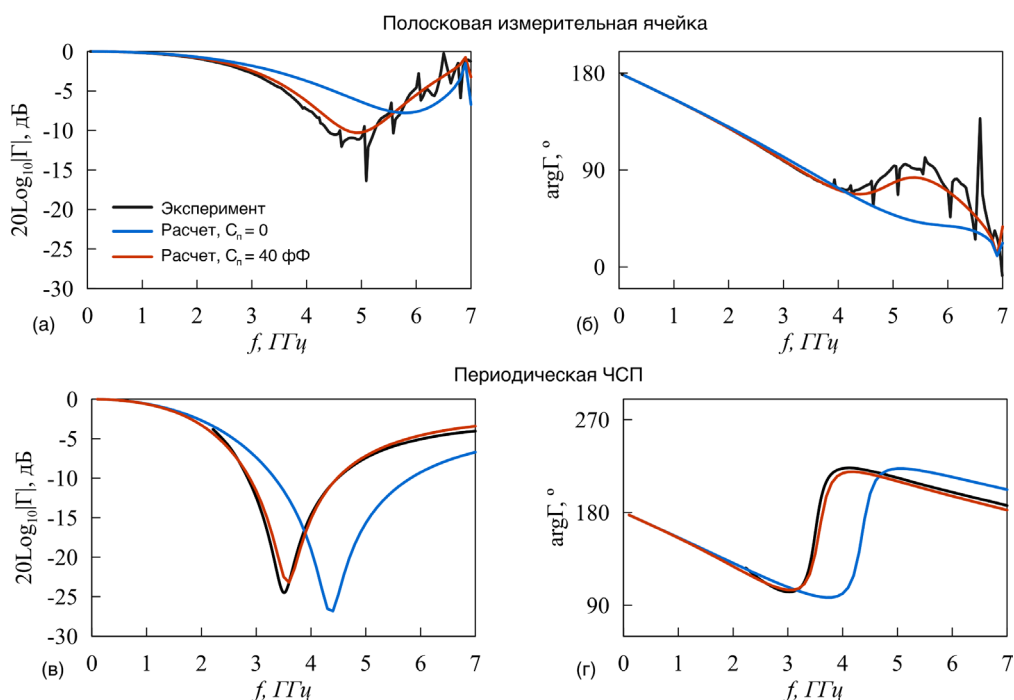


Рисунок 5.9 — Частотные зависимости модуля и фазы коэффициента отражения нагруженной ЧСП: а, б — элементы в полосковой измерительной ячейке; в, г — периодическая ЧСП при нормальном падении плоской волны. Приведены экспериментальные данные и результаты полноволнового расчета для нагрузки 510 Ом без учета паразитной емкости и с учетом $C_n = 40$ фФ

На рисунке 5.9в, г приведены аналогичные зависимости для бесконечной периодической ЧСП при нормальном падении плоской волны, а также результаты квазиоптического измерения полноразмерного образца. В области основного резонанса расчет с учетом $C_{\Pi} = 40$ фФ существенно лучше согласуется с экспериментальными данными, чем расчет для идеального резистора сопротивлением 510 Ом.

Таким образом, использование только номинального сопротивления установленного компонента недостаточно для описания электромагнитного отклика исследуемой структуры. Вместе с тем представление нагрузки в виде параллельного соединения сопротивления и емкости используется здесь только для физической интерпретации полученного результата. При последующем восстановлении коэффициента отражения используется непосредственно экспериментально определенная комплексная частотная зависимость $Y_n(f)$, без замены ее постоянными значениями R_n и C_{Π} .

Для восстановления коэффициента отражения периодической ЧСП комплексная проводимость нагрузки $Y_n(f)$, определенная по полосковым измерениям, объединялась с параметрами структурной части периодической поверхности $Z_{s,пер}(f)$ и $Y_{g,пер}(f)$, рассчитанными для элементарной ячейки с периодическими граничными условиями. Эквивалентный импеданс частотно-селективного слоя при этом определяется выражением:

$$Z_{ЧСП}^{восст} = Z_{s,пер} + \frac{1}{Y_{g,пер} + Y_n}. \quad (5.26)$$

Входной импеданс всей заземленной структуры равен:

$$Z_{ВХ}^{восст} = \left[\frac{1}{Z_{подл,пер}} + \frac{1}{Z_{ЧСП}^{восст}} \right]^{-1}, \quad (5.27)$$

а коэффициент отражения при нормальном падении плоской электромагнитной волны определяется как

$$\Gamma_{восст} = \frac{Z_{ВХ}^{восст} - \eta_0}{Z_{ВХ}^{восст} + \eta_0}. \quad (5.28)$$

Таким образом, полосковая и периодическая конфигурации используются на различных этапах процедуры. По результатам полосковых измерений состояний КЗ, ХХ и нагруженного состояния определяется комплексный импеданс установленной сосредоточенной нагрузки. Параметры $Z_{s,пер}$ и $Y_{g,пер}$, характеризующие структурную часть периодической ЧСП, определяются отдельно полноволновым моделированием. При восстановлении коэффициента отражения измеренный импеданс нагрузки объединяется с параметрами периодической структуры. Поэтому от полосковой измерительной ячейки не требуется воспроизводить электромагнитное взаимодействие соседних элементов, характерное для бесконечной периодической решетки.

Для оценки чувствительности восстановленного коэффициента отражения к вариациям параметров полосковой измерительной модели применялось статистическое моделирование методом Монте-Карло. Измеренные комплексные коэффициенты отражения для состояний КЗ, ХХ и нагруженного элемента в каждой реализации оставались неизменными, тогда как параметры, используемые при последующей обработке, случайным образом изменялись в заданных пределах.

В анализ включались толщина слоя пенопласта d_n с интервалом варьирования $\pm 0,50$ мм, толщина FR-4 d_{FR4} — $\pm 0,01$ мм, фактический размер платы b_{FR4} — $\pm 0,10$ мм, действительная и мнимая части комплексной относительной диэлектрической проницаемости FR-4 — соответственно $\pm 0,1$ и $\pm 0,02$, а также волновое сопротивление полосковой линии — ± 1 Ом. Варьируемые параметры принимались статистически независимыми и равномерно распределенными в соответствующих интервалах.

Общее число реализаций составляло 10^4 . Для каждой реализации рассчитывались эффективная диэлектрическая проницаемость участка с FR-4, входной импеданс подложки, комплексный импеданс нагрузки и восстановленный коэффициент отражения. В каждой частотной точке определялись медиана, а также 2,5- и 97,5-процентили. Интервал $[Q_{0,025}(f), Q_{0,975}(f)]$ использовался как центральный 95%-й точечный интервал результатов статистического моделирования. Для количественного сравнения двух частотных зависимостей коэффициента отражения использовались среднеквадратические отклонения модуля

$$E_{|r|} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [20 \log_{10} |r_1(f_i)| - 20 \log_{10} |r_2(f_i)|]^2}, \quad (5.29)$$

и фазы

$$E_{\varphi} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [\varphi_1(f_i) - \varphi_2(f_i)]^2}, \quad (5.30)$$

где N — число частотных точек. Перед расчетом E_{φ} фазовые зависимости разворачивались с устранением искусственных скачков на 2π . Количественное сравнение проводилось в диапазоне 0,3–6,2 ГГц.

На рисунке 5.10 восстановленная зависимость сопоставлена с непосредственным полноволновым расчетом бесконечной периодической ЧСП и результатами квазиоптического измерения образца размером 20×20 элементов.

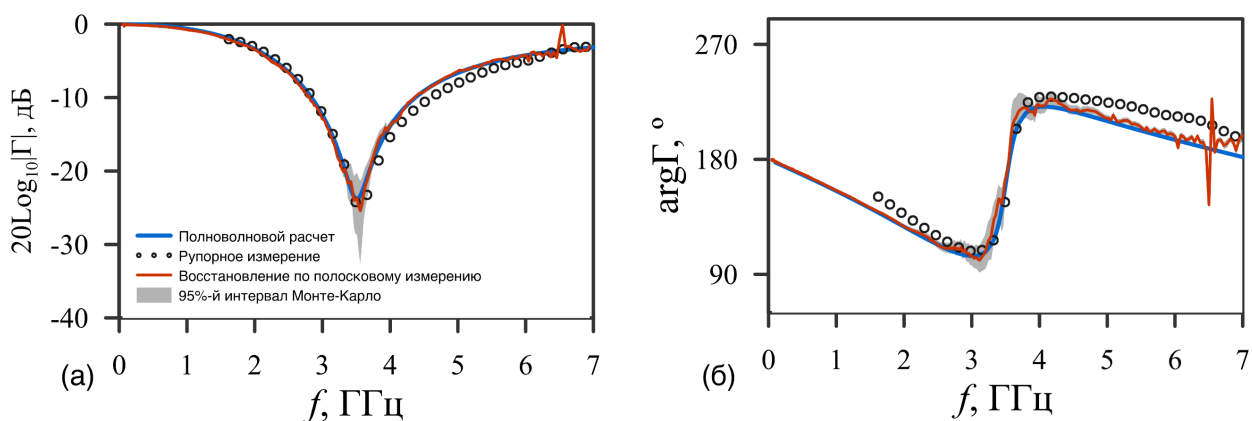


Рисунок 5.10 — Восстановленный коэффициент отражения периодической ЧСП и его сопоставление с непосредственным полноволновым расчетом и квазиоптическим измерением: а — модуль коэффициента отражения; б — фаза. Серая область соответствует центральному 95%-му точечному интервалу результатов моделирования методом Монте-Карло

Восстановленная зависимость наиболее близка к результатам непосредственного полноволнового расчета периодической структуры. В диапазоне 0,3–6,2 ГГц среднеквадратическое отклонение составляет 0,3 дБ для модуля коэффициента отражения и 3° для фазы. Различие резонансных частот составляет 49,6 МГц, а различие минимальных значений коэффициента отражения — 1,6 дБ.

При сравнении с результатами квазиоптического измерения полноразмерного образца среднеквадратическое отклонение составляет 1,1 дБ по модулю и 10° по фазе. Различие положения основного резонанса составляет 0,7 МГц, а минимального значения коэффициента отражения — 0,3 дБ. Таким образом, несмотря на большее расхождение спектральных зависимостей в целом по сравнению с непосредственным полноволновым расчетом, положение и глубина основного резонанса восстановленной характеристики близки к результатам квазиоптического измерения.

Результаты статистического моделирования показывают различную чувствительность отдельных характеристик восстановленного коэффициента отражения к изменению исходных параметров. Для 10^4 реализаций центральный 95%-й интервал резонансной частоты составил 3,5559–3,5592 ГГц, минимального уровня коэффициента отражения — от -32,6 до -21,4 дБ, а ширины полосы по уровню -10 дБ — 1,53–1,56 ГГц. Положение основного резонанса и ширина полосы изменяются в сравнительно узких пределах, тогда как глубина резонансного минимума значительно более чувствительна к рассматриваемым вариациям параметров.

В области основного резонанса зависимость, полученная квазиоптическим методом, преимущественно располагается внутри или вблизи центрального 95%-го интервала результатов моделирования методом Монте-Карло. Это показывает, что влияние вариаций параметров, включенных в статистическую модель, по масштабу сопоставимо по крайней мере с частью наблюдаемого различия между восстановленной и экспериментальной характеристиками.

Однако полностью отнести это расхождение к рассмотренным параметрам нельзя. На результат квазиоптического измерения также влияют конечный размер массива, технологический разброс параметров его элементов и особенности измерительного тракта, которые в приведенную модель Монте-Карло не включались.

Полученные результаты подтверждают возможность восстановления коэффициента отражения исследованной периодической ЧСП на основе отдельно определенных характеристик сосредоточенной нагрузки и структурной части поверхности. Комплексный импеданс нагрузки, определенный в полосковой измерительной ячейке, использовался совместно с параметрами $Z_{s,пер}$ и $Y_{g,пер}$, рассчитанными непосредственно для периодической структуры. Согласие восстановленного коэффициента отражения с непосредственным полноволновым расчетом и результатами квазиоптического измерения подтверждает обоснованность такого разделения для исследованной структуры.

5.5. Экспериментальное исследование нефостеровского элемента для применения в качестве сосредоточенной нагрузки

Рассмотренный в данной главе подход, основанный на раздельном определении комплексного импеданса сосредоточенной нагрузки и параметров структурной части периодической поверхности, может быть распространен и на структуры с активными нагрузками. Для таких структур предварительная проверка отдельных элементов особенно важна, поскольку изготовление большого периодического образца требует высокой повторяемости параметров большого числа активных ячеек и существенно усложняет настройку всей системы. В этом случае предварительное измерение отдельного активного элемента позволяет определить его реальный комплексный импеданс и выявить влияние паразитных параметров до изготовления полноразмерной периодической структуры.

Одним из возможных типов активной нагрузки являются нефостеровские элементы. Такие цепи позволяют получить отклик, эквивалентный отрицательной емкости, отрицательной индуктивности или отрицательному сопротивлению. В отличие от пассивных реактивных элементов, подчиняющихся теореме Фостера [83], нефостеровские цепи могут использоваться для компенсации реактивной составляющей импеданса в широкой полосе частот. Поэтому они представляют интерес для создания широкополосных согласующих цепей, электрически малых антенн и периодических структур с активными нагрузками [86, 87, 100, 101].

В рамках предварительной проверки возможности создания такой активной нагрузки был разработан однопортовый нефостеровский элемент на основе преобразователя отрицательного импеданса. В качестве активного компонента использовался широкополосный усилитель THS4303, имеющий фиксированный коэффициент усиления и предназначенный для работы в СВЧ

диапазоне [102]. Для настройки схемы питания и проверки характеристик усилителя была изготовлена тестовая плата. Измеренная частотная зависимость коэффициента усиления показала работоспособность усилителя в рассматриваемом частотном диапазоне и согласуется с результатами схемотехнического моделирования.

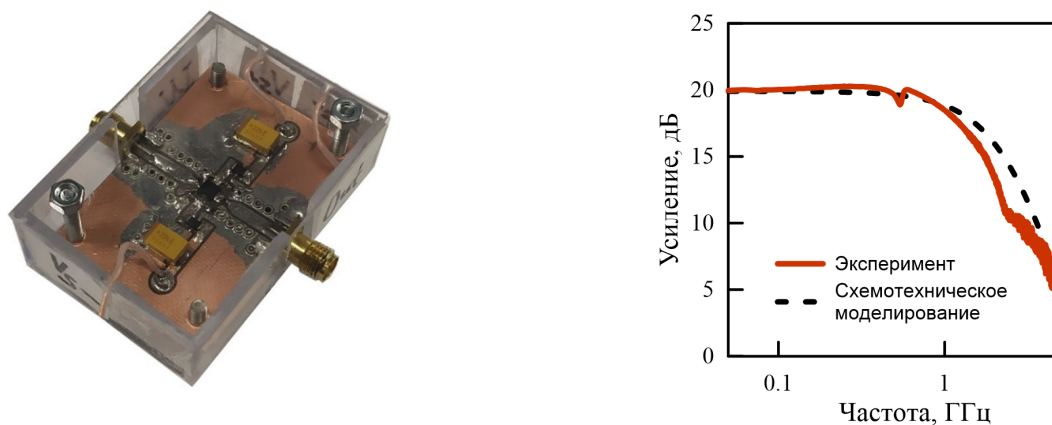


Рисунок 5.11 — Тестовая плата усилителя THS4303 и частотные зависимости коэффициента усиления, полученные экспериментально и при схемотехническом моделировании

Изготовление тестовой платы и платы нефостеровского элемента выполнялось методом химического травления на стеклотекстолите FR-4 толщиной 1 мм. На подготовленную подложку наносился пленочный фоторезист, после чего через фотошаблон формировался рисунок проводников. Далее открытые участки металлизации удалялись жидкостным травлением, а переходные отверстия выполнялись с помощью металлических заклепок диаметром 0,9 мм.

Для реализации нефостеровского элемента была выбрана схема однопортового преобразователя отрицательного импеданса на усилителе THS4303. Усилитель имеет встроенную отрицательную обратную связь с резисторами $R_f=450$ Ом и $R_g=50$ Ом. В цепи положительной обратной связи использовалось сопротивление $Z_p=300$ Ом. Положительная обратная связь была реализована с использованием дополнительного участка текстолита с обратной стороны основной платы и переходных отверстий через оба слоя. Такая конструкция позволила сохранить сплошную заземляющую плоскость и уменьшить длину цепи положительной обратной связи, что важно для снижения паразитных эффектов.

Для учета неоднородностей коаксиально-полоскового перехода и переноса фазовой плоскости к границе нефостеровского элемента была выполнена однопортовая SOL-калибровка. Калибровочные стандарты short (короткое замыкание), open (холостой ход) и load (согласованная нагрузка) были реализованы на отдельной плате. Стандарт short выполнялся замыканием полоскового проводника на заземляющую плоскость через металлическую пластинку, стандарт load — соединением полоскового проводника с землей через резистор 50 Ом, а стандарт open — незамкнутым участком полоскового проводника.

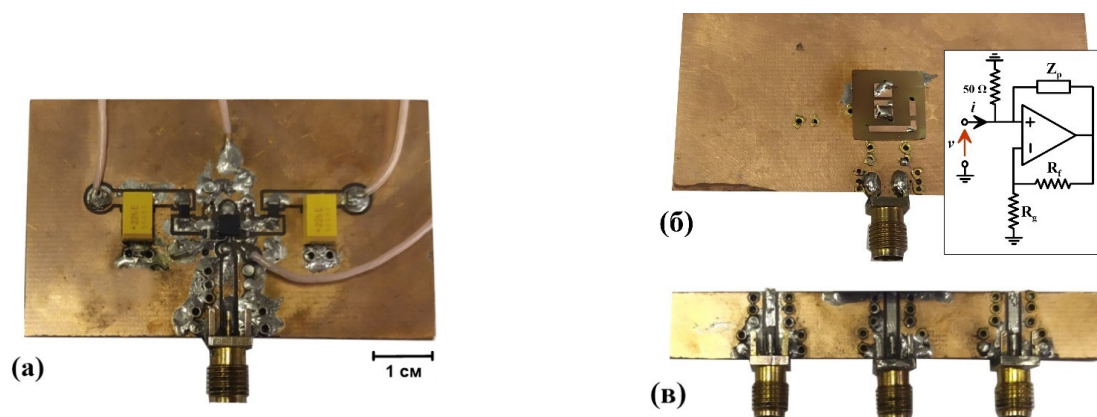


Рисунок 5.12 — Плата нефостеровского элемента: вид сверху (а), вид снизу со схемой цепи на врезке (б), калибровочная плата для однопортовой SOL-калибровки (в)

Комплексный входной импеданс определялся из измеренного коэффициента отражения:

$$Z_{\text{вх}}(f) = Z_0 \frac{1 + \Gamma(f)}{1 - \Gamma(f)}, \quad (5.31)$$

где $Z_0 = 50 \text{ Ом}$ — опорное сопротивление измерительного порта, $\Gamma(f) = S_{11}(f)$ — коэффициент отражения после калибровки.

На рисунке 5.13 приведено сопоставление экспериментально определенного комплексного входного импеданса нефостеровского элемента с результатами схемотехнического моделирования. В низкочастотной области расчетные и экспериментальные зависимости имеют близкий характер. Действительная часть входного импеданса принимает отрицательные значения. Мнимая часть импеданса также отрицательна в широкой полосе частот и на начальном участке уменьшается с ростом частоты.

Для пассивного реактивного однопорта без потерь теорема Фостера требует положительного наклона реактивности между ее полюсами $dX/d\omega > 0$, поэтому наблюдаемый у исследуемой активной цепи участок с $dX/d\omega < 0$ рассматривается в настоящей работе как признак нефостеровского характера ее реактивности. Экспериментальная зависимость содержит такой участок в низкочастотной области. Схемотехническое моделирование воспроизводит тот же характер изменения реактивности, что подтверждает связь наблюдаемого эффекта с работой преобразователя отрицательного импеданса. При дальнейшем увеличении частоты реактивность проходит через минимум и начинает возрастать, поэтому отрицательное значение $L_{\text{ЭКВ}}$, сохраняющееся в более широкой полосе, не следует интерпретировать как нефостеровское поведение во всем этом диапазоне.

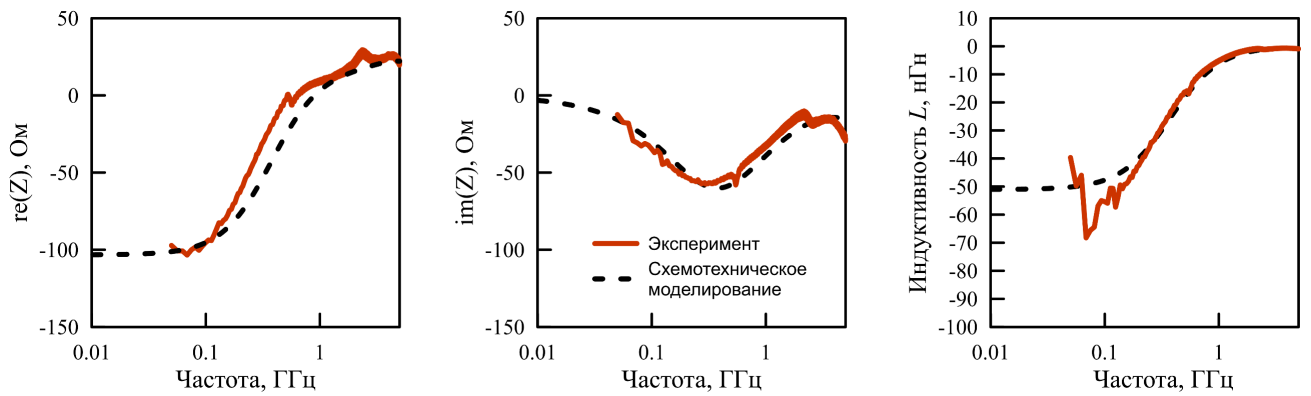


Рисунок 5.13 — Частотные зависимости параметров однопортового нефостеровского элемента с сопротивлением 300 Ом в цепи положительной обратной связи: действительной и мнимой частей входного импеданса и эквивалентной индуктивности

Для оценки возможности применения нефостеровского элемента в качестве нагрузки рассмотренной в разделе 5.4 периодической структуры дополнительно определялась частотная зависимость комплексного импеданса нагрузки, которая в расчетной модели обеспечивает нулевой коэффициент отражения от структуры.

При моделировании структура представлялась в виде двухпортовой системы. Порт 1 являлся волновым портом, соответствующим падающей плоской электромагнитной волне, а порт 2 — сосредоточенным портом, расположенным в нагрузочном зазоре элемента ЧСП. При подключении к порту 2 нагрузки с коэффициентом отражения Γ_2 коэффициент отражения от порта 1 определяется через S -параметры двухпортовой системы [15]:

$$\Gamma_1 = S_{11} + \frac{S_{12}S_{21}\Gamma_2}{1 - S_{22}\Gamma_2}. \quad (5.32)$$

Для определения нагрузки, обеспечивающей условие полного согласования в расчетной модели, полагали $\Gamma_1 = 0$:

$$\Gamma_2 = \frac{S_{11}}{S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}}. \quad (5.33)$$

Соответствующий комплексный импеданс нагрузки определяется выражением:

$$Z_2 = Z_{0,2} \frac{1 + \Gamma_2}{1 - \Gamma_2}. \quad (5.34)$$

где $Z_{0,2} = 50$ Ом — опорное сопротивление сосредоточенного порта.

На рисунке 5.14 приведены частотные зависимости импеданса нагрузки, который полностью согласует описанную в предыдущем разделе ЧСП, а также его представление в виде последовательного и параллельного соединения сопротивления и индуктивности. Из рисунка 5.14 видно, что в низкочастотной области требуемая нагрузка обладает отрицательной реактивной составляющей и может быть представлена отрицательной эквивалентной

индуктивностью. Тем самым характер требуемой реактивности качественно соответствует возможности, реализуемой нефостеровской цепью.

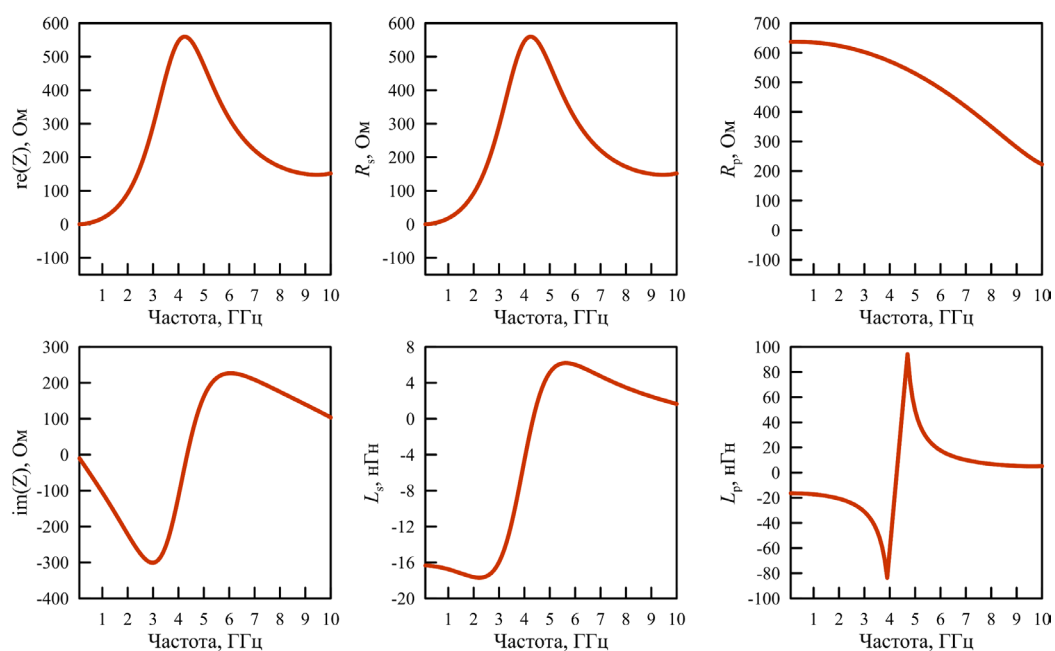


Рисунок 5.14 — Частотные зависимости комплексного импеданса нагрузки, обеспечивающей условие $\Gamma_1 = 0$ в расчетной модели ЧСП, и соответствующих параметров ее последовательного и параллельного эквивалентных представлений

Вместе с тем действительная часть требуемого импеданса остается положительной, тогда как у экспериментально исследованного преобразователя отрицательного импеданса в области нефостеровского поведения получены отрицательные значения $\text{Re}(Z)$. Поэтому изготовленный вариант нефостеровского элемента не может непосредственно рассматриваться как нагрузка, обеспечивающая полное согласование исследованной ЧСП. Полученный результат следует рассматривать как экспериментальную проверку возможности формирования требуемого нефостеровского характера реактивности и как основу для последующей настройки активной цепи по действительной и мнимой частям импеданса.

Таким образом, изготовленный однопортовый активный элемент демонстрирует участок отрицательного наклона реактивности, характерный для нефостеровского поведения, причем характер экспериментальных зависимостей согласуется с результатами схемотехнического моделирования. Расчет требуемого импеданса нагрузки исследованной ЧСП показывает, что отрицательная реактивная составляющая действительно представляет интерес для расширения возможностей согласования периодической структуры. Вместе с тем изготовленный вариант активного элемента не воспроизводит требуемую действительную часть импеданса и поэтому не рассматривается в настоящей работе как готовая нагрузка для полноразмерной периодической поверхности. Полученные результаты демонстрируют возможность дальнейшего развития

предложенного подхода в направлении экспериментального определения и настройки комплексного импеданса активных сосредоточенных нагрузок.

5.6. Выводы по главе 5

В главе исследованы возможности применения открытой симметричной полосковой ячейки для определения электромагнитных параметров листовых материалов и двумерных периодических структур, а также для исследования периодических структур с сосредоточенными нагрузками.

Реализован однопортовый метод определения комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей по двум измерениям коэффициента отражения одного образца при различных положениях относительно короткозамыкающей стенки. Работоспособность метода проверена на однородном магнитодиэлектрическом композите на основе карбонильного железа. В области перекрытия рабочих диапазонов получено хорошее согласие коэффициента отражения с результатами коаксиального и квазиоптического методов.

Показана возможность применения метода к двумерному периодическому композиту. Эффективные диэлектрическая и магнитная проницаемости, полученные в полосковой ячейке, хорошо согласуются с результатами квазиоптического измерения. При этом для полоскового измерения использовалось 20 элементов структуры вместо 100 элементов в образце для квазиоптического метода.

Для периодических структур из ламинированного материала на основе пленок железа установлен размерный эффект СВЧ магнитного отклика. При уменьшении стороны квадратных элементов от 40 до 10 мм максимум магнитных потерь смещается в область более высоких частот, его амплитуда уменьшается, а резонансная область расширяется. В исследованном диапазоне размеров зависимость резонансной частоты от $1/L$ хорошо описывается линейной аппроксимацией.

Для резистивно-нагруженной частотно-селективной поверхности реализована процедура экспериментального определения комплексного импеданса установленной сосредоточенной нагрузки по полосковым измерениям состояний КЗ, ХХ и нагруженного состояния. Установлено, что параметры структурной части элемента зависят от электромагнитного окружения: эффективный последовательный импеданс металлической части элемента в полосковой ячейке отличается от соответствующего параметра бесконечной периодической структуры. Поэтому при восстановлении коэффициента отражения параметры структурной части определяются непосредственно для периодической структуры, а из полосковых измерений переносится комплексный импеданс установленной нагрузки.

Для SMD-резистора номиналом 510 Ом экспериментально определена паразитная емкость порядка 40 фФ. Ее учет существенно улучшает согласование расчетного и экспериментального коэффициентов отражения.

Восстановленный коэффициент отражения периодической ЧСП хорошо согласуется как с результатами непосредственного полноволнового расчета, так и с данными квазиоптического измерения полноразмерного образца. Наиболее близкое совпадение получено в области основного резонанса. Статистическое моделирование показало, что положение резонанса и ширина полосы сравнительно слабо изменяются при варьировании параметров измерительной модели, тогда как глубина резонансного минимума оказывается существенно более чувствительной к этим изменениям.

Экспериментально исследован однопортовый активный элемент на основе усилителя THS4303. В низкочастотной области получен участок отрицательного наклона реактивности, характерный для нефостеровского поведения, характер экспериментальной зависимости хорошо согласуется со схемотехническим моделированием.

Таким образом, открытая симметричная полосковая ячейка позволяет исследовать однородные листовые материалы и двумерные периодические структуры на образцах уменьшенного размера, а также экспериментально определять комплексный импеданс сосредоточенных нагрузок для последующего восстановления характеристик периодических поверхностей.

Заключение

Основные результаты, полученные в работе, заключаются в следующем.

1. Проведен анализ применимости квази-ТЕМ приближения при определении комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей образцов, частично заполняющих поперечное сечение полосковой измерительной линии. Предложены интегральные параметры A_E и A_H , характеризующие долю продольных компонент электрического и магнитного полей в объеме исследуемого образца. Для рассмотренных измерительных конфигураций установлена связь этих параметров с погрешностью определения ϵ и μ и получены практические оценки границ применимости квази-ТЕМ приближения. Получены зависимости предельной частоты применимости квази-ТЕМ приближения от толщины и электромагнитных параметров образца, позволяющие для заданной толщины оценивать верхнюю рабочую частоту измерения, а при заданной частоте — допустимую толщину образца.

2. Разработана однопортовая методика определения комплексной магнитной проницаемости тонких магнитных пленок в короткозамкнутой полосковой ячейке в диапазоне частот до 20 ГГц. В методике реализована полная однопортовая калибровка непосредственно в измерительной ячейке по трем положениям подвижной короткозамыкающей стенки, дополненная нормировкой на отклик пустой ячейки при соответствующем значении внешнего магнитного поля. Экспериментально получены спектры магнитной проницаемости пленок Co , супермаллоя и FeCo . Исследование пленки в плоском состоянии позволяет уменьшить влияние механической деформации на магнитный отклик, что особенно существенно для материалов с выраженной магнитострикцией. Предложен способ учета остаточной магнитной проницаемости тонких магнитных пленок в состоянии насыщения. Показано, что такая поправка особенно важна для пленок с достаточно большим эффективным полем магнитной анизотропии и позволяет уменьшить систематическую погрешность определения спектра магнитной проницаемости. На примере пленки FeCo показано улучшение согласия с результатами коаксиальных измерений.

3. Разработана двухпортовая методика определения комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей композитных образцов при частичном заполнении поперечного сечения экранированной полосковой линии. Предложена калибровочная процедура по трем эталонным измерениям, позволяющая определять матрицы систематических погрешностей со стороны обоих портов и выполнять калибровку непосредственно в рабочей измерительной линии.

4. Разработана однопортовая двухпозиционная методика определения комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей листовых материалов и эффективных параметров двумерных периодических структур в симметричной полосковой ячейке по образцам малого размера. Работоспособность методики подтверждена на однородном композите на основе

карбонильного железа сопоставлением с коаксиальными и квазиоптическими данными. На двумерном композите показана возможность определения эффективных ϵ и μ с использованием существенно меньшего образца, чем при измерении квазиоптическим методом в свободном пространстве.

5. Экспериментально установлена размерная зависимость СВЧ магнитного отклика периодических структур из квадратных элементов ламинированного материала на основе пленок железа. При уменьшении размера элементов с 40×40 до 10×10 мм максимум магнитных потерь систематически смещается в область более высоких частот, одновременно уменьшается его амплитуда и увеличивается ширина резонанса. В исследованном диапазоне размеров резонансная частота линейно зависит от обратного размера элемента. Полученный результат показывает возможность управления положением области магнитного резонанса посредством изменения геометрических размеров элементов периодической структуры.

6. Разработана методика определения комплексного импеданса сосредоточенной нагрузки и восстановления коэффициента отражения периодической структуры по полосковым измерениям компактного образца с раздельным учетом параметров нагрузки и структурной части периодической структуры. Восстановленные модуль и фаза коэффициента отражения согласуются с полноволновым расчетом и независимым измерением образца 20×20 элементов квазиоптическим методом в свободном пространстве.

Основные публикации по теме диссертации

1. **Ivanov P. A.**, Petrov D. A., Zezyulina P. A., Komarov I. V., Osipov A. V., Maklakov S. S., Rozanov K. N. Accurate broadband permeability measurement of thin magnetic films in a short-circuited microstrip fixture // *Materials*. – 2026. – V. 19. – №. 11. – Art. 2294.
2. Buznikov, N. A., **Ivanov, P. A.**, Komarov, I. V., Lagarkov, A. N., Maklakov, S. A., Maklakov, S. S., Osipov A.V., Rozanov K.N., Shiryayev A.O., Zezyulina, P. A. Thickness Effect on Microwave Permeability of CoFeB Films on Flexible Substrate // *Magnetism*. – 2025. – V. 5. – №. 4. – P. 30.
3. **Иванов П.А.**, Бобровский С.Ю., Розанов К.Н., Петров Д.А. Применимость одномодового приближения при измерении магнитной проницаемости в полосковых линиях передачи // *Известия Российской академии наук. Серия физическая*. – 2022. – Т. 86. – № 5. – С. 687–691.
4. **Иванов П.А.**, Петров Д.А., Розанов К.Н. «Влияние близости короткозамыкателя к исследуемому образцу на измерение материальных параметров в квази-ТЕМ приближении в полосковой линии» // *Современная электродинамика*. – 2023. – Т. 6. – № 4. – С. 20 – 29.
5. Князьков Р.А., Старостенко С.Н., Артемова А.В., Комаров И.В., Долматов А.В., Ширяев А.О., **Иванов П.А.**, Осипов А.В., Петров Д.А., Маклаков С.А., Зезюлина П.А., Бузников Н.А., Маклаков С.С. «Стеклометаллический порошковый ферромагнитный материал для применения в композитах, предназначенных для СВЧ диапазона» // *Современная электродинамика*. – 2024. – Т. 12. – № 4. – С. 21 – 29.
6. Стенищев И.В., **Иванов П.А.** Поглотитель на основе резистивно-нагруженной частотно-селективной поверхности: аналитическая модель и эксперимент // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2026. – Т. 124. – №. 8. – С. 603–608.

Список использованных источников

1. Afsar M. N., Birch J. R., Clarke R. N., Chantry G. W. The Measurement of the Properties of Materials // *Proceedings of the IEEE*. — 1986. — Vol. 74. — no. 1. — P. 183–199.
2. Krupka J. Microwave measurements of electromagnetic properties of materials // *Materials*. — 2021. — Vol. 14. — Art. 5097.
3. Chen L. F., Ong C. K., Neo C. P., Varadan V. V., Varadan V. K. *Microwave Electronics: Measurement and Materials Characterization*. — Chichester: John Wiley & Sons, 2004. — 552 p.
4. Nicolson A. M., Ross G. F. Measurement of the Intrinsic Properties of Materials by Time-Domain Techniques // *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. — 1970. — Vol. 19. — no. 4. — P. 377–382.
5. Weir W. B. Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies // *Proceedings of the IEEE*. — 1974. — Vol. 62. — no. 1. — P. 33–36.
6. Baker-Jarvis J., Janezic M. D., Grosvenor J. H. Jr., Geyer R. G. *Transmission/Reflection and Short-Circuit Line Methods for Measuring Permittivity and Permeability*. — Boulder : National Institute of Standards and Technology, 1993. — (NIST Technical Note ; 1355-R).
7. Korenivski V., van Dover R. B., Mankiewich P. M. et al. A method to measure the complex permeability of thin films at ultra-high frequencies // *IEEE Transactions on Magnetism*. — 1996. — Vol. 32. — no. 5. — P. 4905–4907.
8. Yamaguchi M., Miyazawa Y., Kaminishi K., Arai K.-I. A new 1 MHz–9 GHz thin-film permeameter using a side-open TEM cell and a planar shielded-loop coil // *Transactions of the Magnetism Society of Japan*. — 2003. — Vol. 3. — P. 137–140.
9. Tamaru S. Radio-frequency (RF) permeameter // *Magnetic Measurement Techniques for Materials Characterization*. — Cham : Springer, 2021. — P. 407–430.
10. Rozanov K.N., Simonov N.A., Osipov A.V. Microwave measurements of the magnetic film permeability // *Journal of Communications Technology and Electronics*. — 2002. — Vol. 47. — P. 210–216.
11. Acher O., Jacquart P.-M., Fontaine J.-M., Baclet P., Perrin G. High impedance anisotropic composites manufactured from ferromagnetic thin films for microwave applications // *IEEE Transactions on Magnetism*. — 1994. — Vol. 30. — P. 4533–4535.
12. Shiryayev A.O., Bobrovskii S.Y., Granovsky A.B., Osipov A.V., Naboko A.S., Lahderanta E., Lagarkov A.N., Rozanov K.N., Zezyulina P.A. Coaxial measurements of microwave permeability of thin supermalloy films under magnetic bias // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2019. — Vol. 477. — P. 329–333.

13. Parkhomenko M. P. et al. Волноводный метод измерений электромагнитных параметров материалов в СВЧ диапазоне и оценка погрешности измерений // Журнал радиоэлектроники. — 2018. — no. 9.
14. Šarolić A., Matković A. Dielectric Permittivity Measurement Using Open-Ended Coaxial Probe—Modeling and Simulation Based on the Simple Capacitive-Load Model // Sensors. — 2022. — Vol. 22. — no. 16. — Art. 6024.
15. Pozar D. M. Microwave Engineering. — 4th ed. — Hoboken : Wiley, 2012.
16. 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. — Vol. 38. — no. 3. — P. 789–793.
17. Ghodgaonkar D. K., Varadan V. V., Varadan V. K. Free-Space Measurement of Complex Permittivity and Complex Permeability of Magnetic Materials at Microwave Frequencies // IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. — 1990. — Vol. 39. — no. 2. — P. 387–394.
18. Семененко В. Н., Чистяев В. А., Политико А. А. и др. Стенд для измерений в свободном пространстве радиофизических параметров материалов в сверхширокой полосе сверхвысоких частот // Измер. техн. — 2019. — № 2. — С. 55–59.
19. Glybovski S. B., Tretyakov S. A., Belov P. A., Kivshar Y. S., Simovski C. R. Metasurfaces: From microwaves to visible // Physics Reports. — 2016. — Vol. 634. — P. 1–72.
20. Gupta K. C., Garg R., Bahl I., Bhartia P. Microstrip Lines and Slotlines. — 2nd ed. — Boston : Artech House, 1996.
21. Balanis C. A. Advanced Engineering Electromagnetics. — 2nd ed. — Hoboken : John Wiley & Sons, 2012.
22. Barry W. A broad-band, automated, stripline technique for the simultaneous measurement of complex permittivity and permeability // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 1986. — Vol. 34. — no. 1. — P. 80–84.
23. Hanson G. W., Grimm J. M., Nyquist D. P. An Improved De-Embedding Technique for the Measurement of the Complex Constitutive Parameters of Materials Using a Stripline Field Applicator // IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. — 1993. — Vol. 42. — no. 3. — P. 740–745.
24. Maricevic Z. A., Sarkar T. K. Analysis and measurements of arbitrarily shaped open microstrip structures // Progress In Electromagnetics Research. — 1997. — Vol. 15. — P. 253–301.
25. Janezic M. D., Williams D. F., Blaschke V., Karamcheti A., Hang F. Permittivity Characterization of Low-k Thin Films from Transmission-Line Measurements // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 2003. — Vol. 51. — no. 1. — P. 132–136.

26. Maksymov I.S., Kostylev M. Broadband stripline ferromagnetic resonance spectroscopy of ferromagnetic films, multilayers and nanostructures // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. — 2015. — Vol. 69. — P. 253–293.
27. Liu Y., Chen L., Tan C.Y., Ong C.K. Broadband complex permeability characterization of magnetic thin films using shorted microstrip transmission-line perturbation // *Review of Scientific Instruments*. — 2005. — Vol. 76. — Art. 063911.
28. Wei J., Feng H., Zhu Z., Liu Q., Wang J. A Short-Circuited Coplanar Waveguide to Measure the Permeability of Magnetic Thin Films: Comparison with Short-Circuited Microstrip Line // *Review of Scientific Instruments*. — 2015. — Vol. 86. — Art. 114705.
29. Pain D., Ledieu M., Acher O., Adenot A.-L., Duverger F. An improved permeameter for thin film measurements up to 6 GHz // *Journal of Applied Physics*. — 1999. — Vol. 85. — P. 5151–5153.
30. Sebastian T., Clavijo S.A., Diaz R.E. Improved accuracy thin film permeability extraction for a microstrip permeameter // *Journal of Applied Physics*. — 2013. — Vol. 113. — Art. 033906.
31. Wu Y., Tang Z. X., Xu Y. et al. Measure the complex permeability of ferromagnetic thin films: Comparison shorted microstrip method with microstrip transmission method // *Progress in Electromagnetics Research Letters*. — 2009. — Vol. 11. — P. 173–181.
32. Takeda S., Naoe M. Size optimization for complex permeability measurement of magnetic thin films using a short-circuited microstrip line up to 30 GHz // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2018. — Vol. 449. — P. 530–537.
33. Queffelec P., Gelin P. Influence of higher order modes on the measurements of complex permittivity and permeability of materials using a microstrip discontinuity // *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques*. — 1996. — Vol. 44. — no. 6. — P. 816–824.
34. Gallagher C. P., Cole N., Savage P. P., McKeever C., Sambles J. R., Hibbins A. P. A Broadband Stripline Technique for Characterizing Relative Permittivity and Permeability // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. — 2019. — Vol. 67. — no. 1. — P. 231–238.
35. Иванов П. А., Петров Д. А., Розанов К. Н. Влияние близости короткозамыкателя к исследуемому образцу на измерение материальных параметров в квази-ТЕМ приближении в полосковой линии // *Современная электродинамика*. — 2023. — no. 4. — P. 20–29.
36. Starostenko S. N., Rozanov K. N., Osipov A. V. A broadband method to measure magnetic spectra of thin films // *Journal of Applied Physics*. — 2008. — Vol. 103. — Art. 07E914.
37. Ivanov P.A., Bobrovskii S.Yu., Rozanov K.N. Using a single-mode approximation to measure magnetic permeability in strip transmission lines // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. — 2022. — Vol. 86. — P. 574–578.
38. Bhat B., Koul S.K. Unified approach to solve a class of strip and microstrip-like transmission lines // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. — 1982. — Vol. 30. — P. 679–686.

39. Lepetit T., Neige J., Adenot-Engelvin A.-L., Ledieu M. Accurate characterization of both thin and thick magnetic films using a shorted microstrip // IEEE Transactions on Magnetics. — 2014. — Vol. 50. — P. 1–10.
40. Denlinger E. J. A frequency dependent solution for microstrip transmission lines // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 1971. — Vol. 19. — no. 1. — P. 30–39.
41. Mittra R., Itoh T. A new technique for the analysis of the dispersion characteristics of microstrip lines // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 1971. — Vol. 19. — no. 1. — P. 47–56.
42. Itoh T., Mittra R. Spectral-domain approach for calculating the dispersion characteristics of microstrip lines // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 1973. — Vol. 21. — no. 7. — P. 496–499.
43. Baker-Jarvis J., Vanzura E. J., Kissick W. A. Improved Technique for Determining Complex Permittivity with the Transmission/Reflection Method // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 1990. — Vol. 38. — no. 8. — P. 1096–1103.
44. Fessant A., Gieraltowski J., Loaec J., Spenato D., Le Gall H. A broad-band method for measuring the complex permeability of thin soft magnetic films // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 1994. — Vol. 133. — P. 413–415.
45. Bekker V., Seemann K., Leiste H. A new strip line broad-band measurement evaluation for determining the complex permeability of thin ferromagnetic films // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2004. — Vol. 270. — P. 327–332.
46. Yamashita E., Mittra R. Variational Method for the Analysis of Microstrip Lines // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 1968. — Vol. 16. — no. 4. — P. 251–256.
47. Yamashita E. Variational Method for the Analysis of Microstrip-Like Transmission Lines // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 1968. — Vol. 16. — no. 8. — P. 529–535.
48. Pucel R. A., Masse D. J. Microstrip Propagation on Magnetic Substrates—Part I: Design Theory // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 1972. — Vol. 20. — no. 5. — P. 304–308.
49. Crampagne R., Ahmadpanah M., Guiraud J.-L. A Simple Method for Determining the Green's Function for a Large Class of MIC Lines Having Multilayered Dielectric Structures // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 1978. — Vol. 26. — no. 2. — P. 82–87.
50. Fessant A., Gieraltowski J., Loaec J., Le Gall H., Rakii A. Influence of in-plane anisotropy and eddy currents on the frequency spectra of the complex permeability of amorphous CoZr thin films // IEEE Transactions on Magnetics. — 1993. — Vol. 29. — no. 1. — P. 82–87.

51. Hossain M. I. et al. Calibrated broadband measurement technique for complex permittivity and permeability // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 2020. — Vol. 68. — no. 8. — P. 3580–3591.
52. Engen G. F., Hoer C. A. Thru-reflect-line: An improved technique for calibrating the dual six-port automatic network analyzer // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 1979. — Vol. 27. — no. 12. — P. 987–993.
53. Agilent Technologies. Network Analysis: Applying the 8510 TRL Calibration for Non-Coaxial Measurements. — 2001. — 24 p. — (Product Note 8510-8A).
54. Rochford K., Curran J. TRL calibration for non-coaxial measurements // Semiconductor Test Symposium : proceedings.
55. Marks R. B. A Multiline Method of Network Analyzer Calibration // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 1991. — Vol. 39. — no. 7. — P. 1205–1215.
56. Mason S. J. Feedback Theory — Some Properties of Signal Flow Graphs // Proceedings of the IRE. — 1953. — Vol. 41. — P. 1144–1156.
57. Starostenko S.N., Rozanov K.N. A simple calibration method for measurements of the permeability in a short-circuited strip cell // Journal of Communications Technology and Electronics. — 2013. — Vol. 58. — P. 1076–1084.
58. Marks R. B., Williams D. F. A General Waveguide Circuit Theory // Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology. — 1992. — Vol. 97. — no. 5. — P. 533–562.
59. In-Fixture Measurements Using Vector Network Analyzers. – Agilent Technologies, 2000. – Application Note 1287-9. – № 5968-5329E.
60. Pantoja R. R., Howes M. J., Richardson J. R., Pollard R. D. Improved calibration and measurement of the scattering parameters of microwave integrated circuits // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. — 1989. — Vol. 37. — no. 11. — P. 1675–1680.
61. Mateos-Ruiz P., Pérez-Escribano M., Hernández-Escobar A. et al. Time-Domain Characterization of Nematic Liquid Crystals Using Additive Manufacturing Microstrip Lines // IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. — 2024. — Vol. 73. — Art. 6006908.
62. Li X.-L., Wang J.-B., Chai G.-Z. Techniques of Microwave Permeability Characterization for Thin Films // Chinese Physics B. — 2019. — Vol. 28. — no. 9. — Art. 097504.
63. Takeda S., Hotchi T., Motomura S., Suzuki H. Permeability Measurements of Magnetic Thin Films Using Shielded Short-Circuited Microstrip Lines // Journal of the Magnetics Society of Japan. — 2015. — Vol. 39. — no. 6. — P. 227–231.
64. Yabukami S., Nozawa K., Tonthat L., Okita K., Sai R. Impact of complex permeability measurements up to millimeter-wave frequency range // IEEE Transactions on Magnetics. — 2021. — Vol. 57. — P. 1–5.

65. Yabukami S., Iwasaki C., Okita K., Nozawa K., Takahashi S., Chatani K. Simultaneous evaluation of permeability and permittivity using a flexible microstrip line-type probe up to 67 GHz // *IEEE Transactions on Magnetics*. — 2021. — Vol. 58. — P. 1–5.
66. Yousefi L., Attia H., Ramahi O. M. Broadband experimental characterization of artificial magnetic materials based on a microstrip line method // *Progress In Electromagnetics Research*. — 2009. — Vol. 90. — P. 1–13.
67. Gomez S., Queffelec P., Chevalier A. et al. Asymmetrical stripline based method for retrieving the electromagnetic properties of metamaterials // *Journal of Applied Physics*. — 2013. — Vol. 113. — no. 2.
68. Chevalier A., Gomez S., Queffelec P. Electromagnetic characterization of metamaterials in the centimetric frequency band using an adjustable-height stripline // *Journal of Applied Physics*. — 2014. — Vol. 116. — no. 12.
69. Parke L., Hooper I. R., Edwards E. et al. Independently controlling permittivity and diamagnetism in broadband, low-loss isotropic metamaterials // *Applied Physics Letters*. — 2015. — Vol. 106. — no. 10.
70. Smith D. R., Schultz S., Markoš P., Soukoulis C. M. Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients // *Physical Review B*. — 2002. — Vol. 65. — no. 19.
71. Kim S., Holloway E. F., Scher A. D., Baker-Jarvis J. Boundary effects on the determination of metamaterial parameters from normal incidence reflection and transmission measurements // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. — 2011. — Vol. 59. — no. 6. — P. 2226–2240.
72. Bayindir M., Tanriseven S., Aydin K., Ozbay E. Transmission properties of composite metamaterials in free space // *Applied Physics Letters*. — 2002. — Vol. 81. — no. 1. — P. 120–122.
73. Ozbay E., Aydin K., Bayindir M., Bulu I. Transmission and reflection properties of composite double negative metamaterials in free space // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. — 2003. — Vol. 51. — no. 10. — P. 2592–2595.
74. Zhou J., Koschny T., Soukoulis C. M. Experimental demonstration of negative index of refraction // *Applied Physics Letters*. — 2006. — Vol. 88. — no. 22.
75. Gregoire D. J., White C. R., Colburn J. S. A coaxial TEM cell for direct measurement of UHF artificial magnetic conductors // *IEEE Antennas and Propagation Magazine*. — 2012. — Vol. 54. — no. 2. — P. 251–259.
76. Yu Y., You C., Shen Z., Hu J. 3D absorptive frequency-selective reflection and transmission structures with dual absorption bands // *IEEE Access*. — 2018. — Vol. 6. — P. 72880–72888.

77. Guo M., Liang X., Zhang J., Wu W. Analysis and design of a high-transmittance performance for varactor-tunable frequency-selective surface // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. — 2020. — Vol. 69. — no. 8. — P. 4623–4632.
78. Cheng E., Wang X., Kong X. A wideband parallel-plate waveguide design for FSS/FSR measurement // *Microwave and Optical Technology Letters*. — 2022. — Vol. 64. — P. 1906–1910.
79. Yousefi L., Boybay M. S., Ramahi O. M. Characterization of Metamaterials Using a Strip Line Fixture // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. — 2011. — Vol. 59. — no. 4. — P. 1245–1253.
80. Munk B. A. *Frequency Selective Surfaces: Theory and Design*. — New York : Wiley, 2000.
81. Luukkonen O., Simovski C., Granet G. et al. Simple and Accurate Analytical Model of Planar Grids and High-Impedance Surfaces Comprising Metal Strips or Patches // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. — 2008. — Vol. 56. — no. 6. — P. 1624–1632.
82. Costa F., Monorchio A., Manara G. Efficient Analysis of Frequency-Selective Surfaces by a Simple Equivalent-Circuit Model // *IEEE Antennas and Propagation Magazine*. — 2012. — Vol. 54. — no. 4. — P. 35–48.
83. Foster R. M. A reactance theorem // *Bell System Technical Journal*. — 1924. — Vol. 3. — P. 259–267.
84. Fano R. M. Theoretical limitations on the broadband matching of arbitrary impedances // *Journal of the Franklin Institute*. — 1950. — Vol. 249. — P. 57–83.
85. Rozanov K. N. Ultimate thickness to bandwidth ratio of radar absorbers // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. — 2000. — Vol. 48. — no. 8. — P. 1230–1234.
86. Mou J., Shen Z. Design and experimental demonstration of non-Foster active absorber // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. — 2017. — Vol. 65. — no. 2. — P. 696–704.
87. Mou J., Shen Z. Broadband and thin magnetic absorber with non-Foster metasurface for admittance matching // *Scientific Reports*. — 2017. — Vol. 7. — no. 1. — P. 1–9.
88. Han M., Rozanov K.N., Zezyulina P.A., Wu Y.-H. Effects of eddy current and dispersion of magnetic anisotropy on the high-frequency permeability of Fe-based nanocomposites // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2015. — Vol. 383. — P. 114–119.
89. Barandiaran J. M., Vazquez M., Hernando A., Rivero G., Gonzalez J. Distribution of the magnetic anisotropy in amorphous alloys ribbons // *IEEE Transactions on Magnetics*. — 1989. — Vol. 25. — no. 5. — P. 3330–3332.
90. Rozanov K.N., Koledintseva M.Y. Application of generalized Snoek's law over a finite frequency range: A case study // *Journal of Applied Physics*. — 2016. — Vol. 119. — Art. 073901.

91. Maklakov S.S., Naboko A.S., Maklakov S.A., Bobrovskii S.Y., Polozov V.I., Zezyulina P.A., Osipov A.V., Ryzhikov I.A., Rozanov K.N., Filimonov D.F., Pokholok K.V., Iakubov I.T., Lagarkov A.N. Amorphization of thin supermalloy films Ni₇₉Fe₁₇Mo₄ with oxygen during magnetron sputtering // *Journal of Alloys and Compounds*. — 2021. — Vol. 854. — Art. 157097.
92. Neudert A., McCord J., Schäfer R., Schultz L. Dynamic anisotropy in amorphous CoZrTa films // *Journal of Applied Physics*. — 2004. — Vol. 95. — P. 6595–6597.
93. Starostenko S. N. et al. A technique to retrieve high-frequency permeability of metals from constitutive parameters of composites with metal inclusions of arbitrary shape, estimate of the microwave permeability of nickel // *Progress In Electromagnetics Research M*. — 2018. — Vol. 76. — P. 143–155.
94. Semenenko V. N. et al. Test stand for measuring the free-space electromagnetic parameters of materials over an ultrawide range of microwave frequencies // *Measurement Techniques*. — 2019. — Vol. 62. — no. 2. — P. 161–166.
95. Iakubov I. T., Lagarkov A. N., Osipov A. V. et al. A Laminate of Ferromagnetic Films with High Effective Permeability at High Frequencies // *AIP Advances*. — 2014. — Vol. 4. — no. 10. — Art. 107143.
96. Iakubov I. T., Lagarkov A. N., Maklakov S. A. et al. Microwave Permeability of Composites Filled with Thin Fe Films // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2006. — Vol. 300. — no. 1. — P. e74–e77.
97. Schoenstein F., Aublanc P., Pagès H. et al. Influence of the Domain Structure on the Microwave Permeability of Soft Magnetic Films and Multilayers // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2005. — Vol. 292. — P. 201–209.
98. Iakubov I. T., Lagarkov A. N., Maklakov S. A. et al. Microwave and Static Magnetic Properties of Multi-Layered Iron-Based Films // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. — 2009. — Vol. 321. — no. 7. — P. 726–729.
99. Zhang V., Li B., Zhu L. Numerical Short-Open (and Load) Calibration Technique for Unified Extraction of Equivalent-Circuit Parameters in FSS Design // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. — 2025. — Vol. 73. — no. 11. — P. 9642–9647.
100. Sussman-Fort S. E., Rudish R. M. Non-Foster impedance matching of electrically-small antennas // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. — 2009. — Vol. 57. — P. 2230–2241.
101. Hrabar S. First ten years of active metamaterial structures with “negative” elements // *EPJ Applied Metamaterials*. — 2018. — Vol. 5.
102. Texas Instruments. THS4303: data sheet.