

НОВГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени ЯРОСЛАВА МУДРОГО

На правах рукописи

СНИСАРЕНКО ДАРЬЯ ВАЛЕРЬЕВНА

**ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО МИКРОВОЛНОВОГО
ЭФФЕКТА В СЛОИСТЫХ ФЕРРИТ-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
СТРУКТУРАХ**

Специальность: 01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
к.т.н, доцент кафедры ПТРА
Татаренко А. С.

Великий Новгород 2018

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
1. МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МИКРОВОЛНОВЫЙ ЭФФЕКТ В МАГНИТОСТРИКЦИОННО-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ (ОБЗОР, СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА).....	13
1.1. МЭ взаимодействие в композиционных материалах.....	14
1.2. МЭ микроволновый эффект.....	16
1.3. Перспективные композиционные материалы для создания на их основе МЭ СВЧ устройств, работающих на эффекте ФМР.....	18
1.3.1. Материалы для магнитострикционной фазы.....	19
1.3.1.1. Ферриты-гранаты.....	19
1.3.1.2. Ферриты-шпинели.....	21
1.3.1.3. Гексагональные ферриты.....	25
1.3.1.4. Магнитные сплавы.....	28
1.3.2. Материалы для пьезоэлектрической фазы.....	30
1.3.2.1. Пьезоэлектрические материалы на основе титаната свинца.....	31
1.3.2.2. Бессвинцовые пьезоэлектрические материалы.....	33
1.4. Применение МЭ слоистых композитов для создания невзаимных и управляющих СВЧ устройств.....	35
1.5. Исследование влияния изгибных деформаций на сдвиг и ширину линии ФМР в слоистых феррит-пьезоэлектрических структурах в диапазоне СВЧ.....	40
1.6. Выводы по главе 1. Постановка задачи исследований.....	42
2. ИССЛЕДОВАНИЕ МЭ МИКРОВОЛНОВОГО ЭФФЕКТА В СЛОИСТЫХ ФЕРРИТ-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ	45
2.1. Магнитная восприимчивость и сдвиг линии ФМР слоистой феррит- пьезоэлектрической структуры с учетом МЭ эффекта и диссипации.....	46

2.2. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов расчета величины сдвига линии ФМР слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры с результатами компьютерного моделирования.....	55
2.3. МЭ микроволновый эффект в слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре на основе биморфной пьезоэлектрической фазы.....	59
2.4. МЭ микроволновый эффект в слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре на основе ферритовой фазы со ступенчатым изменением намагниченности.....	69
2.5. МЭ микроволновый эффект в слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре на основе биморфной пьезоэлектрической фазы при воздействии на данную структуру электрическим полем с частотой ЭМР.....	74
2.6. Выводы по главе 2.....	77
3. ПРАКТИЧЕСКОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЭ МИКРОВОЛНОВОГО ЭФФЕКТА.....	80
3.1. МЭ СВЧ вентиль-аттенюатор-фазовращатель, реализованный на МПЛ.....	82
3.2. МЭ СВЧ вентиль-аттенюатор, реализованный на КВ.....	94
3.3. МЭ СВЧ вентиль-аттенюатор, реализованный на ЩЛП.....	101
3.4. Рекомендации по выбору параметров конструкции планарных СВЧ вентилей-аттенюаторов на основе феррит-пьезоэлектрической структуры.....	108
3.5. Выводы по главе 3.....	110
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	111

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность диссертационной работы.

Магнитоэлектрический (далее – МЭ) микроволновый или МЭ эффект в СВЧ диапазоне в слоистых феррит-пьезоэлектрических структурах реализуется приложением электрического поля к пьезоэлектрической фазе, вследствие чего происходит обусловленный магнитоупругим эффектом сдвиг линии ферромагнитного резонанса (далее – ФМР) [1]. Как известно, в композиционных МЭ материалах МЭ эффект наблюдается при комнатной температуре и может быть на несколько порядков выше, чем в однофазных материалах, а слоистые композиционные структуры в сравнении с объемными композитами являются более перспективными из-за отсутствия тока утечки, легкости поляризации и большего пьезоэлектрического эффекта [2].

В полученном ранее выражении для сдвига линии ФМР при приложении электрического поля к феррит-пьезоэлектрической структуре в СВЧ диапазоне [2] не учтены потери, таким образом, для точного расчета величины сдвига выражение для расчета данной величины необходимо уточнить учетом потерь.

Современное развитие электронной техники, в частности, твердотельной электроники СВЧ, требует от разработчиков создания новых материалов с широким диапазоном физических свойств. Таким образом, поиск и исследование материалов, обладающих МЭ эффектом, является актуальной задачей физики конденсированного состояния. Создание МЭ СВЧ приборов на основе слоистых феррит-пьезоэлектрических структур позволит перейти к интегральной технологии изготовления, а также повысить быстродействие, уменьшить массогабаритные характеристики и энергопотребление по сравнению с ферритовыми аналогами [3]. Однако, такие ранее разработанные МЭ СВЧ устройства, работающие на МЭ микроволновом эффекте, имеют малый диапазон частотной перестройки и требуют приложения больших внешних подмагничивающих полей. Таким образом, основная задача современных исследований в области МЭ микроволнового эффекта сводится к поиску способов

повышения МЭ взаимодействия в феррит-пьезоэлектрических структурах, что позволит увеличить диапазон частотной перестройки.

Усиление МЭ микроволнового взаимодействия в слоистых феррит-пьезоэлектрических структурах может быть достигнуто за счет вклада изгибных деформаций при определенном соотношении толщин фаз слоистой структуры, а также при приложении переменного электрического поля с частотой электромеханического резонанса (далее – ЭМР). К появлению дополнительного изгибающего момента при определенных условиях может привести наличие неоднородностей или градиентов состава фаз слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры. Для уменьшения внешнего подмагничивающего поля, которое требуется для выбора рабочего частотного диапазона феррит-пьезоэлектрической структуры, могут быть использованы создающие внутреннее магнитное поле градиентные ферритовые материалы или ферритовая фаза, состоящая из двух слоев ферритовых материалов с различными величинами намагниченности.

Перечисленные выше достоинства управляемых электрическим полем МЭ СВЧ устройств, работающих на явлении ФМР, и недостаток исследований, связанных с невзаимными устройствами, такими как вентили и аттенюаторы на основе МЭ эффекта, указывают на актуальность разработки такого класса МЭ устройств.

Целью диссертационного исследования являлось исследование МЭ микроволнового эффекта в слоистых феррит-пьезоэлектрических структурах в диапазоне СВЧ в области магнитного резонанса.

Для достижения указанной цели были сформулированы следующие **задачи**:

1. Уточнить учетом диссипации выражение для сдвига линии ФМР слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры под влиянием постоянного электрического поля.
2. Рассчитать, смоделировать и сравнить с теоретическими и экспериментальными результатами зависимость сдвига линии ФМР под влиянием

постоянного электрического поля от отношения толщин фаз слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры.

3. Провести теоретическое исследование МЭ микроволнового эффекта в слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре на основе биморфной пьезоэлектрической фазы и в слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре на основе ферритовой фазы со ступенчатым изменением намагниченности, а также МЭ микроволнового эффекта при воздействии на данные структуры электрическим полем с частотой ЭМР.

4. Разработать рекомендации по практическому использованию слоистых феррит-пьезоэлектрических структур в невзаимных СВЧ устройствах, работающих на МЭ микроволновом эффекте.

Объектом исследований были выбраны образцы двухслойных феррит-пьезоэлектрических структур в форме диска состава монокристаллический никелевый феррит – поликристаллический цирконат-титанат свинца (ЦТС), монокристаллический железо-иттриевый гранат (ЖИГ) – монокристаллический магнониобат свинца – титанат свинца (PMN-PT) и трехслойной феррит-пьезоэлектрической структуры в форме пластины, состоящей из монокристаллического ЖИГ и двух одинаковых слоев поликристаллического ЦТС с противоположными направлениями поляризации.

В составе СВЧ устройств, работающих на МЭ микроволновом эффекте, были исследованы образцы двухслойных феррит-пьезоэлектрических структур в форме диска и пластины состава монокристаллический ЖИГ – монокристаллический PMN-PT, монокристаллический ЖИГ – поликристаллический ЦТС.

Методы проведенных исследований. При математическом моделировании МЭ взаимодействия использовались уравнения эластостатики, эластодинамики, электростатики, магнитостатики, уравнение движения вектора намагниченности. Численные расчеты выполнены с помощью математического пакета Maple.

Компьютерное моделирование выполнено с помощью пакета программ, вычисляющего многомодовые S-параметры и электромагнитные поля в трехмерных пассивных структурах. Для измерений СВЧ характеристик макетов МЭ устройств применялся метод ферромагнитного резонанса и метод панорамных СВЧ измерений. Экспериментальные исследования проводились на векторном анализаторе цепей, постоянное магнитное поле обеспечивалось электромагнитом и источником постоянного тока, постоянное электрическое поле обеспечивалось источником питания постоянного тока.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Уточнено учетом диссипации выражение для сдвига линии ФМР слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры под влиянием постоянного электрического поля.

2. Проведено сравнение результатов, выполненных методом компьютерного моделирования и расчета, с теоретическими и экспериментальными результатами зависимости сдвига линии ФМР под влиянием постоянного электрического поля от отношения толщин фаз слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры.

3. Разработана теоретическая модель МЭ микроволнового эффекта в слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре на основе биморфной пьезоэлектрической фазы и получены выражения для сдвига линии ФМР под влиянием постоянного электрического поля через материальные параметры и геометрические размеры фаз структуры для данной структуры в форме пластины.

4. Проведено теоретическое исследование МЭ микроволнового эффекта в слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре на основе ферритовой фазы со ступенчатым изменением намагниченности и в слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре на основе биморфной пьезоэлектрической фазы при воздействии на данную структуру электрическим полем с частотой ЭМР;

5. Разработаны рекомендации по практическому использованию слоистых феррит-пьезоэлектрических структур в невзаимных СВЧ устройствах, работающих на МЭ микроволновом эффекте.

Практическая значимость работы:

1. Уточненное учетом диссипации выражение для сдвига линии ФМР слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры под влиянием постоянного электрического поля позволяет более точно определить зависимость сдвига линии ФМР от отношения толщин фаз структуры, а также оценить влияние диссипации в ферритовой фазе на данную величину.

2. Полученные выражения для сдвига линии ФМР через материальные параметры и геометрические размеры фаз слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры на основе биморфной пьезоэлектрической фазы позволяют определить оптимальный состав данной структуры для достижения максимального значения данной величины сдвига. Полученные выражения для механических напряжений, индуцируемых в ферритовой фазе, через материальные параметры и геометрические размеры фаз слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры на основе ферритовой фазы со ступенчатым изменением намагниченности, а также слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры на основе биморфной пьезоэлектрической фазы при приложении к данной структуре электрического поля с частотой ЭМР, позволяют рассчитать величину сдвига линии ФМР под влиянием электрического поля.

3. Предложены конструкции принципиально новых устройств твердотельной СВЧ электроники, работающих на МЭ микроволновом эффекте «Вентиль сверхвысокочастотный магнитоэлектрический» (патент № 119940); «Аттенюатор магнитоэлектрический» (патент № 115125); «Компланарный вентиль-аттенюатор» (патент № 148921).

4. Разработаны практические рекомендации по выбору параметров конструкции планарных СВЧ вентиля-аттенюаторов на основе слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры и построены зависимости значений прямых потерь, обратных потерь и вентиляльного отношения от размеров феррит-пьезоэлектрической структуры для МЭ СВЧ вентиля-аттенюаторов, реализованных на микрополосковой линии передачи, копланарном волноводе и щелевой линии передачи. Полученные результаты позволяют подобрать

оптимальные размеры слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры для достижения достаточных для практического применения вентиляющего отношения и диапазона сдвига линии ФМР.

На защиту выносятся следующие положения и результаты:

1. Учет потерь в ферритовой фазе при получении выражения для сдвига линии ФМР слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры под влиянием постоянного электрического поля приводит к нелинейной зависимости величины сдвига линии ФМР от диссипативного члена.

2. Использование биморфной пьезоэлектрической фазы в слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре приводит к обусловленному наличием изгибных деформаций росту величины сдвига линии ФМР под влиянием постоянного электрического поля при определенных соотношениях толщин фаз слоистой структуры по сравнению с феррит-пьезоэлектрической структурой, содержащей один пьезоэлектрический слой.

3. Величины прямых потерь, обратных потерь и вентиляющего отношения реализованных на различных линиях передачи СВЧ вентилей-аттенюаторов на основе слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры имеют зависимость от геометрических размеров феррит-пьезоэлектрической структуры. Увеличение геометрических размеров данной структуры, без учета влияния параметров линий передачи, приводит к росту прямых и обратных потерь данных устройств.

Достоверность полученных в диссертации результатов обеспечивается использованием апробированных методов теории конденсированных сред, обоснованностью принятых допущений, совпадением предельных переходов с известными ранее результатами, совпадением результатов теоретического исследования и компьютерного моделирования с экспериментальными данными.

Апробация работы

Основные материалы, изложенные в диссертационной работе, были представлены на Международных и Всероссийских конференциях:

1) Всероссийская научная конференция студентов-физиков ВНКСФ- 18, секция 18 "Материаловедение", 29 марта - 5 апреля 2012 г., г. Красноярск.

2) Всероссийская конференция «Микроэлектроника СВЧ», г. Санкт-Петербург, 4-7 июня, 2012 г.

3) Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS-2012), Moscow, Russia, 19-23 August, 2012.

4) 11th International Conference on Applied Electromagnetics PES Conference, Serbia, 2013.

5) IV Всероссийская конференция "Электроника и микроэлектроника СВЧ", секция "Элементы, приборы и устройства СВЧ электроники и микроэлектроники", 2 июня 2015 г.

6) Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS-2015), Prague, Czech Republic, July 6–9, 2015.

6) 26-ая Международная Крымская конференция «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии», г. Севастополь, 4-10 сентября 2016 г.

7) Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS-2016), Shanghai, 8 - 11 August, 2016.

8) 27-ая Международная Крымская конференция «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии», г. Севастополь, 6-10 сентября, 2017.

Внедрение результатов. Результаты, полученные в диссертации, являются частью НИР:

- фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере по программе «Участник Молодежного Научно-Инновационного Конкурса» («У.М.Н.И.К.»), 2013 г. Тема НИР: «Разработка магнитоэлектрического сверхвысокочастотного вентиля-аттенюатора»;

- гранта РФФИ № 16-07-00510 А «Исследование микроэлектронных магнитоэлектрических устройств на основе изгибных и сдвиговых колебаний в магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах» 2016 г.;

- гранта РФФИ № 15-19-10036 «Разработка физических принципов создания СВЧ устройств функциональной электроники на основе композиционных мультиферроиков»;

- гранта РФФИ № 18-07-00490 А «Теоретическое и экспериментальное исследование СВЧ антенн с управляемыми параметрами на основе магнито-пьезоэлектрических композитов» 2017-2018 гг.

Публикации. По результатам выполненных исследований опубликовано **14 статей**, из них **3 статьи** в журналах, входящих в перечень ВАК, получены **3 патента** на полезную модель, а также опубликованы **тезисы 8 докладов** на Международных и Всероссийских научных конференциях. Перечень основных публикаций приведен в конце диссертации.

Личный вклад автора. Обсуждение и формулировка цели и задач работы проведено совместно с научным руководителем. Построение математических моделей, вывод конечных формул и компьютерное моделирование выполнены лично автором. Разработка плана эксперимента, обработка экспериментальных данных, подготовка и обсуждение публикаций проводились при участии соавторов.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения и списка используемых литературных источников. Общий объем диссертации составляет 128 страниц машинописного текста, включающего 18 рисунков, 5 таблиц, 66 формул. Список цитированной литературы содержит 127 наименований.

Диссертационная работа выполнена в Новгородском государственном университете имени Ярослава Мудрого на кафедре «Проектирование и технология радиоаппаратуры».

1. МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МИКРОВОЛНОВЫЙ ЭФФЕКТ В МАГНИТОСТРИКЦИОННО-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ (ОБЗОР, СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА)

Современное развитие электронной техники, в частности, твердотельной электроники СВЧ, требует от разработчиков создания новых материалов с широким диапазоном физических свойств. В связи с этим актуальной задачей физики конденсированного состояния является поиск и исследование соответствующих требованиям новой техники материалов, в частности, МЭ материалов, обладающих МЭ эффектом [4].

МЭ эффект проявляется в индуцировании электрической поляризации при воздействии на материал внешнего магнитного поля, или индуцировании намагниченности при воздействии на материал внешнего электрического поля [2].

Исследование и поиск новых МЭ материалов началось более полувека назад, когда советские физики Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц предсказали наличие МЭ эффекта в твёрдом теле [5]. И. Е. Дзялошинский, ученик Л. Д. Ландау, теоретически показал, что среди веществ с известной магнитной структурой имеется, по крайней мере, одно, а именно оксид хрома, в котором должен иметь место магнитоэлектрический эффект [6]. А в 1960 г. Д. Н. Астров экспериментально обнаружил МЭ эффект в оксиде хрома [7] и измерил продольную и поперечную МЭ восприимчивости.

Все МЭ материалы в зависимости от структурно-технологических параметров делятся на три группы: однофазные и композиционные МЭ материалы – объемные и многослойные. Однофазные материалы представляют собой обычные монокристаллические или поликристаллические материалы, обладающие одновременно как сегнетоэлектрическими, так и ферромагнитными свойствами. Композиционными объемными МЭ материалами называются изготовленные по керамической технологии механические смеси магнитных и электрических компонентов, а композиционные многослойные МЭ материалы

образуются посредством механического контакта магнитных и электрических составляющих структуры, например, ферритов и пьезоэлектриков [4].

1.1. МЭ взаимодействие в композиционных материалах

В однофазных МЭ материалах МЭ взаимодействие очень мало, чтобы быть практичным и более того, МЭ эффект в большинстве этих однофазных материалов наблюдается только при низких температурах. В композиционных же МЭ материалах (композитах) МЭ эффект может быть на несколько порядков выше, чем в однофазных материалах.

В таких композитах обеспечивается косвенная связь посредством механической деформации между материалами двух разных фаз: пьезоэлектрической и магнитострикционной (к примеру, антиферромагнитной или ферримагнитной, такой как феррит). Механизм МЭ эффекта в композитах заключается в возникновении электрической поляризации вследствие пьезоэлектрического эффекта в пьезоэлектрической фазе, который в свою очередь вызывается механическими напряжениями, передающимися от деформаций магнитострикционной фазы при приложении внешнего магнитного поля. Обратный МЭ эффект заключается в возникновении деформации пьезоэлектрической фазы при приложении электрического поля, вследствие чего возникают механические напряжения в магнитострикционной фазе, и затем происходит изменение намагниченности благодаря эффекту магнитострикции [2].

Исследования МЭ композитов начались в 1970-е годы в Голландии сотрудниками научно-исследовательской лаборатории фирмы «Philips». Впервые МЭ композиты были получены van den Boomgard и др. [8, 9] методом направленной кристаллизации эвтектической композиции Fe-Co-Ti-Ba-O. Направленная кристаллизация способствует образованию чередующихся слоев магнитной шпинели и пьезоэлектрического перовскита. Удалось достичь МЭ коэффициент по напряжению, равный 62,8 мВ/А. В последующей работе авторы сообщили об измеренном МЭ коэффициенте по напряжению, равном 163,4 мВ/А,

в эвтектической композиции $\text{BaTiO}_3 - \text{CoFe}_2\text{O}_4$, полученной методом направленной кристаллизации [10].

МЭ эффект в композитах является нелинейным эффектом, в то время как МЭ эффект в монокристаллических материалах линеен в широком диапазоне значений электрического и магнитного полей. Это связано с тем, что в большинстве известных магнитоупорядоченных материалах обусловленная внешним магнитным полем деформация зависит от величины поля не линейно, а квадратично [11]. Поэтому для линеаризации МЭ свойств композитов необходимо наличие подмагничивающего поля, совпадающего по направлению с переменным магнитным полем. В этом случае в интервале магнитных полей, малых по сравнению с подмагничивающим полем, МЭ эффект будет близок к линейному.

Newnham et al. предложили классификацию композитов по типам связности [12]. При этом используются следующие обозначения: 0 – однофазные частицы, взвешенные в матрице другой фазы, обозначаемой цифрой 3, 1 – однофазные волокна, 2 – пленки или слои. Таким образом, частицы в матрице, например, записываются как 3-0 и называются композитом со связностью типа 3-0, а слоистые структуры являются композитом со связностью типа 2-2.

Слоистые композиты реализуются в виде двухслойных или многослойных структур, состоящих из чередующихся слоев пьезоэлектрической и магнитострикционной фаз. Такие композиты особенно перспективны из-за низкого тока утечки, легкости поляризации и большего усиления пьезоэлектрического эффекта [2]. Однако, МЭ взаимодействие в таких структурах обусловлено упругой связью магнитных и сегнетоэлектрических слоев, поэтому величина МЭ эффекта в таких материалах в существенной степени определяется не только характером деформирования структуры, но и качеством межслоевого соединения.

Рассмотрим два варианта моделей двухслойного МЭ материала с различными граничными условиями. Первому варианту граничных условий соответствует свободный (незажатый) слоистый композит с идеальной механической связью между слоями. Для второго варианта граничных условий

слои магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз скреплены вместе и твердо зажаты с верхней и нижней сторон [2]. Следует отметить, что в технических приложениях гораздо чаще используются образцы в свободном состоянии, а зажим слоистой структуры ослабляет МЭ связь.

МЭ взаимодействие в слоистых композитах обусловлено упругой связью магнитных и сегнетоэлектрических слоев, и, таким образом, величина МЭ эффекта в таких материалах в существенной степени определяется качеством межслоевого соединения.

Естественно, лучшее связывание поверхностей слоев может быть достигнуто путем эпитаксиального роста одного из компонентов на другом при условии, что они имеют хорошее соответствие решеток и совместимые кристаллические структуры. Однако это условие ограничивает выбор материалов для применений устройств на основе МЭ связи. Кроме того, в случае ферритов, которые обычно являются непроводящими, потребность в слое металла между двумя типами материалов в качестве электрического контакта еще более усложняет эпитаксиальный рост, а в случае склеивания слоев может значительно ухудшить эффективность переноса деформации между ферромагнитной и пьезоэлектрической фазами. Поэтому толщина электрода, а также связующего материала должна быть оптимизирована для достижения более высокой механической связи.

1.2. МЭ микроволновый эффект

В МЭ материалах в диапазоне СВЧ в области магнитного резонанса может наблюдаться так называемый резонансный МЭ эффект, представляющий собой сдвиг линии ФМР во внешнем постоянном электрическом поле [1].

Анализ практической применимости МЭ материалов показывает [3], что наиболее эффективными МЭ материалами в диапазоне СВЧ следует считать пьезоэлектрические ферримагнетики и композиционные многослойные материалы, поскольку в них МЭ эффекты достигают максимальной величины.

В данной диссертации мы будем рассматривать резонансный обратный МЭ эффект в слоистых феррит-пьезоэлектрических композитах, реализующийся приложением электрического поля к пьезоэлектрической фазе, вследствие чего происходит обусловленное магнитоупругим эффектом изменение магнитной восприимчивости. Такой резонансный обратный МЭ эффект условимся называть здесь МЭ микроволновым эффектом.

Изучение МЭ микроволнового эффекта в композитах началось в 1985 году коллективом кафедры радиоэлектроники Новгородского государственного университета им. Ярослава Мудрого в объемном композите [13], а затем и в слоистых феррит-пьезоэлектрических структурах [14]. До этого момента исследование МЭ микроволнового эффекта было проведено в однофазных материалах – литиевой феррошпинеле [15] и феррите галлия [16].

Максимальный сдвиг линии ФМР для одного из образцов объемного композита состава 50% ЖИГ + 50% ЦТСтБС-2 составил 80 Э при ширине линии 100 Э и напряженности внешнего электрического поля 30 кВ/см [13].

В работах [17-19] была построена теоретическая модель, описывающая влияние постоянного электрического поля на магнитную восприимчивость многослойного МЭ композита в СВЧ диапазоне. Было показано, что для усиления МЭ эффекта в диапазоне СВЧ магнитострикционная фаза композита должна иметь как можно большую магнитострикцию и малую намагниченность насыщения.

В работе [20] уделяется внимание вопросам ширины и формы линии ФМР композитов состава 1-30% ЖИГ + 99-70% ЦТСНВ-1. Обнаружена значительная ширина линии у чистого феррита в отсутствие немагнитных включений. Было выяснено, что для получения образцов с узкой линией ФМР необходимо использовать ферритовую компоненту с малым содержанием быстро релаксирующих ионов, а также с небольшой намагниченностью насыщения.

Измерения на образцах объемных композитов состава 90 % ЖИГ - 10 % ЦТС [21] показали слабое МЭ взаимодействие из-за низкой концентрации ЦТС,

но когда концентрация ЦТС увеличивалась, уширение линии ФМР маскировало эффект электрического поля.

Уширение линии ФМР было устранено в двухслойной структуре при использовании монокристаллических пленок ЖИГ. В работе [22] сообщается о слоистых композитах монокристаллический ЖИГ – монокристаллический PMN-PT. МЭ связь в таких двухслойных структурах оказалась на порядок сильнее, чем в поликристаллических композитах: МЭ константа составляет 5,4 Э·см/кВ при толщине пленки ЖИГ 4,9 мкм. При увеличении толщины пленки ЖИГ до 110 мкм наблюдается уменьшение МЭ константы до 2,3 Э·см/кВ. Кроме того, было обнаружено, что сила МЭ связи зависит от ориентации магнитного поля и выше, когда магнитное поле приложено перпендикулярно плоскости образца, чем когда магнитное поле приложено параллельно, что связано с более высокой константой магнитострикции вдоль оси [111] ЖИГ. Использование монокристаллического пьезоэлектрического материала также способствует увеличению МЭ эффекта в композите, поскольку в нем будет индуцироваться более сильная деформация. Величина сдвига линии ФМР в такой структуре составила 40 Э при приложении электрического поля 8 кВ/см. Эта величина сдвига приблизительно на порядок превышает ширину линии ФМР, равную 320 А/м, что позволяет рекомендовать данный композит для создания электрически перестраиваемых СВЧ устройств. Отношение величины сдвига к ширине линии ФМР для такой структуры на текущий момент является рекордным среди исследованных магнитострикционно-пьезоэлектрических двухслойных композитов.

1.3. Перспективные композиционные материалы для создания на их основе МЭ СВЧ устройств, работающих на эффекте ФМР

Для СВЧ устройств, работающих вблизи ФМР или непосредственно на эффекте ФМР, отношение величины диапазона сдвига линии ФМР к ширине линии ФМР имеет первостепенное значение. Таким образом, для реализации будущих электрически перестраиваемых СВЧ приборов, работающих на эффекте

ФМР, требуется материал для магнитострикционной фазы с большой константой магнитострикции, малой намагниченностью насыщения и малой шириной линии ФМР, а для пьезоэлектрической фазы – материал с высокими пьезоэлектрическими константами.

1.3.1. Материалы для магнитострикционной фазы

В слоистых МЭ структурах, пригодных для создания на их основе СВЧ устройств, работающих на эффекте ФМР, наибольшее применение находят ферриты из-за их благоприятных магнитных свойств в сочетании с низкой проводимостью, что позволяет этим материалам сильно реагировать на внешнее магнитное поле, одновременно демонстрируя низкие потери на высоких частотах.

Для изготовления высокочастотных ферритовых резонаторов в СВЧ устройствах в основном используют монокристаллы ферритов, поскольку пористость поликристаллических ферритов приводит к значительно большей ширине резонансной кривой [23].

Кроме ферритовых материалов, в качестве магнитострикционной фазы в композиционных МЭ материалах могут быть использованы тонкие пленки магнитных сплавов, которые имеют некоторые преимущества перед ферритовыми материалами.

В данном разделе остановимся на кислородных ферримагнетиках типа шпинели и типа граната, имеющих кубическую кристаллическую структуру, и ферримагнетиках с гексагональной структурой, а после кратко опишем основные преимущества магнитных сплавов перед ферритовыми материалами и представим некоторые результаты исследований МЭ слоистых композиционных структур.

1.3.1.1. Ферриты-гранаты

Ферримагнитные окислы, имеющие кристаллическую структуру, изоморфную классическому гранату $\text{Ca}_3\text{Fe}_2(\text{SiO}_4)_3$, в ряде отношений превосходят ферриты со структурой шпинели. Кроме более низких малых диэлектрических

потерь по сравнению с ферритами-шпинелями, эти материалы обладают большей температурной стабильностью, легко управляемой величиной намагниченности насыщения и, что очень важно, малыми значениями ширины линии ФМР.

Общая формула ферритов-гранатов имеет вид $M_3Fe_2(FeO_4)_3$, где M – трехвалентный ион – это может быть немагнитный ион, например, иттрия, как в случае железо-иттриевого граната (ЖИГ), а также ион какого-либо из металлов группы редких земель [25].

ЖИГ (химическая формула $Y_3Fe_5O_{12}$) является важным материалом в технике СВЧ. Резонаторы из монокристаллов ЖИГ характеризуются самой узкой резонансной кривой, ширина кривой лучших образцов составляет приблизительно 0,2 Э [23]. ЖИГ является основой для практически всех выпускаемых сегодня СВЧ-гранатов.

Ферритами-гранатами с узкой и сверхузкой линией ФМР (не более 12 Э) являются иттрий-кальциевые гранаты, которые подходят для изготовления микрополосковых СВЧ-приборов с чрезвычайно малыми потерями в широком диапазоне частот и температур, в том числе и криогенных. Эти гранаты получают путем замещения в ЖИГ трехвалентных ионов иттрия и железа ионами немагнитных металлов с целью уменьшения поля анизотропии. Наиболее распространенные ферриты-гранаты этого типа, входящие в каталоги ведущих фирм, – $Y_{3-2x}Ca_{2x}Fe_{5-x-y}V_xIn_yO_{12}$; $Y_{3-x}Ca_xFe_{5-x-y}Ge_xIn_yO_{12}$; $Y_{3-x}Ca_xFe_{5-x-y}Zr_xAl_yO_{12}$; $Y_{3-2x-y}Ca_{2x+y}Fe_{5-x-y-z}V_xZr_yAl_zO_{12}$. Недостаток ферритов с узкой линией ФМР – снижение температуры Кюри по мере уменьшения намагниченности материала и, как следствие, ухудшение термостабильности намагниченности. Наиболее удачное сочетание параметров характерно для систем $Y_{3-2x}Ca_{2x}Fe_{5-x-y}V_xIn_yO_{12}$ и $Y_{3-2x-y}Ca_{2x+y}Fe_{5-x-y-z}V_xZr_yAl_zO_{12}$ [26].

Высокая термостабильность намагниченности в широком диапазоне температур при невысоких значениях намагниченности ((400...800) Гс) характерна для иттрий-гадолиниевых (Y-Gd), иттрий-гадолиний-алюминиевых (Y-Gd-Al) и иттрий-гадолиний-алюминий-индиевых (Y-Gd-Al-In) ферритов-гранатов. Подбирая концентрацию ионов гадолиния, замещающих ионы иттрия, и

ионов алюминия, замещающих ионы железа, можно добиться незначительного (в пределах (10...20) %) изменения величины намагниченности в рабочем диапазоне температур от (– 60 до + 85)° С. В результате замещения в Y-Gd-Al-гранатах части ионов железа ионами трехвалентного индия в значительной степени могут быть устранены основные недостатки Y-Gd- и Y-Gd-Al-ферритов – широкие линии ФМР, большие нерезонансные потери, возрастающие по мере увеличения содержания гадолиния или других редкоземельных элементов в составе феррита.

Путем замещения в ЖИГ ионов железа на ионы алюминия получен ряд иттрий-алюминиевых гранатов ($Y_3Fe_{5-x}Al_xO_{12}$) с величиной намагниченности от 175 до 1780 Гс и малыми магнитными и диэлектрическими потерями. Однако их недостатком является ухудшение термостабильности намагниченности по мере уменьшения величины последней.

Значительным недостатком ЖИГ с точки зрения применения в электрически управляемых СВЧ устройствах является очень малая константа магнитострикции (см. табл. 1.1), что сильно ограничивает диапазон сдвига резонансного магнитного поля в таких устройствах.

1.3.1.2. Ферриты-шпинели

По своей кристаллической структуре чистые ферриты изоморфны классической шпинели – встречающемуся в природе минералу с химической формулой $MgAl_2O_4$. Ферриты со структурой шпинели (ферриты-шпинели) – это ферримагнитные соединения $MeFe_2^{3+}O_4$, где Me – двухвалентный металл или комбинация одно- и трехвалентного металлов [27].

Магнитные ферриты, такие как никелевый феррит $NiFe_2O_4$, отличаются той особенностью, что в них трехвалентные ионы железа располагаются в кристалле вокруг ионов кислорода так, что образуют структуру так называемой обращенной шпинели.

Смешанные ферриты, такие как магний-марганцевый и никель-цинковый, образуются путем замены любой части двухвалентных магнитных ионов

обычного феррита на двухвалентные немагнитные металлические ионы или магнитные ионы с другой величиной магнитного момента. Магнитные свойства смешанных ферритов весьма чувствительны к тому, какие именно двухвалентные ионы вводятся в феррит и в каком количестве [25]. Например, температура Кюри при увеличении содержания цинка в никель-цинковом феррите будет понижаться, а намагниченность насыщения при 0 К – возрастать. Однако, при комнатной температуре намагниченность насыщения возрастает с увеличением концентрации цинка и достигает максимума при концентрации 0,35. Магнитострикция насыщения λ_s для никель-цинковых ферритов при комнатной температуре изменяется от $-21 \cdot 10^{-6}$ до $-5 \cdot 10^{-6}$ при увеличении концентрации цинка от 0,20 до 0,64 [28].

В диапазоне (7...15) ГГц успешно применяются магниево-марганцевые, никелевые и литиевые ферриты [29].

Однако перспективные материалы для создания СВЧ узлов, работающих в средней части сантиметрового диапазона, изготовленные на основе магниевого феррита, обладают очень малой константой магнитострикции, особенно вдоль оси [111].

В табл. 1.1 представлены интересующие нас параметры некоторых ферритов-шпинелей в сравнении с параметрами монокристалла ЖИГ.

Параметры ферритов

Феррит	Магнитострикция в полях насыщения при 300 К		Намагниченность насыщения $4\pi M_s$, Гс при 20 °С	Ширина резонансной кривой, ΔH , Э
	$\lambda_{100} \cdot 10^{-6}$	$\lambda_{111} \cdot 10^{-6}$		
Монокристалл ЖИГ	– 1,4	– 2,4 [30]	1800 [25]	0,5...4 [2]
Магнетит Fe_3O_4	– 19,5	77,6 [31]	6000 [28]	-
Никелевый феррит NiFe_2O_4	– 63	– 26 [32]	3400 [28]	119,38 [33] 188,50 [34]
Литиевый феррит $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5}\text{O}_4$	– 22,4	5,9 [35]	3900 [28]	21,36 [36]
Кобальтовый феррит $\text{Co}_{0,8}\text{Fe}_{2,2}\text{O}_4$	– 590	120 [37]	5300 (для CoFe_2O_4) [28]	-

Для устройств, работающих вблизи магнитного резонанса, в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн, а также для высокомоощных устройств – фазовращателей, циркуляторов, вентиляей, антенн, особый интерес представляют материалы на основе никелевого феррита. Основное достоинство этих материалов – широкий спектр значений намагниченности ((460...5300) Гс) при высокой термостабильности этого параметра (температура Кюри составляет около 570° С). При относительно небольшой ширине линии ФМР, никелевые ферриты имеют большие значения магнитострикции, в связи с чем, представляют интерес для приложений в МЭ СВЧ устройствах, управляемых электрическим напряжением. Однако, следует отметить, что почти всем материалам, изготовленным на основе никелевого феррита, свойственны высокие значения начальных потерь и это

обстоятельство существенно ограничивает диапазон применения таких материалов.

Высокочастотные марки на основе никель-цинковых ферритов, относящиеся к группе термостабильных ферритов, характеризуются высокой начальной магнитной проницаемостью и высокой добротностью в заданной полосе частот, малыми значениями относительного температурного коэффициента магнитной проницаемости в рабочем интервале температур и достаточно высокой временной стабильностью начальной магнитной проницаемости.

В [38] приводятся результаты исследований микроволновых МЭ взаимодействий в двухслойных структурах монокристаллический никель-цинковый феррит $\text{Ni}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$ (NZFO) и монокристаллический PMN-PT, PZN-PT или поликристаллический PZT. В данном исследовании монокристаллы (110) и (111) NZFO (при концентрации Zn 0...0,4) впервые характеризовались намагниченностью и ФМР. При нулевом электрическом поле наблюдался ФМР с шириной линии (100...200) Э в зависимости от концентрации замещения цинка в NZFO, по мере увеличения концентрации цинка ширина линии уменьшалась, но наблюдалось общее уменьшение сдвига резонансного магнитного поля. МЭ константа, вычисленная из экспериментальных данных [38], находится в диапазоне (1...2) Э·см/кВ при толщине ферритовой пленки и пьезоэлектрической фазы 100 мкм и 0,5 соответственно. Для сравнения, в исследовании, проведенном с двухслойной структурой монокристаллический ЖИГ – монокристаллический PMN-PT [22], МЭ константа оказалась равной 2,3 Э·см/кВ при тех же толщинах материалов (толщина ЖИГ равнялась 110 мкм).

Ферриты на основе литиевой шпинели (химическая формула $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5}\text{O}_4$), как и никелевые ферриты, отличаются широким спектром значений намагниченности – (600...5000) Гс. У них и самые высокие значения температуры Кюри, которые могут достигать 640° С. Для этих ферритов также характерны высокие значения термостабильности в рабочем интервале температур (от – 60° С до + 85° С), а также малые значения коэрцитивной силы и малые по сравнению с

ферритами на основе никелевого феррита магнитные потери [26]. Однако, монокристалл литиевого феррита характеризуется относительно малой магнитострикцией, особенно вдоль оси [111], а также низким удельным сопротивлением порядка 10^3 Ом/см, вследствие чего для этого материала помимо магнитных потерь существенное значение имеют потери за счет токов проводимости [23]. В исследованиях [39], проведенных с многослойной структурой, содержащей 16 слоев $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5}\text{O}_4$ и 15 слоев ЦТС с толщиной каждого слоя 15 мкм, была получена недостаточно высокая МЭ константа, равная 0,25 Э·см/кВ.

Для обеспечения сильной МЭ связи в [40] было предложено осаждать пленки ферритов-шпинелей на пьезоэлектрические материалы методом «spin-spray», который обеспечивает очень хорошую адгезию между ферритовой пленкой и пьезоэлектрической подложкой. Типичные пьезоэлектрические материалы, такие как ЦТС, могут быть отличным поставщиком OH^- -групп на его поверхность, что облегчает образование ферритовой пленки на его поверхности. В структурах $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{PMN-PT}$ или PZN-PT наблюдались гигантские перестройки линии ФМР порядка (600...800) Э, максимальное значение МЭ константы достигло 108 Э·см/кВ [40], однако линия ФМР имела ширину порядка (400...600), в то время как должна быть намного меньше диапазона перестраиваемого резонансного магнитного поля. МЭ композит состава никель-цинковый феррит/слюда/PMN-PT [41] демонстрирует огромный диапазон перестройки линии ФМР 605 Э при ширине линии 115 Э за счет минимизации эффекта зажима подложки путем уменьшения толщины подложки слюды после нанесения на нее ферритовой пленки толщиной 2 мкм тем же методом «spin-spray».

1.3.1.3. Гексагональные ферриты

Магнетоплюмбитами (другое название – гексагональные ферриты) называют ферримагнитные окислы, имеющие структуру, аналогичную структуре минерала $\text{PbFe}_{7,5}\text{Mn}_{3,5}\text{Al}_{0,5}\text{Ti}_{0,5}\text{O}_{19}$. Наиболее распространен гексагональный

феррит $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ (ферроксдюр М), применяемый для изготовления постоянных магнитов. Были также синтезированы другие ферримагнитные окислы этого класса, например, Me_2Y (например, Mg_2Y : $\text{Ba}_2\text{Mg}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$), Me_2W (например, Fe_2W : $\text{BaFe}_2^{2+}\text{Fe}_{16}^{3+}\text{O}_{27}$), Me_2Z (например, Co_2Z : $\text{Ba}_3\text{Co}_2\text{Fe}_{24}\text{O}_{41}$), где Me – один из двухвалентных переходных металлов группы железа, Mg или Zn. Все эти материалы характеризуются большой магнитной анизотропией, например, для ферроксдюра внутреннее эффективное поле анизотропии равно 17000 Гс. Это уникальное свойство позволяет осуществить СВЧ резонанс в области миллиметровых волн, для осуществления которого в обычных ферритах потребовалось бы постоянное внешнее магнитное поле порядка 20000 Гс [25].

Монокристаллический гексаферрит бария $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ представляет интерес для создания на его основе СВЧ устройств миллиметрового диапазона с электрической перестройкой магнитного поля. Поскольку этот материал имеет высокие поля одноосной анизотропии, ФМР может наблюдаться в диапазоне частот (47...60) ГГц при внешнем подмагничивающем поле диапазона (5...9) кЭ. Высокие поля анизотропии связаны не только с совпадением легкой оси с преимущественным направлением намагниченности (кристаллографической c -осью), но и возможностью обработки пленок ферроксдюра с высокой степенью совершенства текстуры кристалла и предпочтительной магнитной анизотропией [42]. Рост пленок с кристаллографической c -осью, выровненной перпендикулярно плоскости пленки, приводит к перпендикулярной магнитной анизотропии, что является требованием для традиционных циркулярных и вентильных устройств.

Соединения типа Me_2W аналогичны ферроксдюру М и также обладают одноосной анизотропией вдоль оси c гексагональной структуры. Замещение Me_2 различными комбинациями двухвалентных металлических ионов позволяет варьировать намагниченность насыщения и температуру Нееля соединений типа W.

В соединениях типа Me_2Y (ферроксплана) ось c является направлением, вдоль которого намагниченность вообще не возникает, вместо этого имеется целая плоскость преимущественных направлений, перпендикулярная оси c . В

этой плоскости вектор намагниченности свободно поворачивается в любом направлении. Вследствие особого сочетания конкурирующих между собой обменных взаимодействий, угол между векторами намагниченности соседних плоскостей в структуре некоторых соединений этого типа (включая Zn_2Y) может оказаться малым, что приводит к спиральной магнитной структуре. В такой структуре упорядочение магнитных моментов происходит за счет внешнего поля и если оно приложено перпендикулярно гексагональной оси – векторы намагниченности располагаются вдоль его направления. Следует отметить, что намагниченность насыщения Me_2Y значительно ниже намагниченности насыщения соединений Me_2W и Me_2Z .

Соединение типа Me_2Z состоит из чередующихся слоев М и Y, т.е. $\text{Z} = \text{M} + \text{Y}$. Часть М стремится создать в кристалле одноосную анизотропию вдоль оси c , в то время как часть Y стремится расположить направления преимущественного намагничивания в плоскости, перпендикулярной оси c . Несколько большая величина одноосной анизотропии в М приводит к тому, что все соединения Me_2Z (за исключением Co_2Z) магнитно-одноосны.

Магнитострикция в гексаферритах значительно меньше, чем в ферритах-шпинелях. Например, для $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ константы магнитострикции $\lambda^{\varepsilon,2}$, $\lambda_1^{\alpha,2}$, $\lambda_2^{\alpha,2}$ при температуре 300 К составляют $-(13 \pm 1) \cdot 10^{-6}$, $-(13 \pm 2) \cdot 10^{-6}$ и $-(2,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-6}$, соответственно [43]. Здесь $\lambda^{\varepsilon,2}$, $\lambda_1^{\alpha,2}$, $\lambda_2^{\alpha,2}$ – коэффициенты, характеризующие анизотропную магнитострикцию, связанную с изменением ориентации вектора намагниченности по отношению к осям кристалла. Для $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ константы магнитострикции $\lambda^{\varepsilon,2}$, $\lambda_1^{\alpha,2}$, $\lambda_2^{\alpha,2}$ при температуре 300 К составляют соответственно $-(13 \pm 1) \cdot 10^{-6}$, $-(19 \pm 3) \cdot 10^{-6}$ и $-(2,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-6}$. Гексаферриты со структурой Y и Z, несмотря на высокую анизотропию, имеют малую магнитострикцию.

В табл. 1.2 представлены значения параметров $4\pi M_s$ и ΔH для гексаферритов М и Zn_2Y .

Параметры гексаферритов

Феррит	Намагниченность насыщения $4\pi M_s$, Гс при 20 °С	Ширина резонансной кривой, ΔH , Э при 300 К
Монокристалл $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ (М)	4770 [28]	53 Э при 55 ГГц [44]
Монокристалл $\text{Ba}_2\text{Zn}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ (Zn_2Y)	2850 [28]	8 Э при 9 ГГц [45]

1.3.1.4. Магнитные сплавы

Тонкие пленки магнитных сплавов, широко используемые в индустрии памяти, лишь недавно привлекли внимание с целью применения их в МЭ СВЧ устройствах. Некоторые такие сплавы демонстрируют более высокие значения магнитострикции по сравнению с ферритами, удовлетворительные рабочие частоты и методы легкого осаждения, поскольку для процессов осаждения ферритов и гексаферритов часто требуются чрезвычайно высокие температуры и подложки соответствующей решетки. Однако, некоторые ферриты имеют намного более узкие линии ФМР. Кроме того, магнитные сплавы имеют высокую проводимость, что приводит к значительным потерям от вихревых токов на высоких частотах [46-48].

Проблема, связанная с высокой проводимостью магнитных сплавов, может быть решена уменьшением толщины пленки магнитного сплава до размера, меньшего глубины скин-слоя для ограничения объема индуцированных вихревых токов. Также закалка температурой во время осаждения металлической пленки может разрушить процесс образования кристаллов в пленке, вызывая аморфную фазу, находясь в которой материал имеет сравнительно низкую проводимость, сохраняя при этом большинство своих благоприятных магнитных свойств [47].

С использованием слоистых структур на основе тонкой пленки ферромагнитного сплава $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}$ [48], который имеет высокую намагниченность насыщения 17,4 кГс [49], низкую коэрцитивную силу $H_c = 20$ Э [49] и сравнительно высокую магнитострикцию насыщения $\lambda_s = 30 \cdot 10^{-6}$ [50] могут быть получены самоподмагничивающиеся СВЧ устройства с рабочей частотой в диапазоне 10 ГГц. Кроме того, для достижения более высоких рабочих частот потребуется лишь сравнительно небольшое подмагничивающее поле. Сплав CoFeB (химическая формула $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$) обеспечивает еще более высокие анизотропные поля и более высокую магнитострикцию.

Популярная аморфная система FeGaB (химическая формула $(\text{Fe}_{100-y}\text{Ga}_y)_{1-x}\text{B}_x$, $x = (0...21)$, $y = (9...17)$) имеет еще более высокую магнитострикцию $\lambda_s = (50...70) \cdot 10^{-6}$, намагниченность насыщения, равную (11...15) кГс, и, что особенно важно, достаточно узкую линию ФМР (16...20) Э в диапазоне частот от 8,2 до 12,4 ГГц. Lou et al. [51] показывают рекордно высокую перестройку частоты ФМР электрическим полем 900 МГц или 58 % в структуре $\text{FeGaB}/\text{Si}/\text{PMN-PT}$ с наивысшим из рассмотренных структур произведением магнитострикционных и пьезоэлектрических коэффициентов. Однако соответствующее эффективное магнитное поле FeGaB , приблизительно равное 30 Э, индуцированное напряжением, все еще относительно мало [52] в сравнении со значениями в работах [22, 53-55].

В структуре $\text{FeCoSiB}/\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{PMN-PT}$ удалось достичь приемлемо узкую линию ФМР 40 Э при достаточно большом индуцируемом электрическим полем эффективном поле 175 Э [56]. В такой структуре был минимизирован эффект зажима подложки путем удаления подложки кремния.

При использовании композита состава $\text{FeCoNi}/\text{PMN-PT}$ продемонстрирована не только электрическая перестройка частоты линии резонансного магнитного поля от 3,8 до 8,1 ГГц, но и электрическая перестройка ширины линии ФМР от 0,66 до 3,6 ГГц [57].

Значительный технологический интерес для создания МЭ СВЧ компонентов имеют сплавы Fe с Pt из-за их уникальных магнитных свойств, в частности,

высоких коэффициентов магнитострикции. Тонкие слои этих сплавов растут в метастабильной химически неупорядоченной фазе ГЦК и в этой фазе имеют аналогичное значение намагниченности насыщения упорядоченной фазы, но гораздо меньшую анизотропию и коэрцитивное поле [58]. Отжиг выращенных неупорядоченных пленок FePt при температурах выше 200 °С, способствует превращению их в упорядоченную фазу, которая имеет большую анизотропию и вызывает резкие изменения в СВЧ спектре линий ФМР. Чтобы избежать широкой линии СВЧ поглощения, характерной для пленок FePt толщиной больше 40 нм, в исследовании [58] двухслойной структуры состава PMN-PT/FePt использовался тонкий слой сплава 20 нм. Для образца, расположенного вдоль оси трудного намагничивания (100) МЭ константа оказалась равной 42 Э·см/кВ.

Таким образом, можно подытожить, что материала для магнитострикционной фазы МЭ композита, обладающего одновременно большой константой магнитострикции, малой намагниченностью насыщения и узкой шириной линии ФМР (такой, как у ЖИГ) к настоящему времени все еще не найдено. В [40], как одно из решений, предложена идея легирования ЖИГ, который является хорошим СВЧ материалом с малыми потерями и узкой шириной линии, различными ионами (Mn^{2+} , Co^{2+} , Al^{3+} и др.) с целью увеличения константы магнитострикции.

1.3.2. Материалы для пьезоэлектрической фазы

В качестве материалов для пьезоэлектрических преобразователей наибольшее распространение получила пьезокерамика, из пьезоэлектрических монокристаллов наиболее известен кварц.

В данном обзоре будут рассмотрены основные физические свойства как пьезокерамических пьезоэлектриков, таких как титанат бария и керамика ЦТС, так и монокристаллических пьезоэлектриков, к которым относится кварц, кристаллы группы лангасита, а также соединения на основе титаната свинца PMN-PT, PZN-PT.

Основными преимуществами пьезокерамики являются высокий пьезомодуль, сравнительно высокие значения электрической и механической прочности, возможность управления свойствами путем изменения химического состава и введения модификаторов, а также значительно меньшая стоимость по сравнению с монокристаллами. Достоинством монокристаллов является высокое постоянство всех материальных констант, обусловленное совершенной кристаллической структурой. Недостатками пьезокерамики служат низкая термостабильность, значительная дисперсия материальных констант и изменение ее параметров со временем в связи с проявлением деполяризационных процессов. И поскольку пьезокерамика как поликристалл в обычном состоянии не обладает пьезоэлектрическими свойствами, процесс изготовления образца из пьезокерамики содержит дополнительную технологическую операцию поляризации сильным электрическим полем для упорядочивания структуры материала [59, 60].

1.3.2.1. Пьезоэлектрические материалы на основе титаната свинца

Для изготовления технологических пьезоэлектрических преобразователей в настоящее время наиболее широко используется пьезокерамика на основе твердых растворов титаната свинца и цирконата свинца ($\text{Pb}(\text{Zr}_{1-x}\text{Ti}_x)\text{O}_3$, сокращенно – ЦТС или PZT), что объясняется как высокими пьезоэлектрическими параметрами этого материала (см. табл. 1.3), так и возможностью изменять их в широких пределах. Последнее в значительной степени обусловлено почти неограниченным изоморфизмом, присущим твердым растворам ЦТС, а высокие пьезоэлектрические свойства обусловлены наличием морфотропной тетрагонально-ромбоэдрической границы в районе $x = 0,48$ вследствие различия в искажении ячеек титаната и цирконата свинца на фазовой диаграмме $\text{PbTiO}_3 - \text{PbZrO}_3$. Керамика ЦТС, как и титанат бария (BaTiO_3), кристаллизуются в структурном типе перовскита ABX_3 [60, 61].

Таблица 1.3

Параметры пьезоэлектрических материалов

Пьезо- электрический материал	Относительная диэлектрическая проницаемость вдоль направления поляризации $\epsilon_{33}^T/\epsilon_0$	Пьезоэлектрические модули, пКл/Н		Температура Кюри, T_K , °C
Бессвинцовые пьезоэлектрические материалы [68]				
Кварц	45	- $d_{11} = 2,3$	$d_{14} = 0,9$	570
Титанат бария BaTiO ₃	1900	- $d_{31} = 79$	$d_{33} = 191$	120
Лангтитат	80,3	- $d_{11} = 6,5$	$d_{14} = 4,7$	-
Пьезоэлектрические материалы на основе титаната свинца [76, 77]				
ЦТС-19	1750	- $d_{31} = 170$	$d_{33} = 350$	290
PMN - 32 % PT	1620	- $d_{31} = 760$	$d_{33} = 1620$	130...140

По сравнению с титанатом бария керамика ЦТС имеет более высокую точку Кюри, в несколько раз большие пьезомодули (см. табл. 1.3), меньшие диэлектрические потери в сильных электрических полях, большую удельную электрическую мощность и механическую прочность. Материал ЦТС имеет КПД в сотни раз больший, чем кварц, и, кроме того, прост в изготовлении и поэтому относительно не дорог [62].

Монокристаллические материалы на основе титаната-свинца, описываемые формулами $Pb(Zn_{1/3}Nb_{2/3})O_3 - PbTiO_3$ (PZN-PT или цинкониобат свинца – титанат свинца) и $Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O_3 - PbTiO_3$ (PMN-PT или магнониобат свинца – титанат свинца) по сравнению с керамикой ЦТС имеют большие анизотропные пьезоэлектрические коэффициенты (см. табл. 1.3) и обладают большим потенциалом в реальных приложениях [63, 64].

Пьезоэлектрический модуль d_{33} монокристаллов PMN-PT с (28...32) % PT может достигать (2000...3000) пКл/Н, а коэффициент электромеханической связи составляет более, чем 0,9 при поляризации в плоскости (001). Для монокристалла (011) PMN-PT и поляризованного вдоль оси [011] имеется высокая пьезоэлектрическая анизотропия в плоскости с пьезомодулем d_{31} от 1200 до 1800 пКл/Н и d_{32} от – 900 до – 600 пКл/Н [65].

Недавно новые релаксорные сегнетоэлектрические монокристаллы PZN-PT стали потенциальными кандидатами на применение в будущих высокопроизводительных пьезоэлектрических устройствах из-за их исключительно высоких диэлектрических и пьезоэлектрических свойств. Монокристаллы PZN с (6...7) % PT, выращенные флюсовым способом, с различной ориентацией обладают хорошей однородностью диэлектрических и электромеханических свойств и состава. При поляризации в направлении оси [001] пьезоэлектрический коэффициент d_{33} этих кристаллов достигает 2800 пКл/Н.

1.3.2.2. Бессвинцовые пьезоэлектрические материалы

Потребность в бессвинцовых пьезоэлектрических материалах определяется все большим осознанием экологических проблем. Свинец недавно был исключен из многих сфер применения и материалов в связи с токсичностью. Керамика на основе ЦТС является пьезоэлектрическим материалом с высокими показателями, однако содержит более 60% свинца, обладающего токсичностью. Не смотря на то, что было сделано множество попыток, найти бессвинцовую пьезоэлектрическую керамику, аналогичную по свойствам ЦТС, к настоящему моменту не удалось.

Благодаря прочности и устойчивости параметров нашел самое широкое применение в радиоэлектронике как природный, так и синтетический монокристалл α -кварц (далее – кварц, химическая формула: SiO_2 – двуокись кремния).

Кварц кристаллизуется в классе тригонального трапецоэдра тригональной сингонии. Отсутствие плоскостей и центра симметрии у кристаллов α -кварца обуславливает наличие у него пьезоэлектрических и пирозлектрических свойств. Свои пьезосвойства кварц сохраняет до 570°C [66]. Интересующие нас физические свойства кварца представлены в табл. 1.3.

Кварц обладает относительно малыми значениями пьезомодуля и низкой диэлектрической проницаемостью, однако у этого материала наблюдаются неплохие температурные зависимости, причем они имеют линейный вид, что упрощает ведение температурных поправок. Достаточно хорошая стабильность зависимостей электрических параметров при механических воздействиях, относительно неплохие температурные характеристики, близость по своим упругим свойствам к идеальному телу позволили кварцу найти практическое использование. Кроме того, кварц также и химически стоек, он не растворяется во многих щелочах и кислотах.

С недавнего времени стали применяться искусственные, полученные еще в СССР пьезокристаллы: лантангаллиевый танталат $\text{La}_3\text{Ga}_5.5\text{Ta}_{0.5}\text{O}_{14}$ (лангатат) и лантангаллиевый силикат $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ (лангасит). Эти синтетические пьезокристаллы по типу кристаллов относятся к той же группе, что и кварц. Кристаллам группы лангасита присуще уникальное сочетание ряда физических свойств, важнейшими из которых являются: отсутствие пирозлектрического эффекта, гистерезиса физических свойств и фазовых переходов вплоть до температур плавления (свыше 1000°C); наличие кристаллографических ориентаций с взаимной компенсацией положительных и отрицательных температурных зависимостей упругих модулей; высокий коэффициент электромеханической связи, в 2...4 раза больший, чем у кварца; высокое удельное электросопротивление; низкая деградация поверхности материала при контакте с электродами [67].

Лангасит обладает превосходными термическими, пьезоэлектрическими и диэлектрическими свойствами, устойчив к химическим воздействиям, имеет температурную стабильность, сравнимую со стабильностью кварца.

Кристаллы лангатата характеризуются самыми большими значениями плотности, диэлектрической проницаемости и коэффициентов электромеханической связи среди кристаллов этого семейства [68]. Некоторые физические свойства лангатата представлены в табл. 1.3.

Одним из недостатков структуры кристаллов группы ЛГС, является некоторая разупорядоченность, что является причиной беспорядочно распределенного искажения структуры и в конечном итоге приводит к деградации свойств кристалла [69]. Кроме того, высокое содержание галлия приводит к высокой стоимости кристаллов [66].

В последние годы резко возрос интерес к изучению бессвинцовых оксидных систем, которые возможно смогли бы заменить керамику ЦТС. Система твердых растворов ниобата калия-натрия $(\text{K}, \text{Na})\text{NbO}_3$ (KNN) считается одной из наиболее перспективных [70]. Пьезокерамика на основе KNN проявляет целый ряд ценных свойств, к которым, прежде всего, относятся высокая точка Кюри ($\cong 400^\circ \text{C}$) и сочетание низкого значения диэлектрической проницаемости со сравнительно высокими значениями пьезоэлектрических модулей. Однако, в целом, по уровню свойств она уступает керамике ЦТС. Тем не менее, наблюдается тенденция к повышению электрофизических характеристик KNN-керамики, благодаря использованию горячего прессования, легирования оксидами различных металлов, в том числе Li, Ta, Cu, Mn и др. [71, 72].

К другим активно исследуемым в настоящее время группам бессвинцовых материалов относятся титанат бария BaTiO_3 , висмутосодержащие системы $\text{Bi}_{1/2}\text{Na}_{1/2}\text{TiO}_3$, BiFeO_3 и пр. [73-75].

1.4. Применение МЭ слоистых композитов для создания невзаимных и управляющих СВЧ устройств

МЭ микроволновый эффект, проявляющийся в виде сдвига линии резонансного магнитного поля под действием электрического поля, может быть использован для построения электрически управляемых аттенуаторов,

модуляторов, переключателей, фильтров, датчиков мощности, фазовращателей и невзаимных устройств (вентилей, циркуляторов). Прототипами этих устройств могут служить соответствующие резонансные ферритовые приборы [78], при условии замены магнитной управляющей системы на систему электродов, подключенных к источнику управляющего напряжения [1].

В монокристаллическом ЖИГ имеет место самая узкая ширина линии ФМР, в связи с чем, большинство предложенных МЭ СВЧ устройств основаны на включении связанного с использованием эпоксидной смолы монокристалла ЖИГ с каким-либо пьезоэлектрическим материалом либо в монокристаллической, либо в керамической форме.

В данном обзоре будут рассмотрены МЭ СВЧ устройства, работающие на эффекте ФМР/МСВ: резонаторы, фильтры, фазовращатели [53, 79, 80, 81] и на основе гибридных волн: резонаторы и фазовращатели [82, 83].

Татаренко и др. [53] сообщалось о МЭ СВЧ однополосном резонансном фильтре, работающем на эффекте ФМР. Предложенное устройство состоит из микрополосковой линии передачи на подложке из оксида алюминия толщиной 1 мм (диэлектрическая проницаемость 10), входного и выходного микрополосков нерезонансных длин волн и МЭ элемента. МЭ элемент, в свою очередь, состоит из эпитаксиальной пленки ЖИГ толщиной 110 мкм, выращенной жидкофазной эпитаксией на ГГГ (111), связанной с ЦТС клеевым соединением. Был продемонстрирован диапазон перестройки такого устройства 125 МГц при напряженности приложенного электрического поля $E = (0...3)$ кВ/см и вносимые потери 5 дБ на частоте 6,5 ГГц. Этот фильтр может быть настроен на 2% от центральной частоты с номинальным электрическим полем 3 кВ/см.

Также Татаренко и др. [80] сообщалось о перестраиваемых фазовращателях, использующих двухслойную структуру ЖИГ – PMN-РТ и работающих на эффекте Фарадея на частоте чуть выше ФМР в ЖИГ. Фазовращатель состоит из микрополосковой линии передачи на подложке из оксида алюминия толщиной 1 мм (диэлектрическая проницаемость 9,8), резонатора ЖИГ – PMN-РТ и микрополосковых шлейфов длиной $\lambda/8$ и $3\lambda/8$, которые создают в объеме

резонатора круговую поляризацию СВЧ магнитного поля. Трехслойная структура PMN-PT/ЖИГ/ГГГ расположена поверх микрополосковой системы на подложке. При приложении к PMN-PT $E = 10$ кВ/см наблюдается фазовый сдвиг $(30...40)^\circ$ в частотном диапазоне $(6...9)$ ГГц при вносимых потерях $(3...4)$ дБ.

В [79] были исследованы МЭ взаимодействия в фазовращателе миллиметрового диапазона на основе двухслойной структуры монокристаллический гексаферрит бария $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ со структурой М-типа (ферроксдюр М), связанный клеевым соединением с ЦТС. Конструкция устройства представляет собой прямоугольный волновод с помещенным внутри МЭ резонатором, размеры ферритовой пластины которого равны $3 \text{ мм} \times 1,6 \text{ мм} \times 0,1 \text{ мм}$, а ширина пластины ЦТС соответствует размеру узкой стенке прямоугольного волновода и имеет длину и толщину 10 мм и 1 мм соответственно. Фазовый сдвиг 45° был измерен при увеличении напряжения, подаваемого к пластине ЦТС, от 0 до 400 В. При увеличении электрического поля от 0 до 8 кВ/см частота ФМР сдвигается на 24 МГц, что соответствует МЭ константе $3 \text{ МГц} \cdot \text{см/кВ}$.

Описанные выше МЭ устройства с использованием управляемых напряжением феррит-пьезоэлектрических компонентов потенциально могут заменить дорогостоящие ВЧ-усилители и соленоидальные магниты для настройки резонансного магнитного поля в радарах с фазированной антенной решеткой. Сдвиг поля ФМР, индуцируемый МЭ эффектом, будет способствовать быстрой перестройке электрическим полем при почти нулевом потреблении энергии (при условии, что пьезоэлектрический материал имеет высокое удельное сопротивление). Кроме того, такие устройства будут являться малошумящими и совместимыми с технологией интегральных схем. Однако, для настройки частоты ФМР данным устройствам требуется большое подмагничивающее поле более 2 кЭ, что является очень энергоемким, а «электрическая» перестройка данных устройств возможна в относительно узком диапазоне частот [84].

В работе [81] предлагается создание перестраиваемых СВЧ устройств на частично намагниченном феррите, который способен работать в диапазоне очень

низкой магнитной проницаемости менее единицы при малом подмагничивающем поле или вообще при его отсутствии. На основе слоистой структуры, содержащей частично намагниченный феррит, были продемонстрированы управляемые напряжением фильтр и фазовращатель.

Полосовой фильтр [81] содержит двухслойную структуру, образованную частично намагниченным поликристаллическим никелевым ферритом (NiFe_2O_4) с высокой намагниченностью насыщения 4750 Гс, связанным клеевым соединением с монокристаллическим PMN-PT толщиной 0,5 мм. Электрическая перестройка частоты составила 270 МГц (2,1%) при приложении электрического поля 9 кВ/см и при подмагничивающем поле 100 Э. Перестройки центральных частот при подмагничивающих полях 75 Э и 0 Э оказались равны 160 МГц (1,2%) и 135 МГц (0,9%).

Основой конструкции фазовращателя [81] является поликристаллическая подложка ЖИГ, на одной из сторон которой нанесена трехступенчатая каскадная спиральная микрополосковая структура. На обратной стороне подложки с помощью эпоксидной смолы крепится монокристаллическая пластина PMN-PT. Для усиления механической деформации пьезоэлектрической фазы с пластиной PMN-PT склеена еще одна пластина монокристаллического PMN-PT того же размера. Фазовращателем был продемонстрирован максимальный дифференциальный фазовый сдвиг более 115° при приложении электрического поля 11 кВ/см на частоте 5 ГГц. Вносимые потери устройства составили от 3,7 дБ до 8,2 дБ, а обратные потери – более 15 дБ.

МЭ эффект, рассмотренный выше, имеет место в двухслойных феррит-пьезоэлектрических структурах, когда слои плотно связаны, то есть когда механическое напряжение, создаваемое в одном слое, переносится на соседний слой. Однако существуют другие МЭ явления, которые не требуют связывания между слоями, а происходят вследствие близости двух материалов, имеющих различные диэлектрические и магнитные свойства. В СВЧ устройствах на основе феррит-пьезоэлектрических структур, электрическая перестраиваемость может быть альтернативно достигнута путем изменения диэлектрической

проницаемости сегнетоэлектрической фазы при приложении электрического поля вместо использования МЭ связи, которая основана на изменении намагниченности или внутреннего магнитного поля феррита посредством эффекта магнитострикции. Такая диэлектрическая настройка продемонстрирована в фазовращателях и резонаторах, содержащих двухслойные структуры ЖИГ- $\text{Ba}_{0,5}\text{Sr}_{0,5}\text{TiO}_3$ (BST). Этот класс устройств работает на гибридных электромагнитно-спиновых волнах в свободных структурах феррит-сегнетоэлектрик [84].

В [82] был исследован СВЧ резонатор, содержащий пленки ЖИГ и BST. На поверхности сегнетоэлектрической пленки толщиной около 10 мкм формировалась щелевая линия передачи шириной 150 мкм. На поверхности щелевой линии, в свою очередь, располагался резонатор – пленка ЖИГ толщиной 6 мкм, выращенная на подложке ГГГ толщиной 0,5 мм. Пленки BST осаждались на сапфировую подложку с помощью ВЧ распыления. Прямоугольный резонатор был помещен в касательное подмагничивающее поле. Электрическая перестройка составила 77 МГц при $E = 5$ В/мкм и при напряженности магнитного поля 1570 Э, что соответствует трем полосам пропускания резонатора. В слоистой структуре феррит – щелевая линия – сегнетоэлектрическая пленка структура электромагнитного поля основной моды щелевой линии соответствует структуре поля поверхностных МСВ в ферритовом резонаторе (волноводе), поэтому возможно формирование гибридной электромагнитно-спиновой волны. Для фазовращателя на двухслойной структуре [83], состоящей из монокристаллической пленки ЖИГ (5 мкм на ГГГ) и керамической пластины BST (500 мкм), электрическая перестройка дифференциального фазового сдвига достигла 650° в диапазоне частот (4,5...8) ГГц посредством перестройки диэлектрической проницаемости BST при приложении электрического поля до 20 кВ/см.

Сравнительно мало исследований связано с классом перестраиваемых МЭ невзаимных устройств, таких как вентили и циркуляторы. Khalili Amiri et al. [85] использовали для создания невзаимного вентиля короткозамкнутую

микрополосковую геометрию поверх осажденной пленки $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, окруженной со всех сторон SiO_2 , однако устройство еще подлежит доработке с целью снижения вносимых потерь. В [86] была предпринята попытка создания МЭ перестраиваемых СВЧ вентилей, работающих на поверхностных МСВ. Конструкции данных вентилей были реализованы в геометриях копланарного волновода земля-сигнал-сигнал-земля и сигнал-земля-сигнал, где пленки $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ осаждались напылением, однако вносимые потери устройств также оказались слишком высокими.

1.5. Исследование влияния изгибных деформаций на сдвиг и ширину линии ФМР в слоистых феррит-пьезоэлектрических структурах в диапазоне СВЧ

Авторами работы [87] оценено влияние изгибных деформаций на величину МЭ константы двухслойной феррит-пьезоэлектрической наноструктуры на подложке. В этом случае ферритовый слой и подложка при приложении постоянного электрического поля будут ограничивать деформацию пьезоэлектрического слоя и сдвигающие усилия, направленные несимметрично относительно срединных плоскостей слоев, будут создавать изгибающие моменты в поперечных сечениях структуры, таким образом, значение МЭ восприимчивости феррит-пьезоэлектрического композита будет зависеть от вертикальной координаты и при определенном соотношении толщин слоев наличие изгибной деформации приводит к увеличению МЭ константы. Причем для двухслойной структуры без подложки при учете изгибных деформаций МЭ взаимодействие оказывается слабее, чем для той же структуры, когда изгибные деформации не учитываются [88].

При определенном соотношении толщин ферритовой и пьезоэлектрической фаз МЭ взаимодействие приводит к слабому сдвигу, но значительному уширению линии ФМР, что представляет интерес для применения таких структур в новых функциональных СВЧ приборах, например, в качестве резонатора с перестраиваемой электрическим полем резонансной частотой и полосой

пропускания в управляемых фильтрах. Уширение линии ФМР может быть объяснено возникновением одноосной зависящей от толщины анизотропии магнитных свойств. В исследовании [89] представлены теоретическая и экспериментальная зависимости сдвига и уширения линии ФМР от отношения объема ЖИГ к объему ЦТС на частоте 9,3 ГГц при $E = 6$ кВ/см и максимальное уширение линии ФМР получается при отношении толщины ЖИГ к толщине ЦТС равном 1,2.

Исследование [90] посвящено моделированию МЭ взаимодействия с учетом влияния зажима подложки в двухслойной структуре, содержащей феррит и пьезоэлектрик с линейным градиентом пьезоэлектрического коэффициента в плоскости. Приложенное к пьезоэлектрической фазе такой структуры электрическое поле, перпендикулярное плоскости образца, приводит к зависимым от горизонтальной координаты изгибным деформациям, которые передаются ферритовой фазе и проявляются в виде градиентной одноосной магнитной анизотропии. Для структуры (111) NFO на подложке MgO и градиентный (001) PMN-PT на частоте 9,3 ГГц, когда постоянные магнитное и электрическое поля перпендикулярны плоскости образца и параллельны оси [001] PMN-PT и оси [111] NFO, при приложенном электрическом поле 30 кВ/см ширина линии ФМР увеличивается от 50 Э для структуры с однородным PMN-PT до 225 Э для структуры с градиентным PMN-PT. Для структуры состава (111) ЖИГ на подложке ГГГ и градиентный (001) PMN-PT на частоте 9,3 ГГц, когда постоянные магнитное и электрическое поля перпендикулярны плоскости образца и параллельны оси [001] PMN-PT и оси [111] ЖИГ, можно получить увеличение ширины линии ФМР в три раза при приложении электрического поля $E = 30$ кВ/см.

В исследовании [91] показано, что использование функционально градуированного пьезоэлектрика с изменением поляризации вдоль толщины также может приводить к индуцированному электрическим полем уширению линии ФМР. В качестве примера рассмотрена феррит-пьезоэлектрическая структура на основе слоя ЖИГ, который размещен между двумя слоями ЦТС с

противоположными направлениями поляризации. Максимальное уширение линии ФМР 9,3 Э было достигнуто при соотношении толщины ЖИГ к толщине ЦТС равном 1,7 и при равных толщинах слоев ЦТС на частоте 9,3 ГГц при $E = 10$ кВ/см. Учитывая, что ширина линии ФМР ЖИГ составляет 1 Э, можно получить более чем девятикратное уширение линии ФМР.

1.6. Выводы по главе 1. Постановка задачи исследований

Поиск и исследование МЭ материалов является актуальной задачей физики конденсированного состояния, поскольку их использование в СВЧ устройствах позволит улучшить технико-экономические характеристики данных приборов.

Настоящая диссертация посвящена исследованию МЭ микроволнового эффекта в слоистых феррит-пьезоэлектрических структурах.

В композиционных МЭ материалах МЭ эффект наблюдается при комнатной температуре и может быть на несколько порядков выше, чем в однофазных материалах. Слоистые композиционные структуры в сравнении с объемными композитами являются более перспективными из-за низкого тока утечки, легкости поляризации и большего пьезоэлектрического эффекта [2].

В исследованиях Бичурина и др. [18, 19] представлена теоретическая модель многослойного МЭ композита в СВЧ диапазоне, включая выражение для сдвига резонансного магнитного поля в результате действия внешнего электрического поля, однако данное выражение получено из формулы для резонансной частоты ферромагнитного образца, не учитывающей потери. Таким образом, для точного расчета величины сдвига линии ФМР при приложении электрического поля к слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре необходимо уточнить выражение для расчета величины сдвига учетом диссипации.

На сегодняшний день одна из задач современных исследований заключается в поиске новых МЭ композиционных материалов с узкой шириной линии ФМР, а также высокими константами магнитострикции и пьезоэлектрическими коэффициентами для обеспечения сильной МЭ связи. Альтернативой поиску

новых материалов является поиск новых способов повышения МЭ взаимодействия в МЭ композитах в составе с ферритом, имеющим узкую линию ФМР, но имеющих, как правило, слабую МЭ связь.

Перспективными магнитострикционными материалами для создания на их основе МЭ СВЧ устройств, работающих на эффекте ФМР, являются ферриты и тонкие пленки магнитных сплавов. Тонкие пленки магнитных сплавов имеют некоторые преимущества перед ферритовыми материалами, самое главное из которых – высокие значения констант магнитострикции, что позволяет получить намного больший диапазон перестройки линии резонансного магнитного поля при приложении электрического поля к МЭ композиту. Ферриты-гранаты, такие как ЖИГ, и особенно иттрий-кальцевый гранат, имеют намного более узкие линии ФМР, чем магнитные сплавы, однако и очень малую константу магнитострикции.

В качестве материалов для пьезоэлектрической фазы МЭ композитов наибольший интерес представляют керамика ЦТС и монокристаллические пьезоэлектрические материалы на основе титаната свинца PMN-PT, PZN-PT вследствие их высоких пьезоэлектрических параметров, однако эти материалы содержат в своем составе токсичный металл свинец. Из бессвинцовых пьезоэлектрических материалов широко применяются монокристаллы лангасит, лангатат, кварц и активно исследуются другие бессвинцовые соединения, однако найти бессвинцовый материал с высокими пьезоэлектрическими коэффициентами пока не удалось.

Двухслойная структура монокристаллический ЖИГ - монокристаллический PMN-PT демонстрирует рекордно высокую величину отношения сдвига линии ФМР во внешнем электрическом поле к ширине линии ФМР. Однако МЭ СВЧ устройства на основе данной структуры имеют малый диапазон сдвига линии резонансного магнитного поля и требуют приложения больших подмагничивающих полей. Кроме того, данная структура содержит в своем составе свинец.

Поиск способов повышения МЭ взаимодействия в феррит-пьезоэлектрических композитах в диапазоне СВЧ позволит увеличить диапазон сдвига линии резонансного магнитного поля, что также позволит использовать в качестве пьезоэлектрической фазы бессвинцовые пьезоэлектрические материалы, имеющие малые пьезоэлектрические коэффициенты, но при этом МЭ микроволновый эффект в будет достаточным для практического применения. Усиление МЭ микроволнового взаимодействия в слоистых феррит-пьезоэлектрических структурах в диапазоне СВЧ может быть достигнуто за счет вклада изгибных деформаций при определенном соотношении толщин ферритовой и пьезоэлектрической фаз, а также при приложении переменного электрического поля с частотой ЭМР. Использование МЭ материалов на основе магнитострикционного материала со ступенчатым изменением намагниченности представляет интерес с целью создания внутреннего поля, что позволит уменьшить внешнее подмагничивающее поле. Кроме того, существует необходимость в проведении теоретического исследования МЭ микроволнового эффекта в феррит-пьезоэлектрической структуре на основе пьезоэлектрической фазы, состоящей из двух пьезокерамических материалов с противоположными направлениями поляризации, поскольку использование такой структуры предсказывает усиление МЭ взаимодействия в СВЧ диапазоне за счет вклада изгибных деформаций.

Управляемые электрическим полем СВЧ устройства, работающие на эффекте ФМР, в отличие от устройств на ферритовых резонаторах, не требуют магнитной настройки рабочей частоты, которая является довольно медленной и связана с большим энергопотреблением. Исследование возможности построения невзаимных устройств на основе МЭ микроволнового эффекта, таких как вентили-аттенюаторы, обуславливается кроме того недостатком исследований, связанных с этим классом МЭ устройств.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ МЭ МИКРОВОЛНОВОГО ЭФФЕКТА В СЛОИСТЫХ ФЕРРИТ-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

МЭ микроволновый эффект заключается в сдвиге резонансной линии магнитного поля во внешнем электрическом поле: вследствие обратного пьезоэлектрического эффекта в пьезоэлектрической фазе возникают деформации, за счет чего в ферритовой фазе возникают механические напряжения и вследствие обратного магнитострикционного эффекта происходит изменение энергии магнитной анизотропии ферритовой фазы.

В данной главе диссертации представлены результаты теоретического исследования МЭ микроволнового эффекта в слоистых феррит-пьезоэлектрических структурах. Учетом диссипации уточнены выражения для компонент тензора магнитной восприимчивости и сдвига линии ФМР феррит-пьезоэлектрического композита при воздействии постоянного электрического и переменного магнитного СВЧ полей. Проведено теоретическое исследование МЭ микроволнового эффекта в феррит-пьезоэлектрической структуре на основе ферритовой фазы со ступенчатым изменением намагниченности, а также в феррит-пьезоэлектрической структуре на основе биморфной пьезоэлектрической фазы при воздействии на данную структуру электрическим полем с частотой ЭМР. В результате выполненного теоретического исследования разработана теоретическая модель МЭ микроволнового эффекта в слоистых феррит-пьезоэлектрических структурах на основе биморфной пьезоэлектрической фазы.

Кроме теоретического исследования, в данной главе представлены результаты исследования методом компьютерного моделирования и расчета зависимости сдвига резонансного магнитного поля и МЭ константы от отношения толщин магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз и сравнение данных результатов с теоретическими и экспериментальными результатами.

2.1. Магнитная восприимчивость и сдвиг линии ФМР слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры с учетом МЭ эффекта и диссипации

В диапазоне СВЧ изменение магнитной восприимчивости во внешнем электрическом поле может быть выражено через МЭ восприимчивость χ^{EM} и χ^{ME} (причем $\chi_{ik}^{ME} = \chi_{ki}^{ME}$) с помощью следующих уравнений [92]:

$$p = \chi^E e + \chi^{EM} h, \quad (2.1)$$

$$m = \chi^{ME} e + \chi^M h,$$

где p – электрическая поляризация;

m – намагниченность;

e и h – напряженности внешних электрического и магнитного полей соответственно.

Для наблюдения микроволнового МЭ эффекта необходимо осуществить воздействие на слоистую феррит-пьезоэлектрическую структуру переменным магнитным полем $\vec{h}$ СВЧ диапазона и постоянными магнитным $\vec{H}_0$ и электрическим $\vec{E}$ полями. Как известно из теории ФМР, в случае достаточной малости переменных магнитного поля и намагниченности между комплексными амплитудами их составляющих имеет место линейная зависимость, причем коэффициентом пропорциональности выступает тензор магнитной восприимчивости вещества χ по отношению к переменному магнитному полю. Наложение постоянного магнитного поля приводит к тому, что в ферритовой фазе возникает анизотропия высокочастотных свойств – появляется выделенное направление, для намагниченной до насыщения среды совпадающее с направлением намагниченности, и χ становится тензором, имеющим как симметричные, так и антисимметричные составляющие. Наконец, при приложении к композиту постоянного электрического поля в ферритовой фазе появляется выделенное направление, совпадающее с направлением вектора напряженности $\vec{E}$, что приводит к изменению энергии магнитной анизотропии

материала ферритовой фазы, обусловленному возникновением внешних упругих напряжений в ферритовой фазе композита вследствие возникновения механических деформаций в пьезоэлектрической фазе.

Для решения линеаризованного уравнения движения намагниченности с учетом влияния внешнего электрического поля может быть применяется метод эффективных размагничивающих факторов путем введения в данное уравнение эффективного магнитного поля $\vec{H}_E$, связанного с МЭ энергией. Таким образом, для учета МЭ взаимодействия в тензор эффективных размагничивающих факторов, помимо тензора размагничивающих факторов формы и тензора эффективных размагничивающих факторов кристаллографической анизотропии, добавляется тензор размагничивающих факторов, характеризующий эффективное магнитное поле $\vec{H}_E$. Данное магнитное поле зависит от направления, вдоль которого приложено электрическое поле, и, также как и эффективное поле кристаллографической анизотропии, зависит от направления вектора намагниченности относительно осей кристаллической решетки ферритовой фазы.

С учетом диссипации выражение для тензора магнитной восприимчивости слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры при наличии заданных внешних постоянного электрического и переменного магнитного полей примет вид [93]:

$$\chi^m = \begin{bmatrix} \chi_1 & \chi_s + i\chi_a & 0 \\ \chi_s - i\chi_a & \chi_2 & 0 \\ 0 & 0 & \chi_3 \end{bmatrix}, \quad (2.2)$$

а его компоненты с учетом диссипации и размагничивающих факторов будут определяться выражениями:

$$\chi_1 = \frac{\gamma^2 M_0 \left[H_{03} + M_0 \sum_i (N_{22}^i - N_{33}^i) \right] + \chi_0 \omega_r^2 \left(1 + \chi_0 \sum_i N_{22}^i \right) + i\chi_0 \omega \omega_r}{\omega_{рез}^2 - \omega^2 + i\omega \omega_r \left\{ 2 + \chi_0 \left[\sum_i (N_{11}^i + N_{22}^i) \right] \right\}}, \quad (2.3)$$

$$\chi_2 = \frac{\gamma^2 M_0 \left[H_{03} + M_0 \sum_i (N_{11}^i - N_{33}^i) \right] + \chi_0 \omega_r^2 \left(1 + \chi_0 \sum_i N_{11}^i \right) + i \chi_0 \omega \omega_r}{\omega_{pez}^2 - \omega^2 + i \omega \omega_r \left\{ 2 + \chi_0 \left[\sum_i (N_{11}^i + N_{22}^i) \right] \right\}}, \quad (2.4)$$

$$\chi_s = \frac{-\gamma^2 M_0^2 \sum_i N_{12}^i}{\omega_{pez}^2 - \omega^2 + i \omega \omega_r \left\{ 2 + \chi_0 \left[\sum_i (N_{11}^i + N_{22}^i) \right] \right\}}, \quad (2.5)$$

$$\chi_a = \frac{\gamma M_0 \omega}{\omega_{pez}^2 - \omega^2 + i \omega \omega_r \left\{ 2 + \chi_0 \left[\sum_i (N_{11}^i + N_{22}^i) \right] \right\}}, \quad (2.6)$$

$$\chi_3 = \frac{\chi_0 \omega_r}{i \omega + \omega_r \left(1 + \chi_0 \sum_i N_{33}^i \right)}; \quad (2.7)$$

$\gamma = \frac{|e|}{mc} = 2,8 \cdot 2\pi \cdot 10^6 \text{ 1/э} \cdot \text{с}$ – гиромагнитное (магнитомеханическое) отношение для спина (e – заряд, m – масса электрона);

M_0 – намагниченность насыщения;

H_{03} – проекция внешнего магнитного поля H_0 на направление равновесной намагниченности;

N_{kl}^i – компоненты тензора размагничивающих факторов $\hat{N}$, посредством которых выражаются составляющие эффективных магнитных полей анизотропии формы ферритовой фазы (N_{kl}^F), кристаллографической анизотропии вещества ферритовой фазы (N_{kl}^A) и анизотропии, которая имеет место при наличии МЭ взаимодействия (N_{kl}^E);

ω – частота переменного магнитного поля;

$\chi_0 = \frac{M_0}{H_{i0}}$ – статическая восприимчивость, H_{i0} – внутреннее статическое магнитное

поле. $H_{i0} = H_0 - NM_0$;

ω_r – частота релаксации. При условии малости диссипации и переменных составляющих намагниченности по сравнению с постоянными составляющими $\omega_r = \alpha\gamma H_0$;

α – безразмерный параметр, характеризующий потери в ферритовой фазе.

Резонансная частота феррит-пьезоэлектрического композита с учетом потерь определяется выражением, которое получается путем добавления в выражение для резонансной частоты ферритового эллипсоида [93] размагничивающих факторов, характеризующих эффективное поле, связанное с МЭ энергией:

$$\begin{aligned} \omega_{pez}^2 = & \gamma^2 \left[H_{03} + M_0 \sum_i (N_{11}^i - N_{33}^i) \right] \left[H_{03} + M_0 \sum_i (N_{22}^i - N_{33}^i) \right] + \\ & + \omega_r^2 \left(1 + \chi_0 \sum_i N_{11}^i \right) \left(1 + \chi_0 \sum_i N_{22}^i \right) - \left(M_0 \sum_i N_{12}^i \right)^2 \end{aligned} \quad (2.8)$$

Разделяя действительные и мнимые части, получим следующие выражения для действительных и мнимых частей компонент тензора магнитной восприимчивости феррит-пьезоэлектрического композита:

$$\begin{aligned} \chi_1' = & D^{-1} (\omega_{pez}^2 - \omega^2) \left\{ \gamma^2 M_0 \left[H_{03} + M_0 \sum_i (N_{22}^i - N_{33}^i) \right] + \chi_0 \omega_r^2 \left(1 + \chi_0 \sum_i N_{22}^i \right) \right\} + \\ & + D^{-1} \chi_0 \omega^2 \omega_r^2 \left\{ 2 + \chi_0 \left[\sum_i (N_{11}^i + N_{22}^i) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \chi_1'' = & D^{-1} \omega \omega_r \left\{ \gamma^2 M_0 \left[H_{03} + M_0 \sum_i (N_{22}^i - N_{33}^i) \right] + \chi_0 \omega_r^2 \left(1 + \chi_0 \sum_i N_{22}^i \right) \right\} \times \\ & \times \left\{ 2 + \chi_0 \left[\sum_i (N_{11}^i + N_{22}^i) \right] \right\} - D^{-1} \chi_0 \omega \omega_r (\omega_{pez}^2 - \omega^2), \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} \chi_2' = D^{-1}(\omega_{pe3}^2 - \omega^2) & \left\{ \gamma^2 M_0 \left[H_{03} + M_0 \sum_i (N_{11}^i - N_{33}^i) \right] + \chi_0 \omega_r^2 \left(1 + \chi_0 \sum_i N_{11}^i \right) \right\} + \\ & + D^{-1} \chi_0 \omega^2 \omega_r^2 \left\{ 2 + \chi_0 \left[\sum_i (N_{11}^i + N_{22}^i) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} \chi_2'' = D^{-1} \omega \omega_r & \left\{ \gamma^2 M_0 \left[H_{03} + M_0 \sum_i (N_{11}^i - N_{33}^i) \right] + \chi_0 \omega_r^2 \left(1 + \chi_0 \sum_i N_{11}^i \right) \right\} \times \\ & \times \left\{ 2 + \chi_0 \left[\sum_i (N_{11}^i + N_{22}^i) \right] \right\} - D^{-1} \chi_0 \omega \omega_r (\omega_{pe3}^2 - \omega^2), \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$\chi_a' = D^{-1} \gamma M_0 \omega (\omega_{pe3}^2 - \omega^2), \quad (2.13)$$

$$\chi_a'' = D^{-1} \gamma M_0 \omega^2 \omega_r \left\{ 2 + \chi_0 \left[\sum_i (N_{11}^i + N_{22}^i) \right] \right\}, \quad (2.14)$$

$$\chi_a' = -D^{-1} \gamma^2 M_0^2 \sum_i N_{12}^i (\omega_{pe3}^2 - \omega^2), \quad (2.15)$$

$$\chi_a'' = -D^{-1} \gamma^2 M_0^2 \sum_i N_{12}^i \omega \omega_r \left\{ 2 + \chi_0 \left[\sum_i (N_{11}^i + N_{22}^i) \right] \right\}, \quad (2.16)$$

причем

$$D = (\omega_{pe3}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \omega_r^2 \left\{ 2 + \chi_0 \left[\sum_i (N_{11}^i + N_{22}^i) \right] \right\}^2,$$

$$\chi_3' = \frac{\chi_0 \omega_r^2 \left(1 + \chi_0 \sum_i N_{33}^i \right)}{\omega^2 + \omega_r^2 \left(1 + \chi_0 \sum_i N_{33}^i \right)^2}, \quad (2.17)$$

$$\chi_3'' = \frac{\chi_0 \omega \omega_r}{\omega^2 + \omega_r^2 \left(1 + \chi_0 \sum_i N_{33}^i \right)^2}. \quad (2.18)$$

Эффективные размагничивающие факторы N_{kl}^E находятся по аналогии с эффективными размагничивающими факторами кристаллографической анизотропии. Для удобства вводятся две системы координат: система $(1', 2', 3')$, в которой ось $3'$ совпадает с осью кристаллографической анизотропии ферритового кристалла, и система $(1, 2, 3)$, в которой ось 3 совпадает с направлением равновесной намагниченности. В системе координат $(1, 2, 3)$ первоначально записываются выражения для энергии и эффективного поля магнитной анизотропии ферритовой фазы слоистого композита, зависящей от напряженности внешнего электрического поля. Первоначальная и вновь введенная системы координат связаны таким образом, что для кубического кристалла оси системы координат $(1', 2', 3')$ совмещены с осями кристалла $[100]$, $[010]$, $[001]$ и ось 1 лежит в плоскости $1'2'$, а для одноосного кристалла совмещены оси 1 и $1'$.

Составляющие эффективного поля магнитной анизотропии $\vec{H}_E$ в системе координат $(1', 2', 3')$ определяются для равновесного состояния дифференцированием с противоположным знаком по намагниченности $\vec{M}$ зависящей от $\vec{E}$ дополнительной составляющей плотности свободной энергии феррит-пьезоэлектрического композита W_{ME} , а для получения проекций эффективного поля анизотропии $\vec{H}_E$ в системе координат $(1, 2, 3)$ используются формулы преобразования проекций векторов.

Дополнительный член энергии W_{ME} , зависящий от приложенного электрического поля, представляет собой обусловленное наложением на образец механического напряжения изменение энергии магнитной анизотропии вследствие обратного магнитострикционного эффекта и может быть записан в виде инвариантного разложения в квадратичном приближении по компонентам намагниченности вещества и в линейном приближении по компонентам тензора напряжений. Данный вид энергии будет определяться константами магнитострикции и углом между вектором намагниченности и осью $[001]$ ферритового кристалла.

При рассмотрении композита как гомогенного материала, дополнительная составляющая плотности свободной энергии W_{ME} может быть представлена в виде [94]:

$$W_{ME} = B_{ikl} E_i M_k M_l + b_{ijkl} E_i E_j M_k M_l, \quad (2.19)$$

здесь B_{ikl} – тензор МЭ коэффициентов, аналогичный тензору пьезоэлектрических коэффициентов;

b_{ijkl} – тензор МЭ коэффициентов, аналогичный тензору магнитоупругих постоянных.

По аналогии с нахождением размагничивающих факторов кристаллографической анизотропии и анизотропии формы, учитывая малость проекций вектора намагниченности на оси 1 и 2 по сравнению с проекцией на ось 3, тензор размагничивающих факторов, характеризующий МЭ взаимодействие, может быть найден из отношения проекций эффективного поля $\vec{H}_E$ с противоположным знаком к намагниченности $\vec{M}$.

Тензор размагничивающих факторов, введенный для учета влияния внешнего электрического поля, будет определяться выражением [94]:

$$N_{k'l'}^E = 2(B_{ikl} + b_{ijkl} E_{oj}) E_{oi} \beta_{k'k} \beta_{l'l}, \quad (2.20)$$

где β является матрицей направляющих косинусов осей системы $(1', 2', 3')$ по отношению к осям системы $(1, 2, 3)$.

Как известно, под влиянием внешнего электрического поля осуществляется сдвиг резонансного магнитного поля феррит-пьезоэлектрического композита на более низкие частоты, выражение для которого с учетом диссипации получается из уравнения (2.7) если взять только члены, линейные по N_{kl}^E :

$$\begin{aligned} \delta H_E = & -M_0 Q_1^{-1} \times \\ & \times \left[Q_2 (N_{11}^E - N_{33}^E) + Q_3 (N_{22}^E - N_{33}^E) - Q_4 N_{12}^E + \alpha^2 \gamma^2 H_{03} (Q_5 N_{22}^E + Q_6 N_{11}^E) \right], \end{aligned} \quad (2.21)$$

где

$$Q_1 = 2H_{03} + M_0 \sum_{i \neq E} \left[(N_{11}^i - N_{33}^i) + (N_{22}^i - N_{33}^i) \right] + \alpha^2 \gamma^2 H_{03} \times \\ \times \left\{ 2 + M_0 H_{i0}^{-3} \left[2M_0 (H_{i0} - H_{03}) \sum_{i \neq E} N_{11}^i N_{22}^i + H_{i0} (2H_{i0} - H_{03}) \sum_{i \neq E} (N_{11}^i + N_{22}^i) \right] \right\};$$

$$Q_2 = H_{03} + M_0 \sum_{i \neq E} (N_{22}^i - N_{33}^i);$$

$$Q_3 = H_{03} + M_0 \sum_{i \neq E} (N_{11}^i - N_{33}^i);$$

$$Q_4 = 2M_0 \sum_{i \neq E} N_{12}^i;$$

$$Q_5 = 1 + \chi_0 \sum_{i \neq E} N_{11}^i;$$

$$Q_6 = 1 + \chi_0 \sum_{i \neq E} N_{22}^i .$$

Влиянием внешнего электрического поля на направление равновесной намагниченности в выражении (2.21) мы пренебрегаем.

Для случая, когда постоянное магнитное поле и намагниченность параллельны одной из осей образца феррит-пьезоэлектрического композита:

$$H_{i0} = H_{03} - N_{33} M_0;$$

$$N_{12}^E = 0.$$

На рис. 2.1 показаны теоретические зависимости от напряженности внешнего магнитного поля H_0 магнитной восприимчивости без учета потерь и ее действительной и мнимой частей на частоте 9,3 ГГц для двухслойного композита никелевый феррит – ЦТС при напряженности электрического поля $E = 0$ и $E = 600$ кВ/см для случая, когда ось поляризации пьезоэлектрической фазы совпадает с

осью [100] магнестрикционной фазы, а постоянные электрическое и магнитное поля перпендикулярны плоскости образца в форме диска. Вследствие малости частоты релаксации ω_r по сравнению с частотами переменного магнитного поля ω и собственной частотой прецессии намагниченности ω_0 , резонансная частота $\omega_{\text{рез}}$ феррит-пьезоэлектрического композита, выражение для которой учитывает потери, практически совпадает с ω_0 .

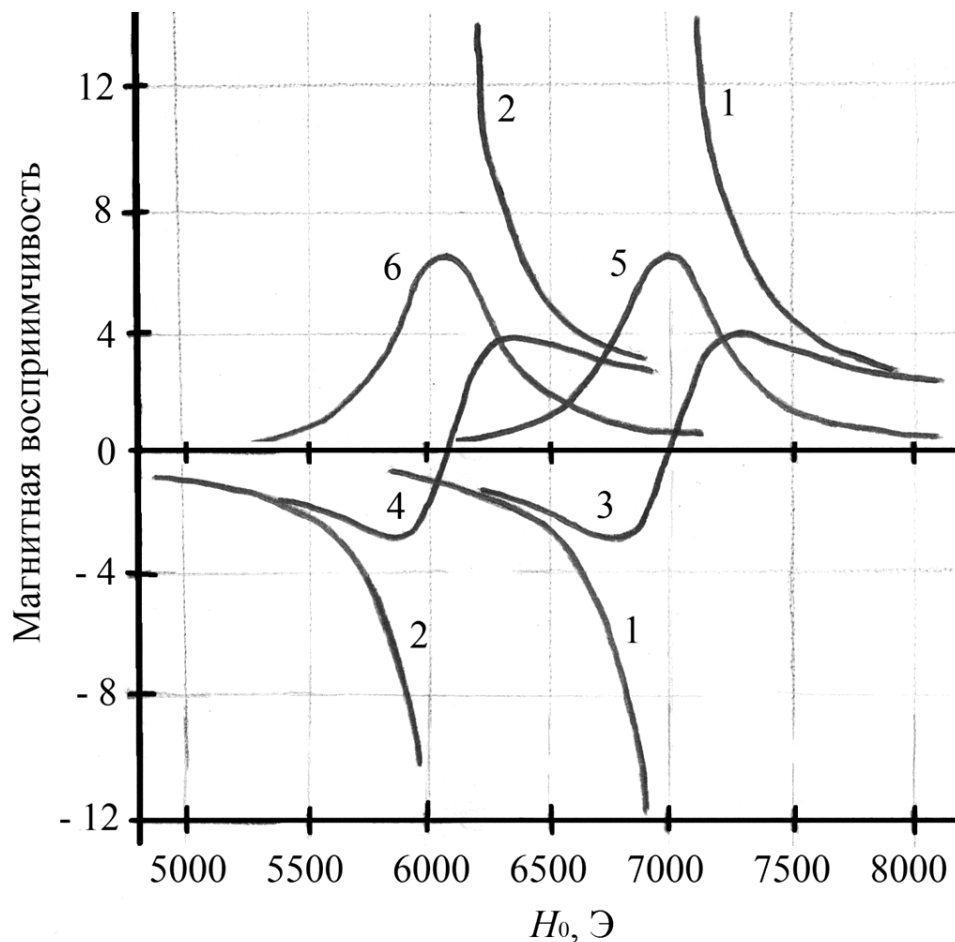


Рис. 2.1 – Сравнение теоретических зависимостей магнитной восприимчивости $\frac{\chi_1}{\chi_0}$

без учета потерь (кривые 1 и 2) и действительной $\frac{(\chi_1)'}{\chi_0}$ (кривые 3 и 4) и мнимой

$\frac{(\chi_1)''}{\chi_0}$ (кривые 5 и 6) частей магнитной восприимчивости от напряженности

внешнего магнитного поля H_0 на частоте 9,3 ГГц для двухслойного композита

никелевый феррит – ЦТС. Кривые 1, 3, 5 построены при $E = 0$; кривые 2, 4, 6 –

при $E = 600$ кВ/см

2.2. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов расчета величины сдвига линии ФМР слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры с результатами компьютерного моделирования

Далее представлены результаты сравнения с теоретическими и экспериментальными результатами построенной с помощью компьютерного моделирования и расчета зависимости сдвига линии ФМР от соотношения толщин фаз слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры.

Компьютерное моделирование было выполнено с помощью программы, вычисляющей многомодовые S -параметры и электромагнитные поля в трехмерных пассивных структурах. В данной программе была построена модель двухслойной структуры состава ЖИГ+ГГГ - PMN-PT и вычислено значение величины сдвига линии ФМР под влиянием постоянного электрического поля в зависимости от толщины ферритовой фазы. Компьютерное моделирование в данной программе позволяет учесть влияние наличия потерь в ферритовой фазе на величину сдвига линии ФМР.

Здесь в качестве модели будем рассматривать двухслойную феррит-пьезоэлектрическую структуру в форме диска, в качестве ферритовой фазы которой используется монокристаллический ЖИГ, а в качестве пьезоэлектрической фазы - монокристаллический PMN-PT. Слои данной структуры расположены в плоскости (1, 2), а ось 3 – перпендикуляр к плоскости слоистой структуры. Пьезоэлектрический слой поляризован по нормали к плоскостям контактов (вдоль оси 3), электрическое поле приложено вдоль оси поляризации пьезоэлектрической фазы, ось поляризации пьезоэлектрической фазы совпадает с осью [111] ферритовой фазы, которая является осью легкого намагничивания. В данном случае, поскольку поверхности диска свободные, можно положить, что компонента тензора механических напряжений вдоль оси 3 равна нулю во всем объеме образца, а отличными от нуля будут компоненты тензора напряжений вдоль осей 1 и 2. Компоненты тензора деформаций в

пьезоэлектрической фазе вдоль оси 1 и вдоль оси 2 будут равны компонентам тензора деформаций в ферритовой фазе вдоль оси 1 и вдоль оси 2 соответственно.

Для случая, когда плоскость образца совпадает с (111) кристаллографической плоскостью, а поле H_0 параллельно направлению [111] и перпендикулярно плоскости образца, сдвиг резонансного магнитного поля определяется выражением [95]:

$$\delta H_E = \frac{C}{2M_0} \frac{k\lambda_{100}}{[{}^m s_{11}(1 - {}^m \nu) + kV {}^p s_{11}(1 - {}^p \nu)]} d_{31} E_3, \quad (2.22)$$

где C - безразмерный коэффициент:

$$C = \frac{\left(H_{03} - 4\pi M_0 + \frac{22}{9} H_a\right)}{\left(2H_{03} - 8\pi M_0 + \frac{19}{9} H_a\right)};$$

H_{03} – проекция внешнего магнитного поля H_0 на направление равновесной намагниченности;

H_a – поле анизотропии ферритового кристалла;

λ_{100} – константа магнитострикции, определенная как деформация ферритового кристалла вдоль направления намагниченности, когда последняя направлена вдоль оси [100];

$k = 0...1$ – коэффициент сцепления фаз, учитывающий неидеальность контакта между фазами;

d_{kij} – компоненты тензора пьезоэлектрических модулей;

E_3 – проекция вектора напряженности внешнего постоянного электрического поля на ось 3;

M_0 – намагниченность насыщения;

${}^m \nu = - {}^m s_{12} / {}^m s_{11}$, ${}^p \nu = - {}^p s_{12} / {}^p s_{11}$ — коэффициенты Пуассона ферритовой и пьезоэлектрической фазы соответственно.

${}^m s_{ijkl}$ – константы упругой податливости ферритовой фазы;

V – отношение толщины ферритовой фазы к толщине пьезоэлектрической фазы;

${}^p s_{ijkl}$ – константы упругой податливости пьезоэлектрической фазы.

В случае, когда плоскость образца совпадает с кристаллографической плоскостью (111), а поле H_0 параллельно направлению [011] и лежит в плоскости образца, выражение для сдвига резонансного магнитного поля имеет вид [95]:

$$\delta H_E = \frac{3}{2M_0} \frac{k\lambda_{100}}{[{}^m s_{11}(1 - {}^m \nu) + kV {}^p s_{11}(1 - {}^p \nu)]} d_{31} E_3 \quad (2.23)$$

На рис. 2.2 представлены результаты сравнения экспериментальной и теоретической зависимостей сдвига линии ФМР δH_E от отношения толщины ЖИГ + ГГГ (гадолиний-галлиевый гранат) к толщине PMN-РТ [22] с результатами компьютерного моделирования для свободной структуры монокристаллический ЖИГ – монокристаллический PMN-РТ.

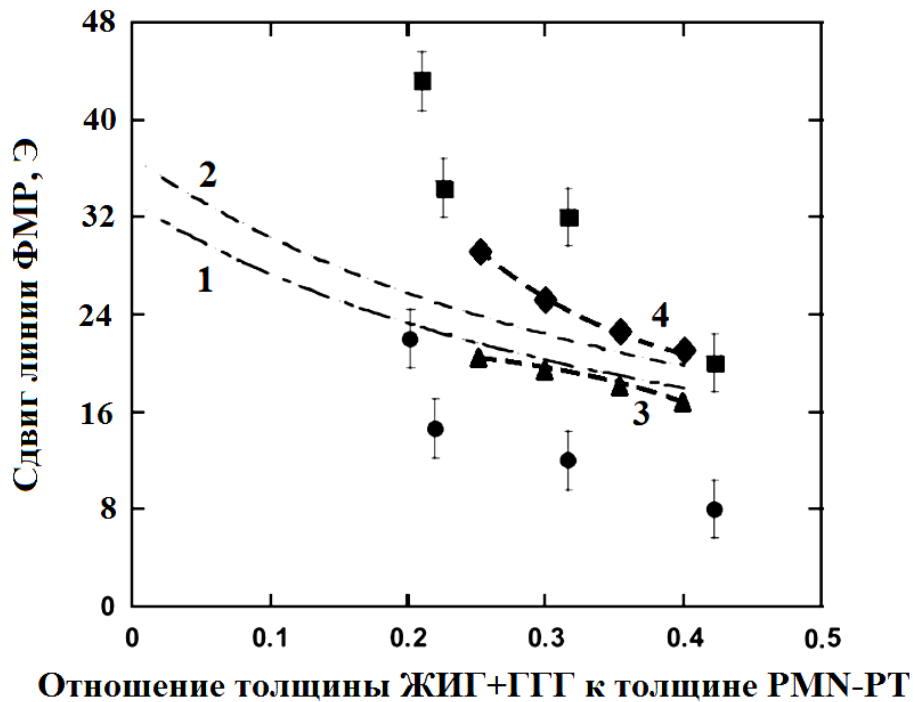


Рис. 2.2 – Сравнение результатов компьютерного моделирования (кривые 3, 4) с теоретическими (кривые 1, 2) и экспериментальными результатами (квадраты, круги) зависимости сдвига линии ФМР от отношения толщины ЖИГ + ГГГ к толщине PMN-РТ: 1, 3, круги – H_0 параллельно $\langle 011 \rangle$ в плоскости (111) ЖИГ; 2, 4, квадраты – H_0 параллельно ЖИГ

Результаты (рис. 2.2) представлены для случаев, когда H_0 параллельно $\langle 011 \rangle$ в плоскости (111) ЖИГ и H_0 параллельно $\langle 111 \rangle$ ЖИГ при напряженности электрического поля $E = 8$ кВ/см на частоте 9,3 ГГц.

Для экспериментальных исследований [22] двухслойные структуры ЖИГ – PMN-PT были изготовлены с использованием эпитаксиальных пленок (111) ЖИГ на подложке ГГГ толщиной 0,1 мм и (001) PMN-PT толщиной 0,5 мм.

Теоретические расчеты для данной структуры состава ЖИГ - PMN-PT выполнены без учета влияния со стороны подложки ГГГ, поскольку для данного соотношения толщин фаз слоистой структуры данным влиянием можно пренебречь.

По рис. 2.2 видно, что теоретическая зависимость, полученная без учета диссипации, при отношении толщины ферритовой фазы к толщине пьезоэлектрической фазе, равном (0,25...0,5), близка к линейной, а учет диссипации приводит к нелинейной зависимости сдвига линии ФМР от отношения толщин фаз слоистой структуры.

Моделирование в данной программе при учете влияния диссипации в ферритовой фазе, позволяет уменьшить погрешность определения величины сдвига линии ФМР на (5...10) % по сравнению с теоретическим расчетом без учета диссипации.

2.3. МЭ микроволновый эффект в слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре на основе биморфной пьезоэлектрической фазы

Различие толщин и материальных параметров слоев феррит-пьезоэлектрической структуры приводит к смещению центра тяжести относительно срединной поверхности и ведет к возникновению изгибающих моментов в поперечных сечениях структуры, что теоретически предполагает усиление МЭ микроволнового эффекта. Таким образом, для увеличения механического напряжения, индуцируемого в ферритовой фазе, при приложении электрического поля к феррит-пьезоэлектрической структуре, в качестве пьезоэлектрика может быть использована биморфная пьезоэлектрическая фаза. Такая структура состоит из двух одинаковых слоев пьезокерамического материала, поляризованных в противоположных направлениях, как показано на рис. 2.3. Кроме того, использование данной структуры в составе МЭ устройств повышает устойчивость к внешним осевым механическим напряжениям вследствие компенсации наводимых электрических напряжений в пьезоэлектрических слоях [96].

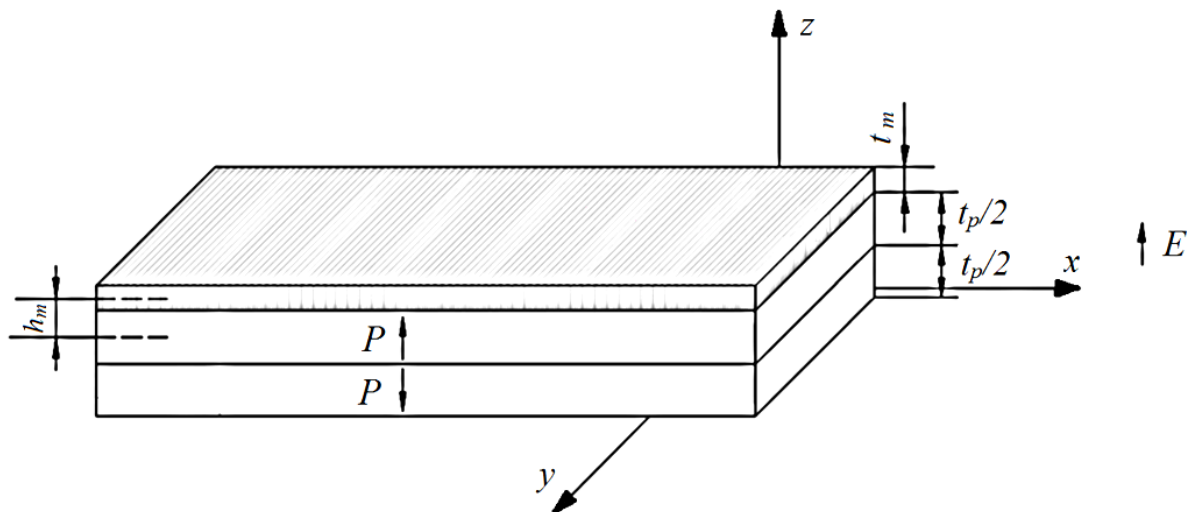


Рис. 2.3 - Феррит-пьезоэлектрическая структура на основе биморфной пьезоэлектрической фазы. Слои пьезоэлектрической фазы поляризованы по нормали к плоскостям контактов (вдоль оси z), постоянное электрическое поле E приложено перпендикулярно плоскости образца

Различие направлений поляризации в слоях биморфной пьезоэлектрической фазы при приложении электрического поля приведет к возникновению растягивающего напряжения в одном из пьезоэлектрических слоев и сжимающего напряжения в другом. Поскольку слои пьезоэлектрической фазы соединены вместе, в поперечных сечениях структуры будут создаваться изгибные напряжения, которые приведут к усиленной МЭ связи и к большим индуцируемым напряжениям в ферритовой фазе, что в свою очередь приведет к большему изменению анизотропии внутри ферритовой фазы вследствие МЭ микроволнового эффекта и, в итоге, к большей перестройке резонансного магнитного поля.

Напряжения в ферритовой фазе будут зависеть от вертикальной координаты, поскольку слоистая структура содержит пьезоэлектрическую фазу с изменением пьезоэлектрического коэффициента вдоль толщины. Подстановка осевых напряжений ферритовой фазы в выражение для сдвига резонансного магнитного поля приведет к тому, что значение магнитной восприимчивости феррит-пьезоэлектрического композита будет также зависеть от вертикальной координаты. Таким образом, усредненные по толщине ферритового слоя действительная и мнимая части магнитной восприимчивости будут определяться интегрированием данных выражений по вертикальной координате.

Ниже представлено теоретическое исследование МЭ микроволнового эффекта при возникновении изгиба в феррит-пьезоэлектрической структуре на основе биморфной пьезоэлектрической фазы и применение данной теории к структуре состава ЖИГ - ЦТС.

Для построения теоретической модели МЭ микроволнового эффекта в феррит-пьезоэлектрических структурах на основе неоднородных по составу фаз используются уравнения упругости и материальные уравнения для пьезоэлектрического и ферритового слоев, а также фундаментальные положения теоретической механики и сопромата. В рамках классической теории изгиба балок Бернулли поперечные деформации в материале балки не рассматриваются, и, таким образом, осевые деформации каждого слоя структуры можно

рассматривать как сумму продольной деформации и деформации, возникающей вследствие изгиба. В результате изгиба образца поперечные сечения структуры повернутся, образовав некоторый угол относительно нейтральной оси сечения структуры, которая проходит через центры тяжести поперечных сечений. Верхние слои структуры будут испытывать сжатие, а нижние – растяжение, нейтральным же слоем будет являться поверхность, разделяющая сжатую зону от растянутой [96]. При деформации слоя, отстоящего на расстоянии z_i от нейтрального слоя и растянутого (сжатого) напряжениями T_j , относительное изменение размеров данного слоя по оси x или y (или деформация нейтральной оси данного слоя) будет пропорционально расстоянию z_i .

Здесь в качестве модели будем рассматривать трехслойную феррит-пьезоэлектрическую структуру, состоящую из ферритовой фазы с кубической ($m\bar{3}m$) симметрией и двух слоев пьезоэлектрической фазы с симметрией ∞m относительно оси поляризации. Слои данной структуры расположены в плоскости (x, y) , а ось z – перпендикуляр к плоскости слоистой структуры (см. рис. 2.3). Слои пьезоэлектрической фазы поляризованы по нормали к плоскостям контактов (вдоль оси z), ось поляризации пьезоэлектрической фазы совпадает с осью $[111]$ ферритовой фазы, которая является осью легкого намагничивания.

Поскольку электрическое поле прикладывается вдоль оси поляризации пьезоэлектрической фазы, проекции вектора напряженности электрического поля вдоль осей x и y будут равны нулю.

Будем считать, что поверхности образца свободные. В этом случае нормальные составляющие тензора механических напряжений на них равны нулю. Также здесь предполагается, что длина и ширина образца значительно больше его толщины, поэтому можно положить, что компонента тензора механических напряжений вдоль ос x и y равна нулю не только на поверхности, но и во всем объеме образца, а отличными от нуля компонентами тензора напряжений в объеме образца будут компоненты вдоль осей x и y .

В рамках данной модели сделаны следующие допущения:

- учитывается положение нейтрального слоя не всего образца в целом, а каждого слоя в отдельности и полагается, что напряжения, действующие на одинаковом расстоянии от нейтральной оси, постоянны по ширине образца;
- деформации сдвига слоев относительно друг друга не учитывается;
- единственным рассматриваемым напряжением является осевое напряжение;
- размеры сечения образца предполагаются малыми по сравнению с радиусом кривизны оси слоистой структуры [97, 98].

Общее выражение для деформации пьезоэлектрической фазы включает в себя выражения для зависимой от приложенного электрического поля деформации, возникающей вследствие обратного пьезоэлектрического эффекта, и деформации, возникающей согласно закону Гука под действием механического напряжения. Слои пьезоэлектрической фазы с противоположными направлениями поляризации можно рассматривать как слои с пьезоэлектрическими коэффициентами, противоположными по знаку, таким образом, общие выражения для компонент тензоров деформаций ${}^{p1}S_i$ верхнего (граничащего с ферритовым слоем) и ${}^{p2}S_i$ нижнего слоев пьезоэлектрической фазы запишутся в следующем виде [99]:

$${}^{p1}S_i = {}^pS_{ij} {}^{p1}T_j - {}^pd_{ki} E_k, \quad (2.24)$$

$${}^{p2}S_i = {}^pS_{ij} {}^{p2}T_j + {}^pd_{ki} E_k,$$

где ${}^pS_{ij}$ – константы упругой податливости пьезоэлектрической фазы;

${}^{p1}T_i, {}^{p2}T_i$ – компоненты тензоров механических напряжений верхнего и нижнего слоев пьезоэлектрической фазы соответственно;

${}^pd_{ki}$ – компоненты тензора пьезоэлектрических модулей;

E_k – компоненты вектора напряженности внешнего постоянного электрического поля.

Деформацию, возникающую за счет изгиба, можно представить как линейную функцию от вертикальной координаты z_i , а продольные деформации

представить как относительное удлинение нейтральных осей вдоль осей x и y . Осевые деформации каждого слоя феррит-пьезоэлектрической структуры, возникающие вследствие МЭ эффекта, можно рассматривать как сумму связанных с изгибом деформаций и продольных деформаций нейтральной оси [100]:

$$\begin{aligned} {}^mS_1 &= {}^mS_{10} + z_m/R_1, \\ {}^pS_1 &= {}^pS_{10} + z_p/R_1, \\ {}^mS_2 &= {}^mS_{20} + z_m/R_2, \\ {}^pS_2 &= {}^pS_{20} + z_p/R_2, \end{aligned} \quad (2.25)$$

где ${}^pS_1, {}^pS_2, {}^mS_1, {}^mS_2$ – компоненты тензора деформаций в пьезоэлектрической и ферритовой фазе соответственно;

${}^mS_{10}, {}^mS_{20}, {}^pS_{10}, {}^pS_{20}$ – деформации нейтральных осей вдоль оси x и оси y при $z_i = 0$ для ферритовой и пьезоэлектрической фаз соответственно;

R_1, R_2 – радиусы кривизны нейтральной оси структуры в x и y направлениях соответственно;

z_i – расстояние от i -го слоя структуры до срединной плоскости этого слоя;

$i = m, p$ для ферритового слоя и пьезоэлектрического слоя (нижнего или верхнего) соответственно.

Граничные условия будут определяться равенством компонент тензоров деформаций ферритового и пьезоэлектрического слоев как вдоль оси x , так и вдоль оси y .

При совместном решении систем уравнений (2.24), (2.25), закона Гука для ферритовой фазы, а также с учетом граничных условий выражения для механических напряжений для каждого слоя в случае возникновения деформаций изгиба в феррит-пьезоэлектрической структуре на основе пьезоэлектрической фазы, состоящей из двух одинаковых слоев пьезокерамического материала,

поляризованных в противоположных направлениях, запишутся следующем образом:

$${}^mT_1 = \frac{{}^mS_{11}\left({}^mS_{10} + \frac{Z_m}{R_1}\right) - {}^mS_{12}\left({}^mS_{20} + \frac{Z_m}{R_2}\right)}{{}^mS_{11}^2 - {}^mS_{12}^2}, \quad (2.26)$$

$${}^mT_2 = \frac{{}^mS_{11}\left({}^mS_{20} + \frac{Z_m}{R_2}\right) - {}^mS_{12}\left({}^mS_{10} + \frac{Z_m}{R_1}\right)}{{}^mS_{11}^2 - {}^mS_{12}^2}, \quad (2.27)$$

$${}^{p1}T_1 = \frac{{}^pS_{11}\left({}^mS_{10} + \frac{Z_p - h_m}{R_1} + {}^pd_{31}E_3\right) - {}^pS_{12}\left({}^mS_{20} + \frac{Z_p - h_m}{R_2} + {}^pd_{31}E_3\right)}{{}^pS_{11}^2 - {}^pS_{12}^2}, \quad (2.28)$$

$${}^{p1}T_2 = \frac{{}^pS_{11}\left({}^mS_{20} + \frac{Z_p - h_m}{R_2} + {}^pd_{31}E_3\right) - {}^pS_{12}\left({}^mS_{10} + \frac{Z_p - h_m}{R_1} + {}^pd_{31}E_3\right)}{{}^pS_{11}^2 - {}^pS_{12}^2}, \quad (2.29)$$

$${}^{p2}T_1 = \frac{{}^pS_{11}\left({}^mS_{10} + \frac{Z_p - h_m}{R_1} - {}^pd_{31}E_3\right) - {}^pS_{12}\left({}^mS_{20} + \frac{Z_p - h_m}{R_2} - {}^pd_{31}E_3\right)}{{}^pS_{11}^2 - {}^pS_{12}^2}, \quad (2.30)$$

$${}^{p2}T_2 = \frac{{}^pS_{11}\left({}^mS_{20} + \frac{Z_p - h_m}{R_2} - {}^pd_{31}E_3\right) - {}^pS_{12}\left({}^mS_{10} + \frac{Z_p - h_m}{R_1} - {}^pd_{31}E_3\right)}{{}^pS_{11}^2 - {}^pS_{12}^2}, \quad (2.31)$$

где ${}^mS_{11}$, ${}^mS_{12}$ – константы упругой податливости ферритовой фазы;

mT_1 , mT_2 – компоненты тензора механических напряжений, индуцируемых в ферритовой фазе;

$h_m = (t_p + t_m)/2$ – средняя толщина слоев ферритовой и пьезоэлектрической фаз, t_m – толщина ферритовой фазы, t_p – толщина пьезоэлектрической фазы.

Компоненты деформаций ${}^mS_{10}$, ${}^mS_{20}$ находятся при подстановке выражений для механических напряжений (2.26) - (2.31) в условия равновесия, согласно которым осевые силы в слоях структуры должны в сумме равняться нулю [96, 101]:

$${}^mF_1 + {}^pF_1 = 0, \quad (2.32)$$

$${}^mF_2 + {}^pF_2 = 0,$$

$$\text{где } {}^mF_1 = \int_{-t_m/2}^{t_m/2} {}^mT_1 dz, \quad {}^pF_1 = \int_{-t_p/2}^0 {}^{p1}T_1 dz + \int_0^{t_p/2} {}^{p2}T_1 dz,$$

$${}^mF_2 = \int_{-t_m/2}^{t_m/2} {}^mT_2 dz, \quad {}^pF_2 = \int_{-t_p/2}^0 {}^{p1}T_2 dz + \int_0^{t_p/2} {}^{p2}T_2 dz.$$

Радиусы изгиба R_1 , R_2 находятся после подстановки выражений для механических напряжений (2.26) - (2.31) и выражений для деформаций ${}^mS_{10}$, ${}^mS_{20}$ в условия равновесия, согласно которому сумма моментов осевых сил каждого слоя должна уравниваться результирующим изгибным моментом, возникающим в пьезоэлектрических и ферритовом слоях в расчете на единицу ширины слоя [96, 101]:

$${}^mF_1 h_m = {}^mM_1 + {}^pM_1, \quad (2.33)$$

$${}^mF_2 h_m = {}^mM_2 + {}^pM_2,$$

$$\text{где } {}^mM_1 = \int_{-t_m/2}^{t_m/2} z_m {}^mT_1 dz_m, \quad {}^pM_1 = \int_{-t_p/2}^0 z_p {}^{p1}T_1 dz_p + \int_0^{t_p/2} z_p {}^{p2}T_1 dz_p,$$

$${}^mM_2 = \int_{-t_m/2}^{t_m/2} z_m {}^mT_2 dz_m, \quad {}^pM_2 = \int_{-t_p/2}^0 z_p {}^{p1}T_2 dz_p + \int_0^{t_p/2} z_p {}^{p2}T_2 dz_p.$$

Выражение для сдвига резонансного магнитного поля определяется с учетом граничных условий из выражений для напряжений ферритовой фазы

(2.26), (2.27) и выражения для зависящего от электрического поля дополнительного слагаемого плотности свободной энергии ферритовой фазы.

Далее остановимся на том случае, когда образец имеет форму длинной тонкой пластины, т.е. компоненты тензора механических напряжений вдоль оси x и z можно считать равными нулю.

Если пренебречь неидеальностью контакта между фазами, для случая, когда плоскость образца совпадает с кристаллографической плоскостью (111) ферритовой фазы, а поле H_0 параллельно направлению $[011]$ и лежит в плоскости образца, для слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры на основе биморфной пьезоэлектрической фазы, выражение для сдвига резонансного магнитного поля будет определяться выражением:

$$\delta H_E = \frac{3\lambda_{100}}{4M_0^m s_{11}} \left\{ \frac{s_1 Y_p}{t} \left[\int_0^{p_t/2} \left(\frac{h_m t_p}{R_1} + {}^p d_{31} E_3 \right) dz + \int_{-p_t/2}^0 \left(\frac{h_m t_p}{R_1} - {}^p d_{31} E_3 \right) dz \right] + \frac{z_m}{R_1} \right\} \quad (2.34)$$

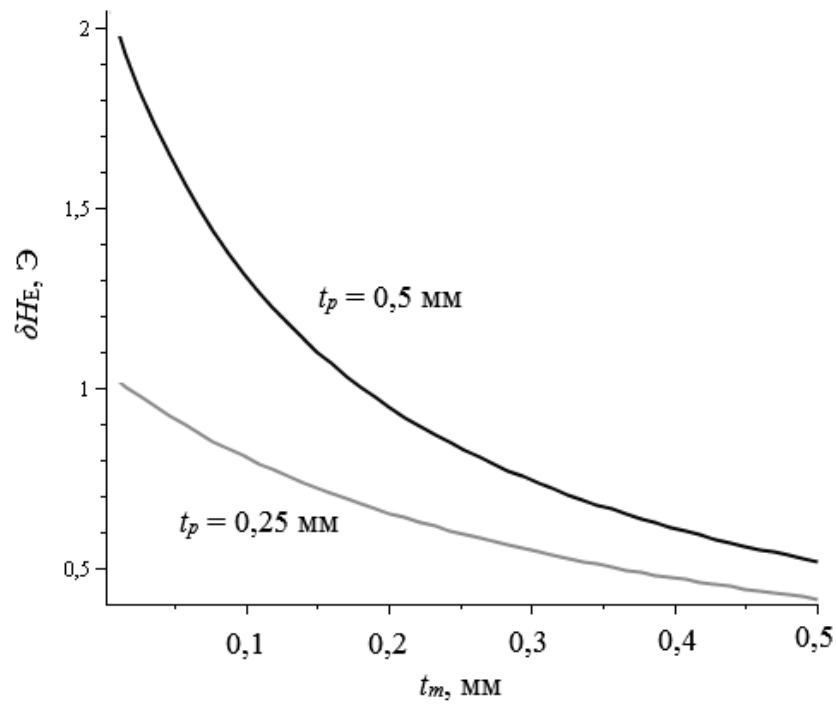
где λ_{100} – константа магнитострикции, определенная как деформация ферритового кристалла вдоль направления намагниченности, когда последняя направлена вдоль оси $[100]$;

M_0 – намагниченность насыщения;

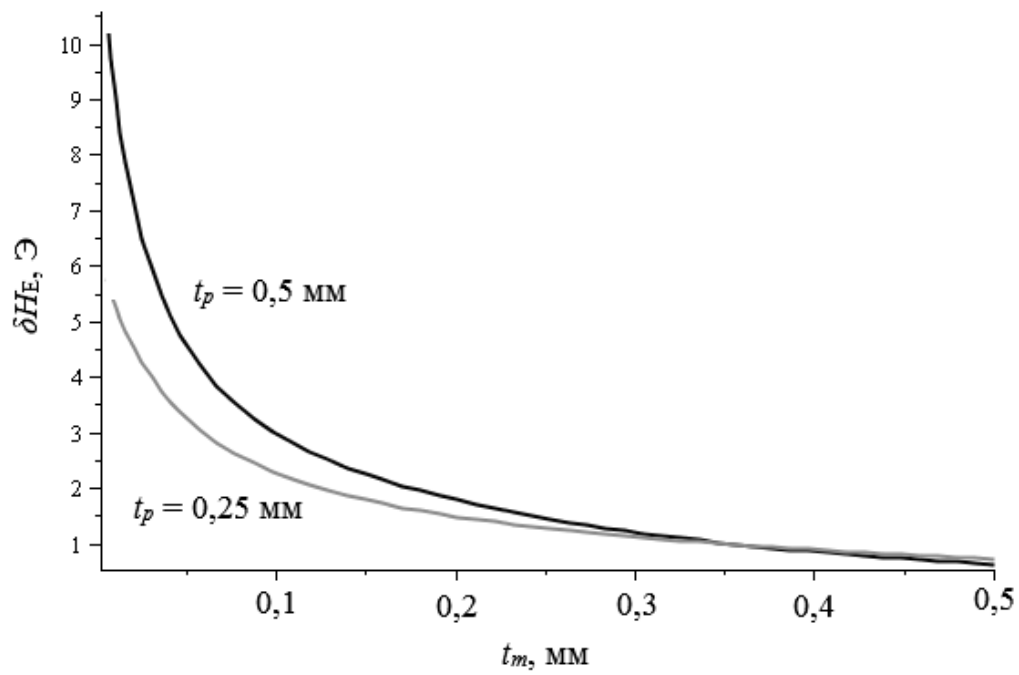
$s_1 = t(t_m Y_m + t_p Y_p)^{-1}$, $t = t_m + t_p$, Y_m , Y_p – модули упругости ферритовой и пьезоэлектрической фаз, соответственно.

С целью демонстрации влияния наличия изгибных деформаций, возникающих в слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре, на величину сдвига резонансного магнитного поля, на рис. 2.4 (а) представлена зависимость сдвига резонансного магнитного поля δH_E от отношения толщины ферритовой фазы к толщине пьезоэлектрической фазы для структуры состава ЖИГ – ЦТС в случае возникновения деформаций растяжения-сжатия без учета вклада изгибных деформаций. Постоянное магнитное поле H_0 в данном случае приложено параллельно плоскости образца, напряженность электрического поля, приложенного перпендикулярно плоскости образца, $E = 8$ кВ/см. На рис. 2.4 (б)

представлена зависимость сдвига резонансного магнитного поля δH_E от отношения толщины ферритовой фазы к толщине пьезоэлектрической фазы для слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры состава ЖИГ и два слоя ЦТС, поляризованных в противоположных направлениях.



(a)



(б)

Рис. 2.4 - Зависимость сдвига резонансного магнитного поля δH_E от толщины ферритовой фазы для структуры (а) ЖИГ - ЦТС; (б) ЖИГ и два слоя ЦТС с противоположными направлениями поляризации. H_0 приложено параллельно плоскости образца, $E = 8$ кВ/см

В расчетах использовались следующие материальные параметры: $^p d_{31} = -175 \cdot 10^{-12}$ м/В, $^p s_{11} = 15,3 \cdot 10^{-12}$ м²/Н; $Y_m = 187$ ГПа; $Y_p = 650$ ГПа; $\lambda_{100} = -1,4 \cdot 10^{-6}$; $4\pi M_0 = 1750$ Гс; $^m s_{11} = 4,8 \cdot 10^{-12}$ м²/Н.

Как видно по рис. 2.4, при приложении электрического поля $E = 8$ кВ/см и соотношении толщины ферритовой фазы к толщине пьезоэлектрической фазы равном 0,1, при использовании слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры с двумя слоями ЦТС, поляризованными в противоположных направлениях, величина сдвига резонансного магнитного поля увеличивается более чем в три раза по сравнению со случаем использования слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры с одним слоем ЦТС.

2.4. МЭ микроволновый эффект в слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре на основе ферритовой фазы со ступенчатым изменением намагниченности

В данном разделе будут представлены результаты теоретического исследования МЭ микроволнового эффекта в трехслойной феррит-пьезоэлектрической структуре на основе неоднородной ферритовой фазы, состоящей из двух слоев ферритового материала с различными значениями намагниченности насыщения. В результате использования данной структуры, в образце создается постоянное магнитное поле, что избавляет от необходимости в приложении внешнего подмагничивающего поля для наблюдения ФМР в диапазоне СВЧ. Различие толщин каждого слоя и их материальных параметров приведет к смещению центра тяжести относительно срединной поверхности, а в итоге, к возникновению в поперечных сечениях структуры изгибающих моментов. Таким образом, при моделировании МЭ микроволнового эффекта в слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре на основе ферритовой фазы, состоящей из двух слоев ферритового материала, необходимо определить выражения для индуцируемых механических напряжений в слоях структуры с

учетом вклада связанных с изгибом деформаций в общие выражения для осевых деформаций слоев.

Здесь в качестве модели рассматривается трехслойный феррит-пьезоэлектрический композит, состоящий из двух слоев ферритовой фазы с кубической ($m3m$) симметрией и пьезоэлектрической фазы с симметрией om относительно оси поляризации. Слои композита расположены в плоскости (x, y) , а ось z – перпендикуляр к плоскости структуры. Слои пьезоэлектрической фазы поляризованы по нормали к плоскостям контактов (вдоль оси z), ось поляризации пьезоэлектрической фазы совпадает с осью $[111]$ ферритовой фазы. Электрическое поле прикладывается вдоль оси поляризации пьезоэлектрической фазы, поверхности образца свободные.

При построении данной модели сделаны те же самые допущения, что и при моделировании микроволнового МЭ эффекта в структуре на основе биморфной пьезоэлектрической фазы, представленном в предыдущем разделе.

Общее выражение для деформации пьезоэлектрической фазы будет определяться суммой выражения для деформации, зависимой от приложенного электрического поля, возникающей вследствие обратного пьезоэлектрического эффекта, и деформации, возникающей согласно закону Гука под действием механического напряжения. Для верхнего и нижнего (граничащего с пьезоэлектрическим слоем) слоев ферритовой фазы компоненты тензора деформаций ${}^{m1}S_i$ и ${}^{m2}S_i$ соответственно будут определяться следующим образом [99]:

$${}^{m1}S_i = {}^{m1}s_{ij} {}^{m1}T_j; \quad (2.35)$$

$${}^{m2}S_i = {}^{m2}s_{ij} {}^{m2}T_j,$$

где ${}^{m1}s_{ij}$, ${}^{m2}s_{ij}$ – константы упругой податливости для материалов верхнего и нижнего слоев ферритовой фазы соответственно;

${}^{m1}T_j$, ${}^{m2}T_j$ – компоненты тензора механических напряжений, индуцируемых в верхнем и нижнем слое ферритовой фазы соответственно.

Выражения для осевых деформаций каждого слоя структуры, являющиеся суммой продольной деформации и деформации, связанной с изгибом [100], запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned}
 {}^{m1}S_1 &= {}^{m1}S_{10} + z_{m1}/R_1; \\
 {}^{m2}S_1 &= {}^{m2}S_{10} + z_{m2}/R_1; \\
 {}^pS_1 &= {}^pS_{10} + z_p/R_1; \\
 {}^{m1}S_2 &= {}^{m1}S_{20} + z_{m1}/R_2; \\
 {}^{m2}S_2 &= {}^{m2}S_{20} + z_{m2}/R_2; \\
 {}^pS_2 &= {}^pS_{20} + z_p/R_2;
 \end{aligned} \tag{2.36}$$

где ${}^pS_1, {}^pS_2$ – компоненты тензора деформаций в пьезоэлектрической фазе;

${}^{m1}S_{10}, {}^{m1}S_{20}, {}^{m2}S_{10}, {}^{m2}S_{20}, {}^pS_{10}, {}^pS_{20}$ – деформации нейтральных осей верхнего ферритового, нижнего ферритового и пьезоэлектрического слоев вдоль оси x и оси y соответственно при $z_i = 0$. $i = m1, m2, p$ для верхнего ферритового, нижнего ферритового и пьезоэлектрического слоев соответственно;

R_1, R_2 – радиусы кривизны нейтральной оси структуры в x и y направлениях соответственно;

z_{m1}, z_{m2}, z_p – расстояние от верхнего ферритового, нижнего ферритового и пьезоэлектрического слоев соответственно до нейтрального слоя данного слоя структуры.

Граничные условия в данном случае определяются равенством компонент тензоров деформаций ферритового и пьезоэлектрического слоев как вдоль оси x , так и вдоль оси y .

Учитывая, что электрическое поле приложено перпендикулярно плоскости образца, из систем уравнений (2.35), (2.36), общего выражения для деформации пьезоэлектрической фазы и граничных условий механические напряжения для каждого слоя будут иметь вид:

$${}^{m1}T_1 = \frac{{}^{m1}s_{11} \left({}^{m1}S_{10} + \frac{z_{m1}}{R_1} \right) - {}^{m1}s_{12} \left({}^{m1}S_{20} + \frac{z_{m1}}{R_2} \right)}{{}^{m1}s_{11}^2 - {}^{m1}s_{12}^2}, \quad (2.37)$$

$${}^{m1}T_2 = \frac{{}^{m1}s_{11} \left({}^{m1}S_{20} + \frac{z_{m1}}{R_2} \right) - {}^{m1}s_{12} \left({}^{m1}S_{10} + \frac{z_{m1}}{R_1} \right)}{{}^{m1}s_{11}^2 - {}^{m1}s_{12}^2}, \quad (2.38)$$

$${}^{m2}T_1 = \frac{{}^{m2}s_{11} \left({}^{m1}S_{10} + \frac{z_{m2} - h_m}{R_1} \right) - {}^{m2}s_{12} \left({}^{m1}S_{20} + \frac{z_{m2} - h_m}{R_2} \right)}{{}^{m2}s_{11}^2 - {}^{m2}s_{12}^2}, \quad (2.39)$$

$${}^{m2}T_2 = \frac{{}^{m2}s_{11} \left({}^{m1}S_{20} + \frac{z_{m2} - h_m}{R_2} \right) - {}^{m2}s_{12} \left({}^{m1}S_{10} + \frac{z_{m2} - h_m}{R_1} \right)}{{}^{m2}s_{11}^2 - {}^{m2}s_{12}^2}, \quad (2.40)$$

$${}^pT_1 = \frac{{}^ps_{11} \left({}^{m1}S_{10} + \frac{z_{m2} - h_m - h_p}{R_1} - {}^pd_{31}E_3 \right) - {}^ps_{12} \left({}^{m1}S_{20} + \frac{z_{m2} - h_m - h_p}{R_2} - {}^pd_{31}E_3 \right)}{{}^ps_{11}^2 - {}^ps_{12}^2}, \quad (2.41)$$

$${}^pT_2 = \frac{{}^ps_{11} \left({}^{m1}S_{20} + \frac{z_{m2} - h_m - h_p}{R_2} - {}^pd_{31}E_3 \right) - {}^ps_{12} \left({}^{m1}S_{10} + \frac{z_{m2} - h_m - h_p}{R_1} - {}^pd_{31}E_3 \right)}{{}^ps_{11}^2 - {}^ps_{12}^2}. \quad (2.42)$$

где $h_m = (t_{m1} + t_{m2})/2$ - средняя толщина нижнего и верхнего слоев ферритовой фазы;

$h_p = (t_{m2} + t_p)/2$ - средняя толщина нижнего слоя ферритовой фазы и пьезоэлектрической фазы.

Компоненты деформаций ${}^{m1}S_{10}$, ${}^{m1}S_{20}$, ${}^{m2}S_{10}$, ${}^{m2}S_{20}$ находятся при подстановке выражений для механических напряжений (2.37) - (2.42) в условия равновесия, согласно которому осевые силы в слоях структуры должны в сумме равняться нулю [99, 101]:

$${}^{m1}F_1 + {}^{m2}F_1 + {}^pF_1 = 0, \quad (2.43)$$

$${}^{m1}F_2 + {}^{m2}F_2 + {}^pF_2 = 0,$$

$$\text{где } {}^{m1}F_1 = \int_{-t_{m1}/2}^{t_{m1}/2} {}^{m1}T_1 dz, \quad {}^{m2}F_1 = \int_{-t_{m2}/2}^{t_{m2}/2} {}^{m2}T_1 dz, \quad {}^pF_1 = \int_{-t_p/2}^{t_p/2} {}^pT_1 dz,$$

$${}^{m2}F_2 = \int_{-t_{m2}/2}^{t_{m2}/2} {}^{m2}T_2 dz, \quad {}^{m2}F_2 = \int_{-t_{m2}/2}^{t_{m2}/2} {}^{m2}T_2 dz, \quad {}^pF_2 = \int_{-t_p/2}^{t_p/2} {}^pT_2 dz.$$

Таким образом, продольные деформации нейтральной оси будут иметь вид:

$${}^mS_{10} = \frac{s_1}{t} \left[Y_{m2} \frac{h_m t_{m2}}{R_1} + Y_p \left(\int_{-t_p/2}^{t_p/2} {}^p d_{31} E_3 dz + \frac{t_p (h_p + h_m)}{R_1} \right) \right], \quad (2.44)$$

$${}^mS_{20} = \frac{s_1}{t} \left[\frac{Y_{m2} t_{m2} h_m}{R_2} + Y_p \left(\int_{-t_p/2}^{t_p/2} {}^p d_{31} E_3 dz + \frac{t_p (h_p + h_m)}{R_2} \right) \right], \quad (2.45)$$

где $s_1 = t(t_{m1}Y_{m1} + t_{m2}Y_{m2} + t_pY_p)^{-1}$, $t = t_{m1} + t_{m2} + t_p$, Y_{m1} , Y_{m2} , Y_p – модули упругости материалов верхнего, нижнего ферритовых и пьезоэлектрического слоя, соответственно.

Радиусы изгиба R_1 , R_2 находятся при подстановке выражений для механических напряжений (2.37) - (2.42) и деформаций ${}^{m1}S_{10}$, ${}^{m1}S_{20}$, ${}^{m2}S_{10}$, ${}^{m2}S_{20}$ в условия равновесия, согласно которым сумма моментов осевых сил каждого слоя должна уравниваться результирующим изгибным моментом, возникающим в пьезоэлектрических и ферритовом слоях в расчете на единицу ширины слоя [99, 101]:

$${}^{m1}F_1 h_m + {}^{m2}F_1 (h_p + h_m) = {}^{m1}M_1 + {}^{m2}M_1 + {}^pM_1, \quad (2.46)$$

$${}^{m1}F_2 h_m + {}^{m2}F_2 (h_p + h_m) = {}^{m1}M_2 + {}^{m2}M_2 + {}^pM_2,$$

$$\text{где } {}^{m1}M_1 = \int_{-t_{m1}/2}^{t_{m1}/2} z_{m1} {}^{m1}T_1 dz, \quad {}^{m2}M_1 = \int_{-t_{m2}/2}^{t_{m2}/2} z_{m2} {}^{m2}T_1 dz, \quad {}^pM_1 = \int_{-t_p/2}^0 z_p {}^pT_1 dz_p,$$

$${}^{m1}M_2 = \int_{-t_{m1}/2}^{t_{m1}/2} z_{m1} {}^{m1}T_2 dz, \quad {}^{m2}M_2 = \int_{-t_{m2}/2}^{t_{m2}/2} z_{m2} {}^{m2}T_2 dz, \quad {}^pM_2 = \int_{-t_p/2}^0 z_p {}^pT_2 dz_p.$$

Согласно выполненным теоретическим оценкам, использование ферритовой фазы, состоящей из двух слоев ферритового материала, имеющих равные геометрические размеры и материальные параметры (за исключением намагниченности насыщения), при определенном соотношении толщин фаз слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры, позволяет увеличить сдвиг линии ФМР под влиянием постоянного электрического поля приблизительно на 10 %.

2.5. МЭ микроволновый эффект в слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре на основе биморфной пьезоэлектрической фазы при воздействии на данную структуру электрическим полем с частотой ЭМР

В данном разделе будут представлены результаты теоретического исследования МЭ микроволнового эффекта в феррит-пьезоэлектрической структуре на основе биморфной пьезоэлектрической фазы, состоящей из двух одинаковых пьезоэлектрических слоев с противоположным направлением поляризации, при приложении к данной структуре электрического поля с частотой ЭМР.

Здесь будет рассмотрен случай, когда образец имеет форму тонкой пластины. Поскольку толщина и ширина феррит-пьезоэлектрической структуры значительно меньше длины, будет учитываться только одна составляющая тензора напряжений и деформаций.

Изгибные колебания тонкой пластины описываются известным уравнением [101]:

$$\nabla^2 \nabla^2 w + \frac{\rho t}{D} \frac{\partial^2 w}{\partial \tau^2} = 0, \quad (2.47)$$

где $\nabla^2 \nabla^2$ – бигармонический оператор;

w – прогиб (смещение в направлении оси z);

t – толщина образца. $t = t_{p1} + t_{p2} + t_m$; t_{p1} , t_{p2} и t_m – толщина пьезоэлектрических и ферритового слоев соответственно;

ρ – средняя плотность образца. $\rho = (\rho_p t_{p1} + \rho_p t_{p2} + \rho_m t_m)/t$; ρ_p и ρ_m – плотности пьезоэлектрического и ферритового слоев соответственно;

τ – время.

Уравнение (2.47) описывает изгибные колебания срединной плоскости образца, каждая точка которой движется только в направлении z , перпендикулярном плоскости образца. Положение срединной плоскости определяется из условия равенства нулю суммы сил, действующих вдоль оси x . Эта сила определяется напряжениями в слоях структуры, которые могут быть выражены через деформации в соответствии с законом Гука.

Общее решение уравнения (2.47) имеет вид:

$$w(x) = c_2 \cdot x^2, \quad (2.48)$$

где c_2 – постоянная интегрирования.

Расстояние от срединной плоскости до поверхности раздела слоистой структуры z_0 определяется выражением [102]:

$$z_0 = \frac{1}{2} \frac{{}^p Y^E \cdot (t_{p1} + t_{p2})^2 - {}^m Y^B \cdot t_m^2}{{}^{p1} Y^E \cdot t_{p1} + {}^{p2} Y^E \cdot t_{p2} + {}^m Y^B \cdot t_m}, \quad (2.49)$$

где ${}^p Y^E$ и ${}^m Y^B$ – модули упругости пьезоэлектрической фазы при постоянном электрическом поле и ферритовой фазы при постоянной магнитной индукции соответственно.

К обкладкам образца вдоль оси поляризации пьезоэлектрической фазы прикладывается переменное электрическое поле, перпендикулярное плоскости образца.

Для вычисления механических напряжений в ферритовой фазе используется выражение для вращающего момента относительно оси y [102]:

$$M_x = \int_{z_0 - p^1 t - p^2 t}^{z_0 - p^1 t} z \cdot p^2 T_1 dz + \int_{z_0 - p^1 t}^{z_0} z \cdot p^1 T_1 dz + \int_{z_0}^{z_0 + m t} z \cdot m T_1 dz. \quad (2.50)$$

Вращающий момент M_x приравнивается к нулю. Механические напряжения выражаются из материальных уравнений для ферритовой и двух пьезоэлектрических фаз:

$$\begin{aligned} {}^m T_1 &= {}^m Y^B ({}^m S_1 - g_{11} {}^m B_1), \\ {}^p T_1 &= {}^p Y^E ({}^p S_1 - d_{31} E_3), \\ {}^p T_2 &= {}^p Y^E ({}^p S_1 + d_{31} E_3); \end{aligned} \quad (2.51)$$

где g_{11} – пьезомагнитный коэффициент $\partial {}^m S_1 / \partial {}^m B_1$ при постоянном механическом напряжении.

Продольная компонента деформации слоев структуры равна:

$${}^{p,m} S_1 = -z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \quad (2.52)$$

где w - прогиб образца вдоль направления z .

Магнитная индукция, выраженная из материального уравнения для ферритовой фазы, имеет вид:

$${}^m B_1 = \frac{(1 - {}^m K_{11}^2)}{L} \left[-{}^m q_{11} \cdot {}^m Y^B \cdot z \cdot \int_0^L \frac{d^2}{dx^2} w(x) dx \right], \quad (2.53)$$

где ${}^m K_{11}$ - коэффициент магнитомеханической связи.

Таким образом, выражение для механических напряжений в ферритовой фазе для феррит-пьезоэлектрической структуры в форме длинной узкой пластины, когда постоянное магнитное поле приложено в плоскости образца будет иметь вид:

$${}^mT_1 = 2 \cdot {}^mY^B \cdot z \cdot C_2 (1 - {}^mK_{11}^2) (g_{11}^2 - 1), \quad (2.54)$$

$$C_2 = \frac{3 {}^pY^E \cdot d_{31} \cdot E_3 \cdot t_p (t_p - z_0)}{{}^pY^E [z_0^3 - (z_0 - 2t_p)^3] + {}^mY^B (1 - g_{11}^2 {}^mY^B) [(z_0 + t_m)^3 - z_0^3]}. \quad (2.55)$$

В выражении (2.56) толщины верхнего и нижнего пьезоэлектрических слоев берутся равными $t_{p1} = t_{p2} = t_p$.

Для определения выражения для механических напряжений в ферритовой фазе феррит-пьезоэлектрической структуры в форме длинной узкой пластины, когда постоянное магнитное поле приложено перпендикулярно плоскости образца, в уравнении (2.54) коэффициент ${}^mK_{11}$ следует заменить на ${}^mK_{31}$.

По выполненным теоретическим оценкам [2] при приложении переменного электрического поля с частотой ЭМР к слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре, для случая, когда постоянное магнитное поле приложено перпендикулярно плоскости данной структуры, удастся уменьшить напряженность электрического поля приблизительно в 100 раз в сравнении со случаем, когда к той же самой слоистой структуре приложено постоянное электрическое поле. Использование биморфной пьезоэлектрической фазы при определенном соотношении толщин фаз слоистой структуры вместе с тем позволит приблизительно в 2...3 раза увеличить величину сдвига линии ФМР и повысить устойчивость данной слоистой структуры к внешним осевым механическим напряжениям.

2.6. Выводы по главе 2

В данной главе диссертации проведено исследование МЭ микроволнового эффекта в слоистых феррит-пьезоэлектрических структурах.

Учетом диссипации уточнены выражения ϵ для компонент тензора магнитной восприимчивости и сдвига линии ФМР феррит-пьезоэлектрической структуры при воздействии постоянного электрического и переменного магнитного СВЧ полей; проведено сравнение теоретической зависимости магнитной восприимчивости и сдвига резонансного магнитного поля от напряженности внешнего магнитного поля с учетом и без учета диссипации. Учет потерь в ферритовой фазе при получении выражения для сдвига линии ФМР под воздействием постоянного электрического поля в слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре приводит к изменению частоты ФМР, а также к нелинейной зависимости величины сдвига линии ФМР от параметра диссипации, характеризующего потери в ферритовой фазе. Вследствие малости частоты релаксации по сравнению с частотами переменного магнитного поля и собственной частотой прецессии намагниченности, резонансная частота слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры, выражение для которой учитывает потери, практически совпадает с собственной частотой прецессии намагниченности.

Проведено теоретическое исследование МЭ микроволнового эффекта в слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре на основе ферритовой фазы со ступенчатым изменением намагниченности, а также в слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре на основе биморфной пьезоэлектрической фазы при воздействии на данную структуру электрическим полем с частотой ЭМР. Получены выражения через материальные параметры и геометрические размеры фаз слоистой структуры для механических напряжений, индуцируемых в ферритовой фазе слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры на основе биморфной пьезоэлектрической фазы при приложении к данной структуре электрического поля с частотой ЭМР, а также слоистой феррит-

пьезоэлектрической структуры на основе ферритовой фазы со ступенчатым изменением намагниченности.

В результате выполненного теоретического исследования разработана теоретическая модель МЭ микроволнового эффекта в слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре на основе биморфной пьезоэлектрической фазы и получены выражения для сдвига линии ФМР через материальные параметры и геометрические размеры ферритовой и пьезоэлектрической фаз для данной структуры в форме пластины. Оценено влияние наличия биморфной пьезоэлектрической фазы в феррит-пьезоэлектрической структуре на величину сдвига резонансного магнитного поля: использование биморфной пьезоэлектрической фазы в слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре приводит к обусловленному наличием изгибных деформаций росту величины сдвига линии ФМР при определенных соотношениях толщин фаз данной структуры по сравнению с феррит-пьезоэлектрической структурой, содержащей один пьезоэлектрический слой. При приложении электрического поля 8 кВ/см и соотношении толщины ферритовой фазы к толщине пьезоэлектрической фазы равном $0,1$, при использовании феррит-пьезоэлектрической структуры ЖИГ - ЦТС с двумя слоями ЦТС, поляризованными в противоположных направлениях, величина сдвига линии ФМР увеличивается более чем в три раза по сравнению со случаем использования феррит-пьезоэлектрической структуры ЖИГ - ЦТС с одним слоем ЦТС.

Кроме теоретического исследования, в данной главе проведено исследование методом компьютерного моделирования сдвига линии ФМР под воздействием постоянного электрического поля от отношения толщин ферритовой и пьезоэлектрической фаз и сравнение данных результатов с теоретическими и экспериментальными результатами. Результаты компьютерного моделирования очень хорошо согласуются с теорией и экспериментом.

3. ПРАКТИЧЕСКОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЭ МИКРОВОЛНОВОГО ЭФФЕКТА

Развитие СВЧ интегральной микроэлектроники потребовало разработки ферритовых микроустройств в интегральном исполнении как для гибридных схем, так и для монокристаллических блоков. В настоящее время гибридные схемы являются основными, поэтому зачастую ферритовые приборы (вентили, фазовращатели, циркуляторы) выполняются в виде отдельных микроустройств, которые вставляются в общую схему [103].

Наиболее популярные конструкции ферритовых циркуляторов и вентилях работают на ферритовых подложках, что приводит к большим потерям в отрезках МПЛ, служащих для подачи СВЧ энергии в ферритовые устройства, а также делает процесс изготовления данных устройств трудоемким и сложным. Использование комбинированных подложек из феррита и диэлектрика снижает потери в линиях передачи СВЧ, но при этом появляется дополнительная операция сборки комбинированной подложки, а наличие стыка пластин затрудняет напыление микрополоски, приводя к неоднородностям в линии. К тому же ферритовая объемная подложка намагничена постоянным магнитным полем, что делает этот вид устройства несовместимым с технологией интегральных микросхем. С другой стороны, активные устройства на основе р-і-п диодов или полевых транзисторов, которые полностью интегрированы и являются более быстродействующими в сравнении с ферритовыми аналогами, показывают более высокие уровни шума, вносимые потери и работают в более низком частотном диапазоне по сравнению с пассивными устройствами. Следовательно, необходима разработка устройств, объединяющих феррит на полупроводниковой микросхеме. Предложенные в работах [80, 104-114] МЭ СВЧ фазовращатели, аттенюаторы и вентили-аттенюаторы являются подходящими для этих целей, поскольку реализованы на диэлектрической подложке и нуждаются лишь в небольшом количестве ферритового материала. Кроме перехода к интегральной технологии

изготовления, разработка таких МЭ СВЧ приборов позволит повысить их быстродействие и уменьшить массогабаритные характеристики.

Прототипами МЭ СВЧ фазовращателей и вентилях-аттенуаторов служат ферритовые невзаимные приборы, с тем отличием, что ферритовый резонатор заменен на слоистую феррит-пьезоэлектрическую структуру с системой электродов.

Основным элементом таких МЭ СВЧ устройств, работающих на микроволновом МЭ эффекте, является МЭ резонатор, представляющий собой диск или пластину из композиционного феррит-пьезоэлектрического материала. Некоторые характеристики МЭ резонаторов, имеющих различные ферритовые материалы в своем составе представлены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Основные характеристики МЭ резонаторов [115]

Материал магнитострикционной фазы МЭ резонатора	Диапазон частот f , ГГц	Вносимые потери IL , дБ	Ширина линии ФМР ΔH , Э
Пленка ЖИГ	4...18	1...3	0,5...1
Монокристалл ЖИГ	4...18	1...3	1...2
Монокристаллический гексаферрит цинка $Ba_2Zn_2Fe_{12}O_{22} (Zn_2Y)$	24...40	5...7	~ 10
Монокристаллический гексаферрит бария $BaFe_{12}O_{19} (M)$	40...100	7...10	~ 30

В данной главе диссертации будет рассмотрена возможность реализации МЭ СВЧ невзаимных устройств на микрополосковой линии передачи (МПЛ), на копланарном волноводе (КВ) и на щелевой линии передачи (ЩЛП).

3.1. МЭ СВЧ вентиль-аттенюатор-фазовращатель, реализованный на МПЛ

С использованием одной базовой конструкции на МПЛ были реализованы МЭ фазовращатель [80, 104, 105, 109], аттенюатор [106-108, 110] и вентиль [111] СВЧ диапазона. Данная базовая конструкция, показанная на рис. 3.1, представляет собой МПЛ (3), сформированную на поликоровой подложке (1) толщиной (h) 1 мм и с относительной диэлектрической проницаемостью (ϵ) 9,8, и МЭ резонатор (2) помещенный в центр пересечения проводников. Поскольку в МПЛ квази-Т волна не обладает эллиптической поляризацией, при помощи шлейфов длиной $3\lambda/8$ и $\lambda/8$ (4) в месте размещения МЭ резонатора создана область с круговой поляризацией СВЧ магнитного поля. (Здесь λ – длина волны в МПЛ.) Внешнее магнитное поле H_0 создается в объеме МЭ резонатора для наблюдения ФМР при помощи постоянного магнита.

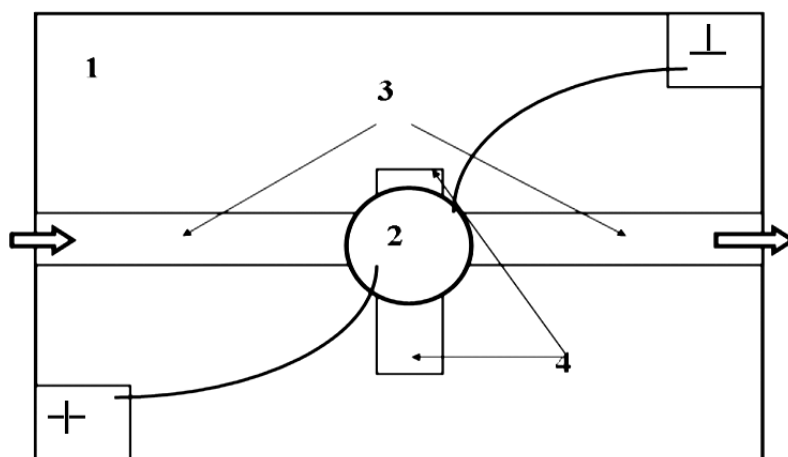


Рис. 3.1 – Схематическое изображение базовой конструкции для реализации МЭ СВЧ фазовращателя и вентиля-аттенюатора на МПЛ

Достоинством такой конструкции является возможность создания очень близкой к круговой поляризации СВЧ магнитного поля.

Используемый в качестве МЭ резонатора композит представляет собой слоистую структуру, состоящую из монокристаллического (001) PMN-РТ или поликристаллического PZT и пленки монокристаллического (111) ЖИГ, нанесенной на подложку из ГГГ, или какого-либо другого ферритового

материала, например, гексаферрита. На поверхность пьезоэлектрической пластины нанесены металлические электроды, магнитострикционная и пьезоэлектрическая фазы соединены при помощи эпоксидной смолы.

Принцип действия устройства основан на микроволновом МЭ эффекте [22], заключающемся в сдвиге линии ФМР под воздействием управляющего напряжения, прикладываемого к электродам МЭ резонатора.

Для инженерных расчетов резонансных устройств удобным является метод анализа, в котором линия передачи СВЧ и резонатор рассматриваются как связанная система. Резонатор, включенный как неоднородность в согласованную линию передачи, представляет собой колебательную систему, связанную с линией передачи и степень этой связи характеризуется коэффициентом, через который представляются основные характеристики линии передачи с резонатором – коэффициенты отражения, прохождения и поглощения электромагнитной энергии СВЧ [23].

При размещении МЭ резонатора в области эллиптической поляризации магнитного поля частные коэффициенты связи резонатора с МПЛ $K_1 = 0$, $K_2 = K$ и имеет максимальное значение. K_1 и K_2 определяются как отношение мощности, переносимой по линии передачи волнами переизлученными резонатором соответственно в направлении к генератору и в направлении к нагрузке, к мощности, поглощенной в резонаторе.

Расчетное соотношение для коэффициента связи МЭ резонатора с МПЛ в нашем случае имеет вид [23]:

$$K = \frac{2V \chi_P'' z_{\text{Л}} \varepsilon}{\pi h^2 \lambda z_0} \left(\operatorname{arctg} \frac{z_0}{z_{\text{Л}} \sqrt{\varepsilon}} + \frac{1}{3} \operatorname{arctg} \frac{3z_0}{z_{\text{Л}} \sqrt{\varepsilon}} \right)^2, \quad (3.1)$$

где V – объем МЭ резонатора, χ_P'' – магнитная восприимчивость при резонансе, $z_{\text{Л}}$ – волновое сопротивление линии передачи, z_0 – волновое сопротивление свободного пространства, h – толщина подложки, λ – длина волны в МПЛ, ε – относительная диэлектрическая проницаемость подложки.

При использовании гауссовой системы единиц запишем выражение для восприимчивости круговой поляризации при резонансе, которая соответствует волне, направление вращения поляризации которой совпадает с прецессионным движением [25]:

$$\chi_+'' = \frac{\gamma 4\pi M_0 T}{(\omega_H - \omega)^2 T^2 + 1}, \quad (3.2)$$

T – время релаксации, которое выражается через диссипативный член как $\frac{1}{\omega \cdot \alpha}$, а

при резонансе равняется величине $\frac{2}{\gamma \cdot \Delta H}$;

ω_H – частота свободной прецессии магнитного диполя в постоянном магнитном поле или собственная частота прецессии;

ω – частота переменного магнитного поля;

ΔH – полуширина линии ФМР.

Таким образом, выражение (3.2) для действительной компоненты магнитной восприимчивости при резонансе, когда $\omega = \omega_H$, в случае малой диссипации, примет вид:

$$\chi_p'' = \frac{8\pi M_0}{\Delta H}. \quad (3.3)$$

Выражения для действительной и мнимой компонент магнитной восприимчивости с учетом выражений (2.28), (2.30) можно записать через связь действительной компоненты магнитной восприимчивости при резонансе с обобщенной расстройкой ξ [23]:

$$\chi'' = \frac{\chi_p''}{1 + \xi^2}; \quad (3.5)$$

$$\chi' = -\frac{\chi_p'' \xi}{1 + \xi^2}. \quad (3.6)$$

Обобщенная расстройка ξ определяется выражением [23, 2]:

$$\xi = \frac{H_r - H_0 + \delta H_E}{\Delta H}, \quad (3.7)$$

где H_0 – постоянное магнитное поле;

H_r – значение резонансного поля;

δH_E – сдвиг линии резонансного магнитного поля при приложении электрического поля E к электродам МЭ резонатора. δH_E определяется по формулам (2.22), (2.23).

Для начала рассмотрим работу данного многофункционального устройства, реализованного на МПЛ в режиме фазовращателя.

Фазовращатель — это устройство, элемент тракта СВЧ, которое служит для изменения фаз электромагнитных колебаний. Фазовращатель применяется в системах с большим количеством потребителей, чтобы обеспечить необходимое распределение фаз к сигналам, а также в радиосистемных фидерах, выравнивая электрические длины фидера. Кроме этого, фазовращатель используется в фазированных антенных решетках, различных когерентных радиосистемах и других устройствах СВЧ [116].

Для уменьшения потерь частотная рабочая точка МЭ СВЧ фазовращателя выбирается на дисперсионной кривой феррита, как показано на рис. 3.2, вне области магнитного резонанса. Работа фазовращателя основана на следующем: для выбора рабочей точки, лежащей на дисперсионной кривой, к резонатору прикладывается внешнее постоянное магнитное поле, в данном случае перпендикулярно его плоскости, на частоте, близкой к резонансу, и под воздействием управляющего напряжения, прикладываемого к электродам МЭ резонатора, вследствие микроволнового МЭ эффекта, происходит сдвиг линии ФМР и реализуется электрическое управление параметрами фазовращателя. Регулирование фазового угла достигается изменением управляющего напряжения на электродах резонатора.

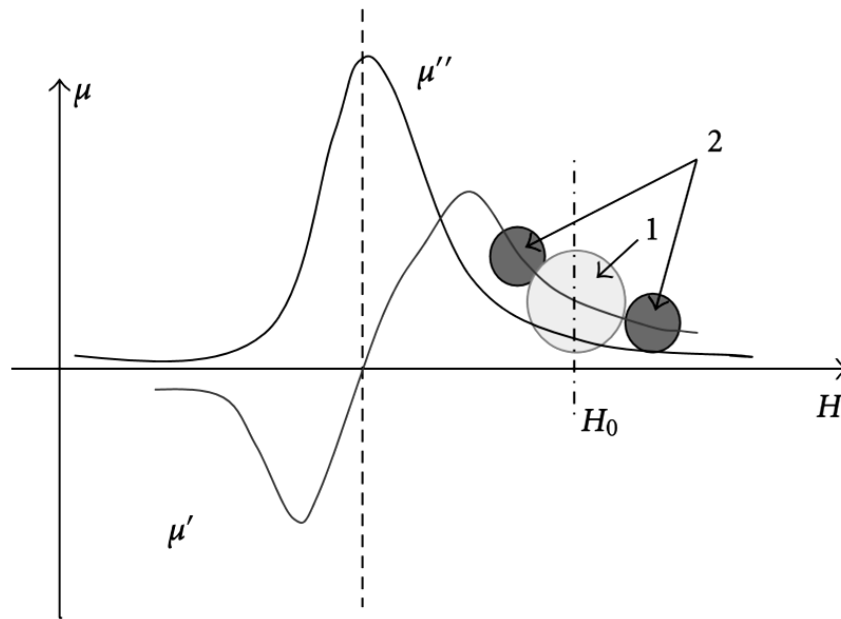


Рис. 3.2 – Дисперсионная кривая феррита: 1 — рабочая область с линейным МЭ эффектом; 2 — области с нелинейным МЭ эффектом; μ' — вещественная часть магнитной проницаемости; μ'' — мнимая часть магнитной проницаемости; H_0 — постоянное магнитное поле, соответствующее рабочей точке

Дифференциальный фазовый сдвиг фазовращателя определяется из выражения [23]:

$$\delta\varphi = \operatorname{arctg} \left(\frac{2K\xi}{1 - K^2 + \xi^2} \right) \quad (3.8)$$

Коэффициент связи МЭ резонатора K с МПЛ и обобщенная расстройка ξ рассчитываются по формулам (3.1) и (3.7) соответственно.

Фазовращатели на основе базовой конструкции, представленной на рис. 3.1, с использованием МЭ резонаторов ЖИГ – ЦТС и ЖИГ – PMN-РТ были исследованы в работах [80, 104, 105].

Далее будут описаны результаты исследования электрически управляемого МЭ СВЧ фазовращателя миллиметрового диапазона на основе двухслойной структуры, состоящей из монокристаллических гексаферрита цинка Zn_2Y ($\text{Ba}_2\text{Zn}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$) и PMN-РТ.

Теоретический расчет дифференциального фазового сдвига от прикладываемого управляющего электрического поля был проведен для резонансной частоты 24 ГГц. Пластина гексаферрита цинка имеет толщину 100 мкм и размеры $(2 \times 3) \text{ мм}^2$, а пластина PMN-PT – толщину 500 мкм и размеры $(4 \times 4) \text{ мм}^2$. Результаты расчета и эксперимента представлены на рис. 3.3. Наблюдается линейная зависимость дифференциального сдвига фазы $\delta\phi$ от управляющего электрического поля E , экспериментальные результаты очень хорошо согласуются с расчетными.

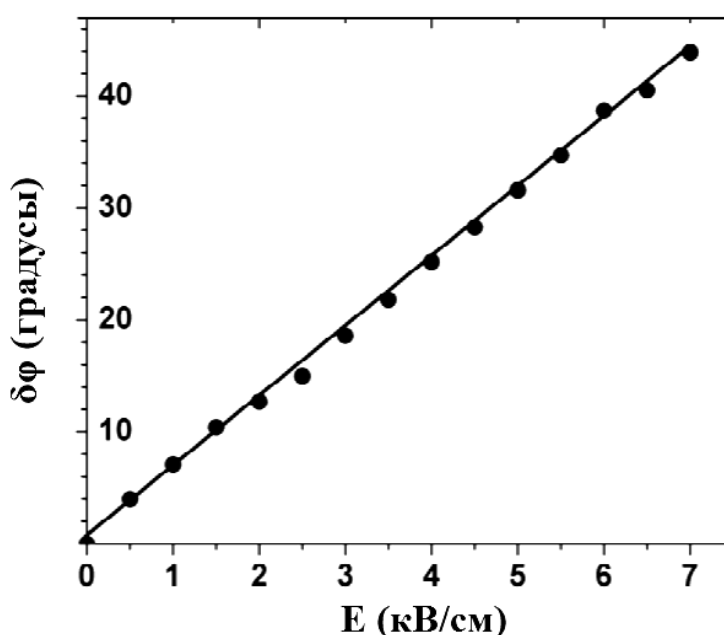


Рис. 3.3 – Зависимость дифференциального фазового сдвига $\delta\phi$ от приложенного управляющего электрического поля E (точки — эксперимент, линия — теоретические расчеты) для фазовращателя на основе композита $\text{Zn}_2\text{Y/PMN-PT}$

Максимальный дифференциальный фазовый сдвиг в поле 7 кВ/см составил 44 градуса, что достаточно для практических применений. При приложении электрического поля более 7 кВ/см начинают проявляться нелинейные эффекты. Потери в фазовращателе определяются суммарными потерями в линии передачи, подложке и в самом МЭ резонаторе и составляют (3...5) дБ в рабочем диапазоне частот.

Далее рассмотрим работу МЭ СВЧ вентиля-аттенюатора-фазовращателя, реализованного на МПЛ, в режиме аттенюатора.

Аттенюатор применяется в технике СВЧ для ослабления проходящего через него сигнала в необходимое количество раз, что необходимо для развязки генератора с нагрузкой. Назначение электрически управляемых аттенюаторов СВЧ заключается в ослаблении мощности передающего сигнала без существенного изменения его формы или спектрального состава, а также в обеспечении согласования в тракте. В частности, аттенюаторы с электронным управлением применяются в быстродействующих и автоматизированных измерителях параметров СВЧ-трактов, системах автоматической регулировки уровня мощности, амплитудных модуляторах [117]. Вентиль представляет собой СВЧ устройство с односторонним прохождением электромагнитной волны и применяется в качестве развязывающего устройства в активных приемно-передающих системах СВЧ, а также в пассивных фильтрующих и распределительных СВЧ устройствах.

Поскольку поглощение мощности при ФМР имеет место в переменном магнитном поле с круговой поляризацией и правым направлением вращения относительно направления постоянной намагниченности M_0 , то переменное магнитное поле в МЭ резонаторе имеет круговую поляризацию с разными направлениями вращения поляризации для различных направлений распространения. Поэтому потери энергии при резонансе оказываются малыми для одного направления распространения и большими для другого, т.е. устройство является невзаимным.

Поглощаемую СВЧ-энергию в резонансной области можно описать с помощью гауссова распределения [118]:

$$P(H_0, E) = P_0 \exp \left[-\frac{(H_0 - (H_r + AE))^2}{2\sigma^2} \right], \quad (3.9)$$

где P_0 – поглощаемая энергия при ФМР;

σ — параметр, определяющий ширину линии ФМР.

Для случая невзаимной связи МЭ резонатора с МПЛ выражения для коэффициента прохождения $|T|$ [23] и потерь L имеют вид:

$$|T| = \frac{\sqrt{(1 - K^2 + \xi^2)^2 + (2K\xi)^2}}{(1 + K)^2 + \xi^2}, \quad (3.10)$$

$$L = 10 \cdot \lg \frac{P_1}{P_2} = 10 \cdot \lg \frac{1}{|T|^2} \quad (3.11)$$

где P_1 — мощность, поступающая на вход;

P_2 — мощность на выходе.

Коэффициент связи МЭ резонатора K с МПЛ и обобщенная расстройка ξ рассчитываются по формулам (3.1) и (3.7) соответственно.

На рис. 3.4 представлена теоретическая и экспериментальная зависимости ослабления аттенюатора на центральной частоте от электрического поля E для прямого направления распространения волн. В обратном направлении за счет невзаимности устройства ослабление составляет около 40 дБ и практически не изменяется. Наблюдается очень хорошее соответствие между теорией и экспериментом. Экспериментальные результаты показали, что в диапазоне (5...10) ГГц при приложении электрического поля от 0 до 7 кВ/см возможно получить ослабление до 38 дБ.

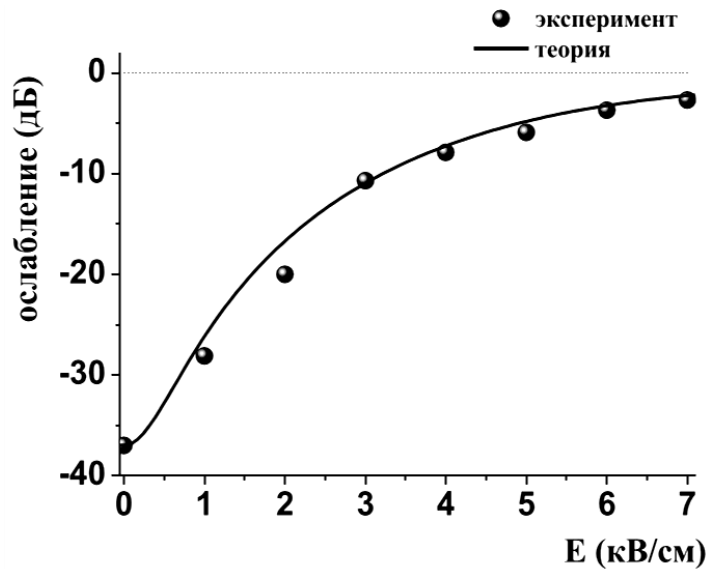


Рис. 3.4 – Зависимость затухания МЭ СВЧ вентиля-аттенюатора, реализованного на МПЛ, от электрического поля. Толщина ЖИГ: 110 мкм, диаметр ЖИГ: 2,5 мм; толщина PMN-PT: 0,5 мм, диаметр PMN-PT: 6 мм.

$$H_0 = 1650 \text{ Э}$$

Предлагаемая конструкция невзаимного аттенюатора позволяет использовать его в режиме вентиля. Это дает возможность изменять ослабление сигнала в прямом направлении в зависимости от прикладываемого к электродам управляющего электрического поля. В обратном направлении за счет невзаимных свойств устройства сигнал не проходит. Экспериментальные результаты показали, что в диапазоне (5...10) ГГц при приложении электрического поля от 0 до 7 кВ/см ослабление меняется от 2 до 40 дБ.

Ниже представлены результаты исследования методом компьютерного моделирования зависимости величины вентильного отношения от размеров двухслойной структуры феррит-пьезоэлектрического резонатора МЭ СВЧ вентиля-аттенюатора, реализованного на МПЛ, конструкция которого показана на рис. 3.1. Моделирование было проведено с помощью программы, вычисляющей многомодовые S-параметры и электромагнитные поля в трехмерных пассивных структурах.

На рис. 3.5 и 3.6 представлены зависимости прямых, обратных потерь и вентильного отношения от диаметра МЭ резонатора и толщины пленки ЖИГ МЭ

резонатора. Наблюдается возрастание прямых потерь, обратных потерь и вентильного отношения с увеличением диаметра резонатора и толщины пленки ЖИГ. Однако, начиная с величины диаметра, большей ширины проводника МПЛ приблизительно в (2,5...2,8) раза, наблюдается уменьшение обратных потерь и вентильного отношения. Для толщин пленки ЖИГ, больших (90...120) мкм наблюдается снижение обратных потерь, спад величины вентильного отношения наблюдается при толщинах пленки ЖИГ превышающих (70...90) мкм.

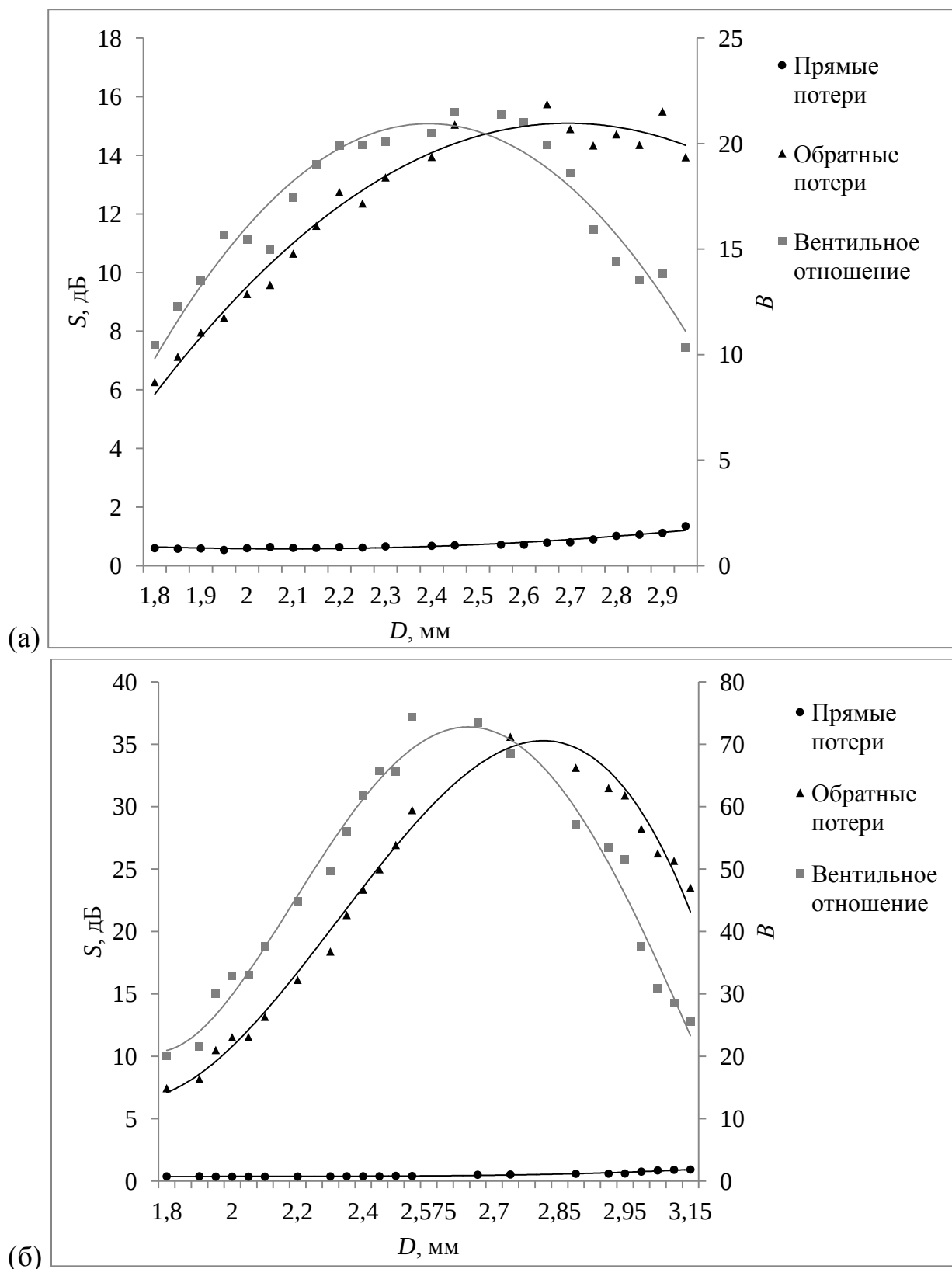


Рис. 3.5 – Зависимость прямых потерь, обратных потерь (S , дБ) и вентильного отношения (B) от диаметра МЭ резонатора (D , мм).

Параметры МЭ СВЧ вентиля-аттенюатора, реализованного на МПЛ:
 толщина пленки ЖИГ: 0,05 мм, толщина ЦТС: 0,5 мм; ширина центрального проводника: 1 мм, $\varepsilon = 10$, $h = 1$ мм; (а) длины шлейфов: 1,5 и 4,5 мм; $H_0 = 2011$ Э;
 (б) длины шлейфов: 2 и 6 мм; $H_0 = 2136$ Э

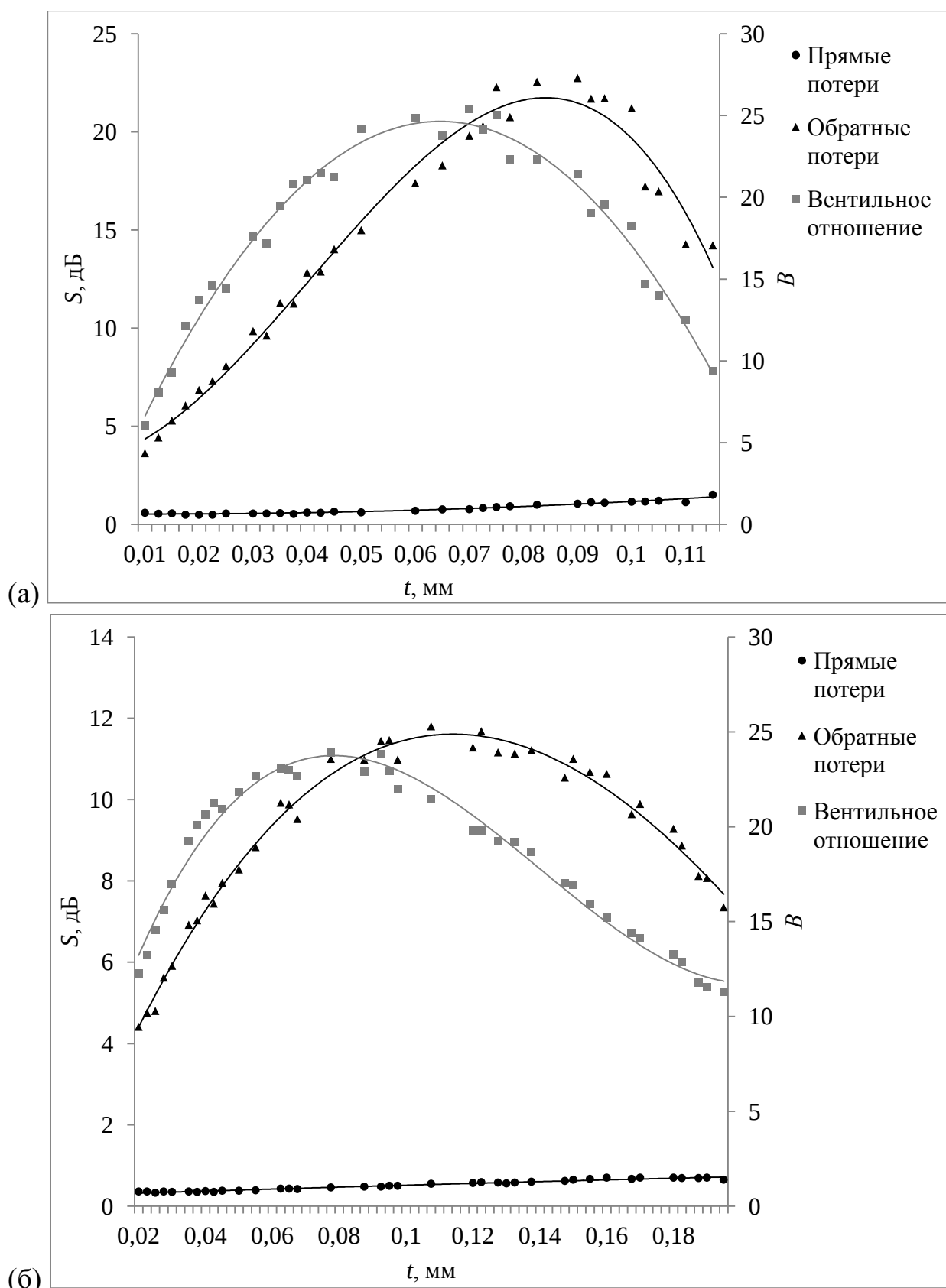


Рис. 3.6 - Зависимость прямых потерь, обратных потерь (S , дБ) и вентильного отношения (B) от толщины пленки ЖИГ (t , мм). Параметры структуры: ширина центрального проводника: 1 мм, $h = 1$ мм;

(а) $D = 2,5$ мм; $\varepsilon = 30$, длина шлейфов: 1,5 и 4,5 мм; $H_0 = 2011$ Э;

(б) $D = 2$ мм; $\varepsilon = 10$, длина шлейфов: 2 и 6 мм; $H_0 = 2513$ Э

3.2. МЭ СВЧ вентиль-аттенюатор, реализованный на КВ

МЭ СВЧ вентиль-аттенюатор, реализованный на КВ, представляет собой КВ на диэлектрической подложке с помещенным в центр щели МЭ резонатором, таким образом, как показано на рис. 3.7.

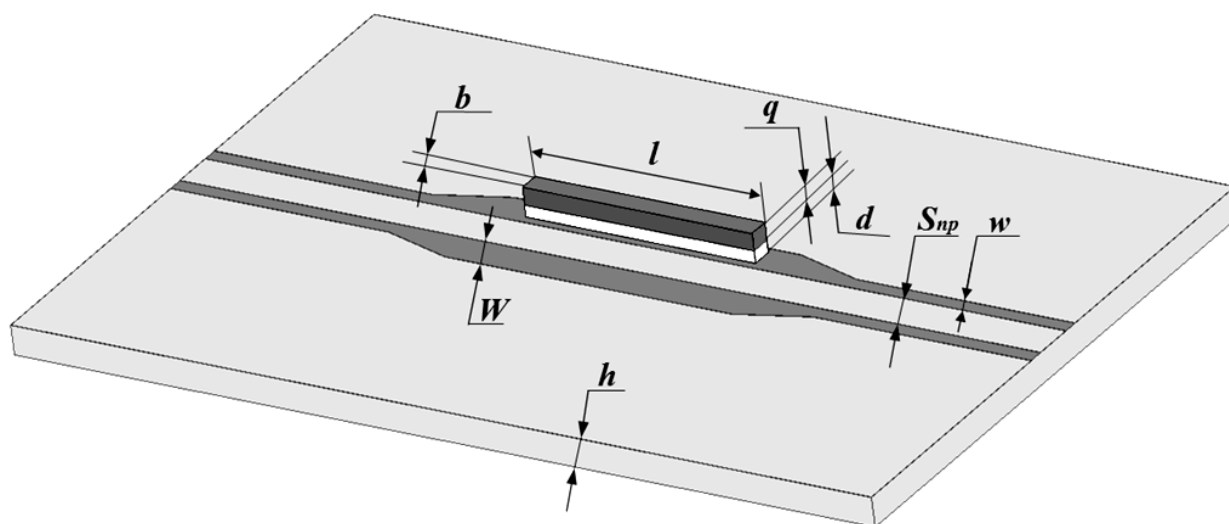


Рис. 3.7 – Обозначение размеров конструкции МЭ СВЧ вентиля-аттенюатора, реализованного на КВ: l – длина МЭ резонатора, b – ширина МЭ резонатора, d – толщина пленки ЖИГ, q – толщина пластины ЦТС; w – ширина щели КВ, W – уширение щели КВ, S_{np} – ширина центрального проводника КВ, h – толщина подложки КВ

КВ представляет собой трехпроводную полосковую линию передачи, в которой электромагнитная волна распространяется вдоль щелей между проводящими поверхностями, находящимися в одной плоскости [119]. Центральный проводник является токонесущим, а крайние – заземленными.

На рис. 3.7 показано обозначение размеров конструкции МЭ вентиля-аттенюатора, реализованного на КВ.

Магнитное поле КВ имеет две ортогональные составляющие, сдвинутые по фазе. Следовательно, в этой линии передачи есть области эллиптической поляризации магнитного поля. Если в этих областях разместить намагниченный

поперечным магнитным полем феррит, то, используя эффект Коттона-Мутона и поперечный ФМР феррита, можно создать невзаимные приборы.

Конфигурация проводящих элементов КВ, в отличие от конфигурации МПЛ, дает возможность простого подключения внешних шунтирующих элементов, таких как активные устройства в гибридной интегральной схеме, а также идеально подходит для шунтирования различных элементов в монолитных СВЧ интегральных системах [103]. При этом нет необходимости в высверливании отверстий или изготовлении пазов в подложке. Кроме того, КВ могут быть легко соединены с коаксиальными системами с помощью стандартных соединителей. Благодаря своим преимуществам, в последнее время очень активно исследуется возможность реализации ферритовых СВЧ вентилях и циркуляторов на КВ для ММИС с использованием тонких ферритовых пленок [120-127].

Далее представлены результаты исследования, проведенного методом компьютерного моделирования, в виде графиков зависимости величины прямых потерь, обратных потерь и вентиляного отношения от размеров МЭ резонатора для различных конструкций МЭ СВЧ вентиля-аттенюатора, реализованного на КВ.

На рис. 3.7, 3.8, 3.9 представлены зависимости величины прямых потерь, обратных потерь и вентиляного отношения от длины МЭ резонатора, толщины пленки ЖИГ и ширины МЭ резонатора соответственно.

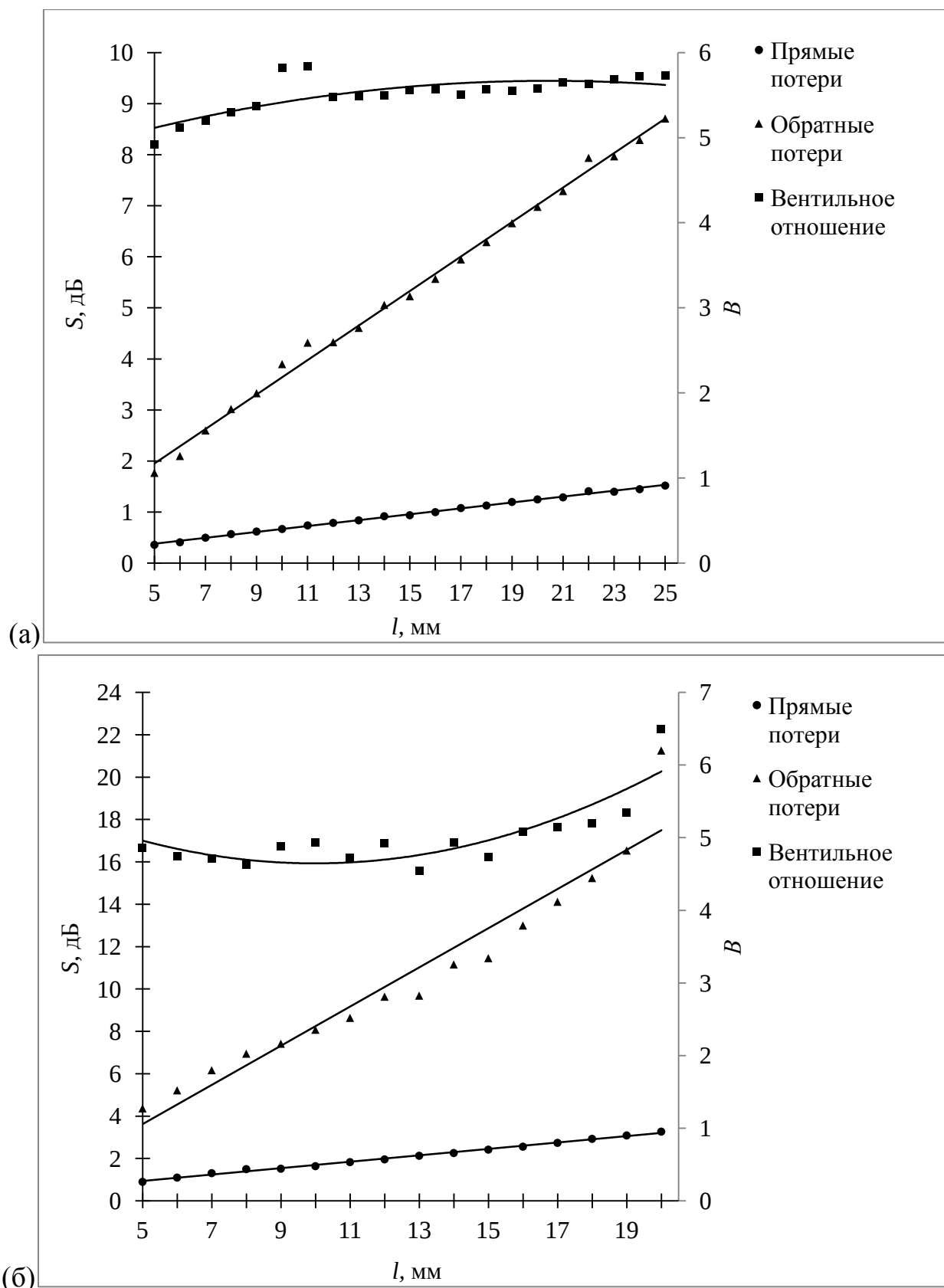


Рис. 3.7 – Зависимость прямых потерь, обратных потерь (S , дБ) и вентильного отношения (B) от l (мм). Параметры МЭ СВЧ вентиля-аттенюатора, реализованного на КВ: $b = 0,8$ мм, $d = 0,05$ мм, $q = 0,5$ мм;

(а) $w = 1,2$ мм, $S_{np} = 1$ мм; $\varepsilon = 20$, $h = 2$ мм; $H_0 = 1131$ Э;

(б) $w = 1$ мм, $S_{np} = 0,4$ мм; $\varepsilon = 30$, $h = 1$ мм; $H_0 = 1508$ Э

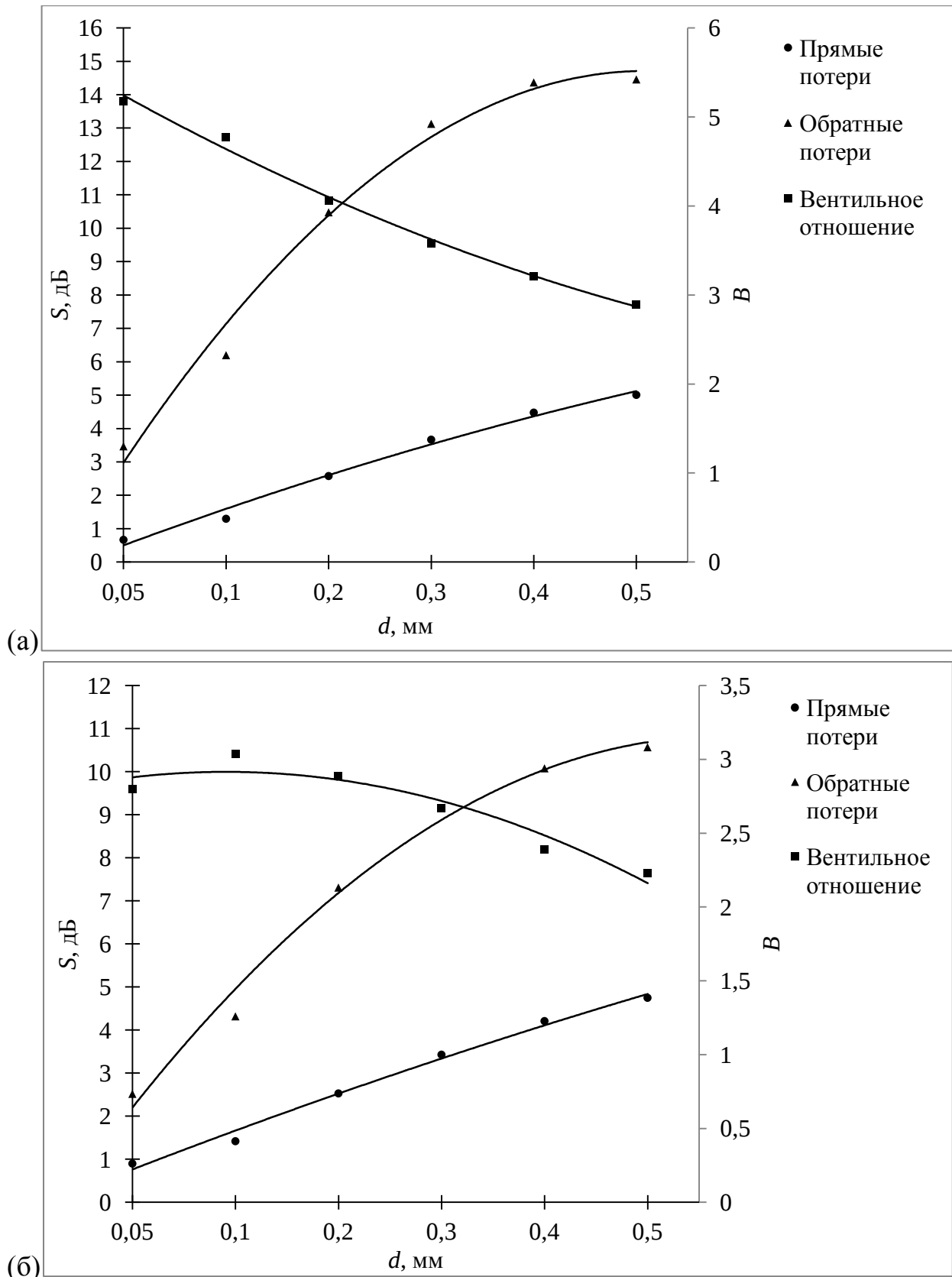


Рис. 3.8 – Зависимость прямых потерь, обратных потерь (S , дБ) и вентильного отношения (B) от d (мм). Параметры МЭ СВЧ вентиля-аттенюатора, реализованного на КВ: $b = 0,8$ мм, $l = 10$ мм, $q = 0,5$ мм; $S_{np} = 1$ мм;

(а) $w = 1,2$ мм; $\varepsilon = 20$, $h = 2$ мм; $H_0 = 1005$ Э;

(б) $w = 0,5$ мм, $W = 1,2$ мм; $\varepsilon = 10$, $h = 1$ мм; $H_0 = 2890$ Э

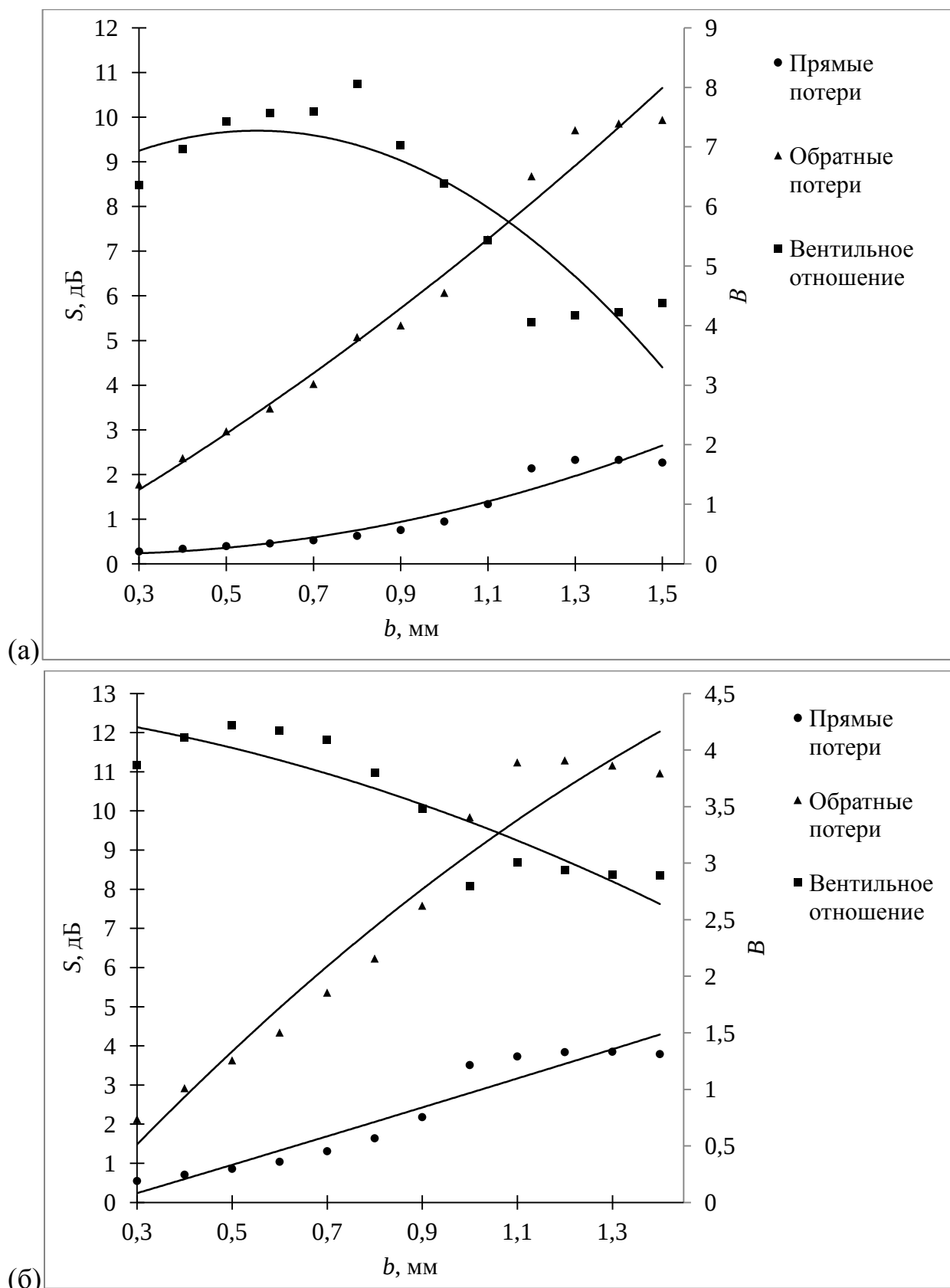


Рис. 3.9 – Зависимость прямых потерь, обратных потерь (S , дБ) и вентильного отношения (B) от b (мм). Параметры МЭ СВЧ вентиля-аттенюатора, реализованного на КВ: $l = 10$ мм, $d = 0,05$ мм, $q = 0,5$ мм;
 (а) $w = 1,2$ мм, $S_{np} = 1$ мм; $\varepsilon = 20$, $h = 2$ мм; $H_0 = 1634$ Э;
 (б) $w = 1$ мм, $S_{np} = 0,4$ мм; $\varepsilon = 30$, $h = 1$ мм; $H_0 = 1005$ Э

При увеличении длины резонатора наблюдается возрастание величины прямых, обратных потерь, а также вентиляного отношения. Зависимости прямых и обратных потерь от длины резонатора являются линейными.

При увеличении толщины пленки наблюдается возрастание прямых и обратных потерь, а вентиляное отношение плавно убывает.

При увеличении ширины резонатора наблюдается возрастание прямых и обратных потерь. Величина вентиляного отношения с увеличением ширины резонатора возрастает, затем начинает убывать до того момента, когда ширина резонатора становится равной ширине щели, после чего наблюдается очень слабое изменение прямых, обратных потерь и вентиляного отношения.

Результаты экспериментального исследования МЭ СВЧ вентиля-аттенюатора, реализованного на КВ, представлены на рис. 3.10. Измерение передаточных характеристик опытного образца проводились на измерительном стенде, состоящем из установки для измерения передаточных характеристик OBZOR-804, дипольного электромагнита переменного зазора GMW 5403 и источника постоянного напряжения. Измерения проводились при помещении в центр щели КВ двухслойной структуры ЖИГ-ЦТС. В первом случае в качестве магнитострикционной фазы слоистой структуры использовалась пленка ЖИГ толщиной 50 мкм, расположенная в кристаллографической плоскости (111) и нанесенная эпитаксией на подложку ГГГ (рис. 3.10 (а)), а во втором случае – пластина ЖИГ (рис. 3.10 (б)).

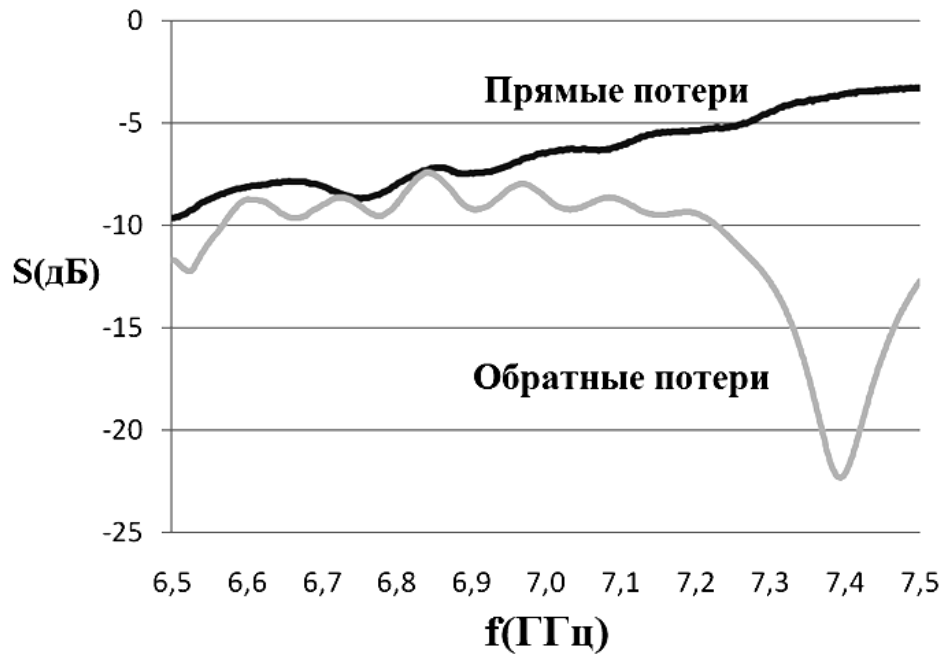
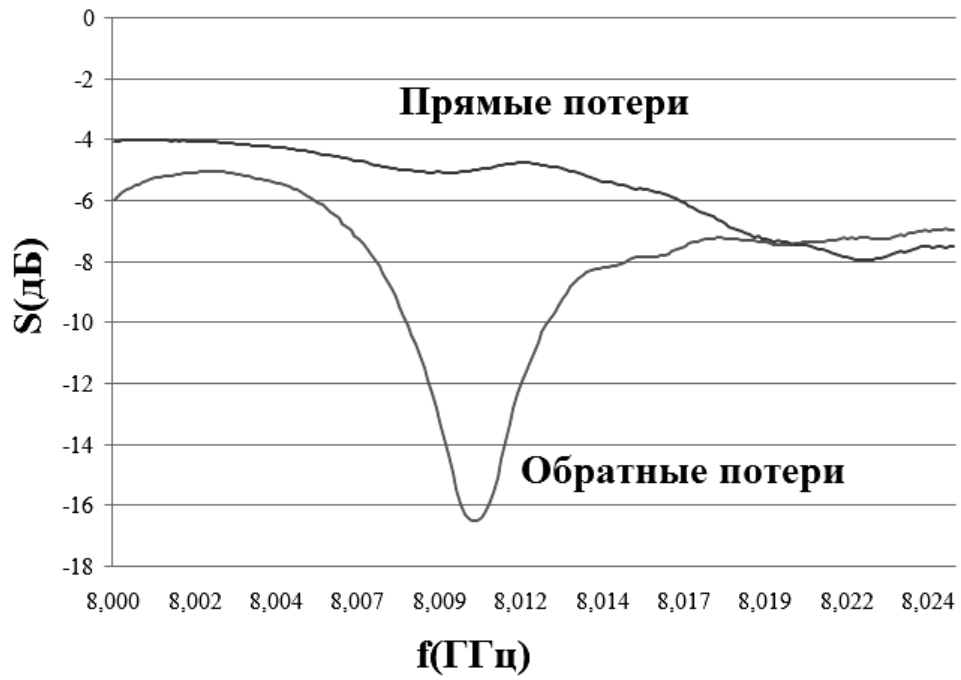


Рис. 3.10 – Экспериментальная зависимость прямых и обратных потерь (S , дБ) от частоты (f , дБ) для МЭ СВЧ вентиля-аттенюатора, реализованного на КВ.

Размеры ЖИГ: (а) $6 \text{ мм} \times 1 \text{ мм} \times 0,05 \text{ мм}$; (б) $13 \text{ мм} \times 4 \text{ мм} \times 0,9 \text{ мм}$; Размеры

ЦТС: (а) $8 \text{ мм} \times 1 \text{ мм} \times 0,5 \text{ мм}$; (б) $15 \text{ мм} \times 4 \text{ мм} \times 0,5 \text{ мм}$;

Параметры КВ: (а) $w = 0,5 \text{ мм}$; $S_{\text{пр}} = 1 \text{ мм}$; $h = 2 \text{ мм}$; $\varepsilon = 9,8$;

(б) $w = 3 \text{ мм}$; $S_{\text{пр}} = 2 \text{ мм}$; $h = 2 \text{ мм}$; $\varepsilon = 10$

При $E = 0$ наблюдается обычная резонансная линия. Для структуры с применением пленки ЖИГ на подложке из ГГГ (рис. 3.10 (а)) при приложении напряженности электрического поля $E = 10$ кВ/см сдвиг линии резонансного магнитного поля составил около 30 МГц. Прямые потери оказались более 5 дБ в связи с тем, что размеры МЭ резонатора выходили за пределы щели КВ.

Для структуры с применением пластины ЖИГ (рис. 3.10 (б)) сдвиг резонансной линии составил приблизительно ± 20 МГц при приложении электрического поля $E = \pm 10$ кВ/см. Величина изменения ослабления составила около 20 дБ, а величина перестройки частоты устройства составила 40 МГц, что показывает перспективность реализации электрически управляемого МЭ вентиля-аттенюатора на КВ.

3.3. МЭ СВЧ вентиль-аттенюатор, реализованный на ЩЛП

МЭ СВЧ вентиль-аттенюатор, реализованный на ЩЛП, представляет собой ЩЛП с помещенным в центр щели МЭ резонатором в виде пластины прямоугольной формы, таким образом, как показано на рис. 3.11.

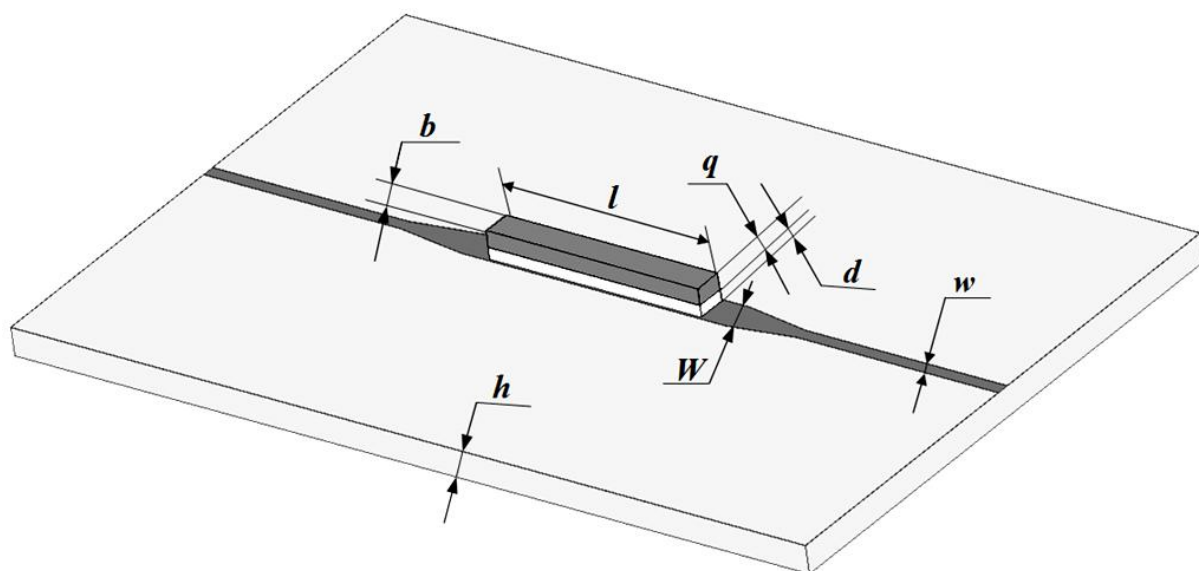


Рис. 3.11 – Обозначение размеров конструкции МЭ СВЧ вентиля-аттенюатора, реализованного на ЩЛП: l – длина МЭ резонатора, b – ширина МЭ резонатора, d – толщина пленки ЖИГ, q – толщина пластины ЦТС; w – ширина щели ЩЛП, W – уширение щели ЩЛП, h – толщина подложки ЩЛП

ЩЛП представляет собой узкую щель между двумя металлическими проводниками, нанесенными на поверхность диэлектрической подложки, один из которых является заземленным. На другой поверхности подложки металлизация отсутствует. Поле в ЩЛ распределено таким образом, что электрические силовые линии направлены перпендикулярно щели. ЩЛП, так же как и КВ, обеспечивает простой монтаж пассивных и активных компонентов последовательно или параллельно с линией, и также имеет в плоскости щели естественную область эллиптической поляризации магнитного поля близкую к круговой.

На рис. 3.11 показано обозначение размеров конструкции МЭ вентиля-аттенюатора, реализованного на ЩЛП.

Ниже представлены результаты проведенного методом компьютерного моделирования исследования, зависимости величины прямых, обратных потерь и вентильного отношения от размеров МЭ резонатора и уширения щели ЩЛП для различных конструкций МЭ СВЧ вентиля-аттенюатора, реализованного на ЩЛП.

На рис. 3.12, 3.13 представлена зависимость величины прямых потерь, обратных потерь и вентильного отношения от длины МЭ резонатора и толщины пленки ЖИГ МЭ резонатора.

При увеличении длины резонатора наблюдается возрастание прямых, обратных потерь и вентильного отношения. Зависимости прямых и обратных потерь от длины резонатора являются линейными. Для структуры с уширением щели линии передачи (рис. 3.12 (а)), величина вентильного отношения начинает убывать с того момента, когда резонатор становится настолько длинным, что начинает выходить за пределы участка с уширением щели линии. Для структуры без уширения щели линии передачи (рис. 3.12 (б)) величина вентильного отношения при увеличении длины МЭ резонатора возрастает, а зависимости прямых и обратных потерь являются линейными.

При увеличении толщины пленки ЖИГ наблюдается возрастание прямых, обратных потерь и вентильного отношения. Зависимость прямых и обратных потерь от толщины пленки ЖИГ является практически линейной.

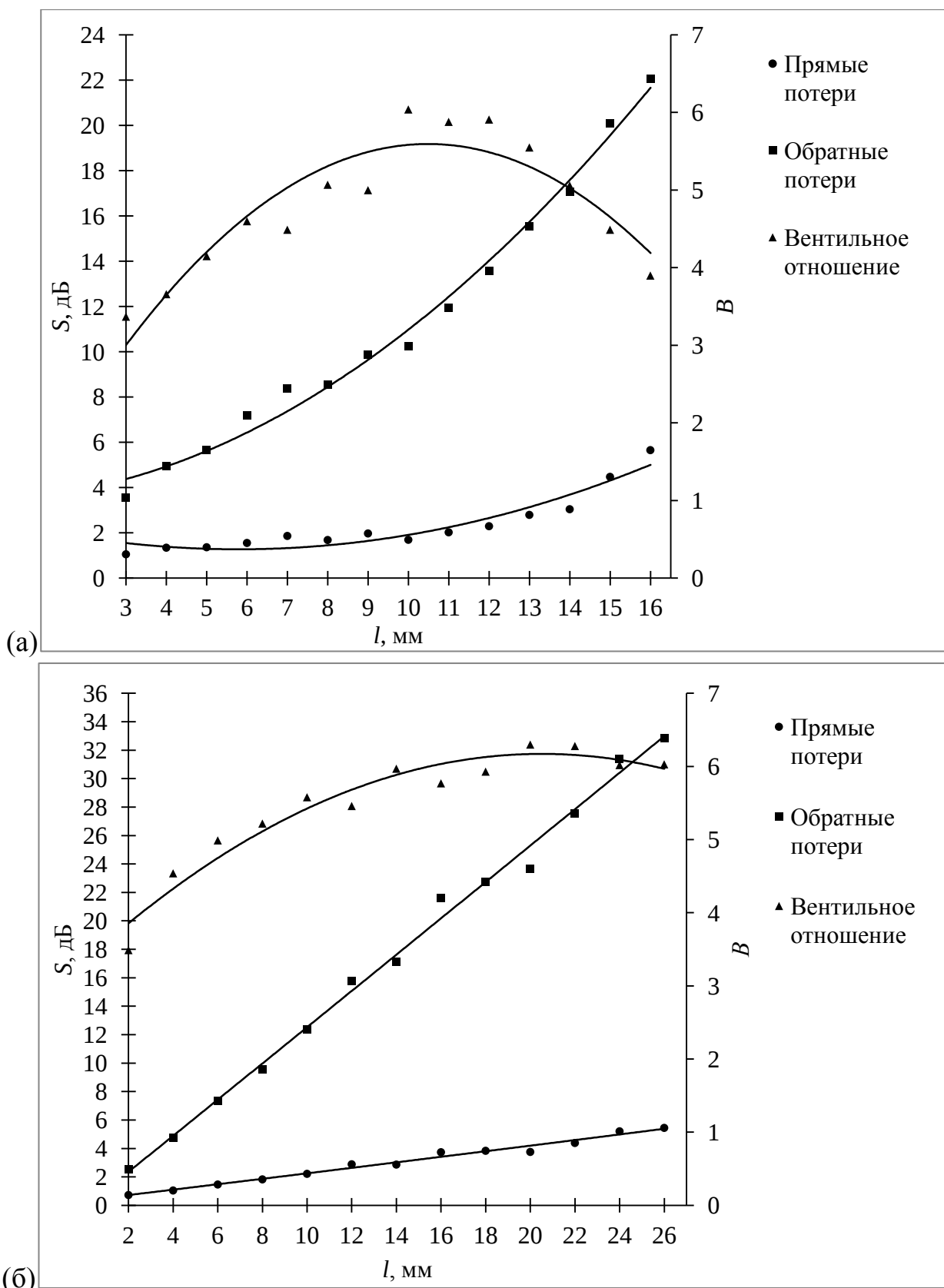


Рис. 3.12 – Зависимость прямых потерь, обратных потерь (S , дБ) и вентильного отношения (B) от l , мм. Параметры МЭ СВЧ вентиля-аттенюатора, реализованного на ЩЛП: $d = 0,1$ мм, $q = 0,5$ мм; $h = 2$ мм;

(а) $b = 1$ мм, $w = 0,2$ мм, $W = 1,2$ мм; $\varepsilon = 10$, $H_0 = 4524$ Э;

(б) $b = 0,3$ мм, $d = 0,1$ мм; $W = w = 0,62$ мм; $\varepsilon = 30$, $h = 2$ мм; $H_0 = 2513$ Э

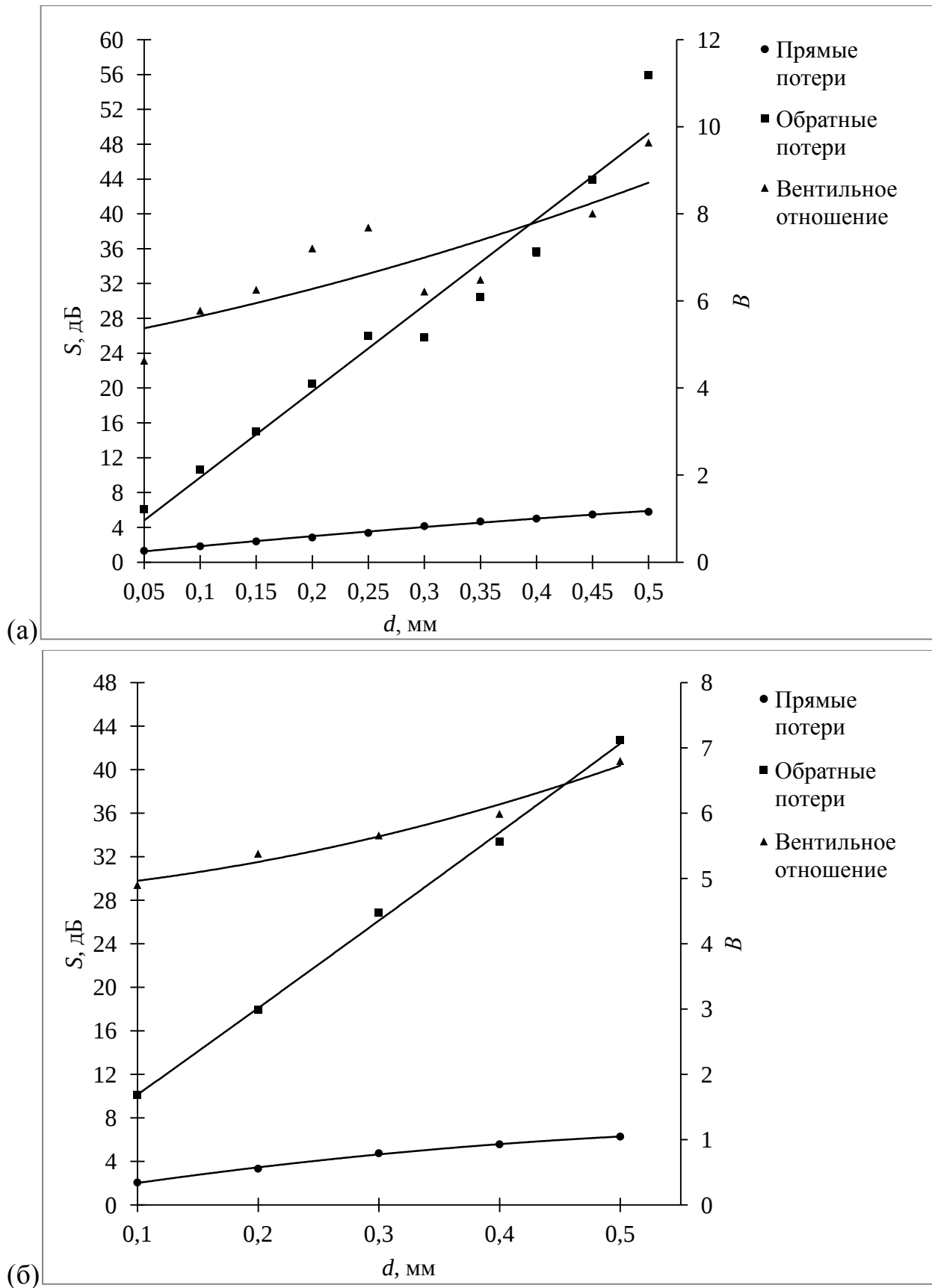


Рис. 3.13 – Зависимость прямых потерь, обратных потерь (S , дБ) и вентильного отношения (B) от d (мм). Параметры МЭ СВЧ вентиля-аттенюатора, реализованного на ЩЛП: $b = 1$ мм, $l = 10$ мм, $q = 0,5$ мм; $w = 0,2$ мм, $W = 1,2$ мм; $\varepsilon = 10$, $h = 2$ мм; (а) $H_0 = 4524$ Э; (б) $H_0 = 3519$ Э

На рис. 3.14 представлена зависимость прямых, обратных потерь и вентильного отношения от ширины МЭ резонатора (а) и от уширения щели ЩЛП (б). При увеличении ширины резонатора прямые, обратные потери и вентильное отношение возрастают, однако вентильное отношение затем начинает убывать до того момента, когда ширина резонатора становится равной ширине щели, после чего наблюдается очень слабое его изменение. С увеличением уширения щели вентильное отношение возрастает, а затем начинает убывать. Резкий скачек вентильного отношения происходит с того момента, когда уширение щели становится равным ширине МЭ резонатора.

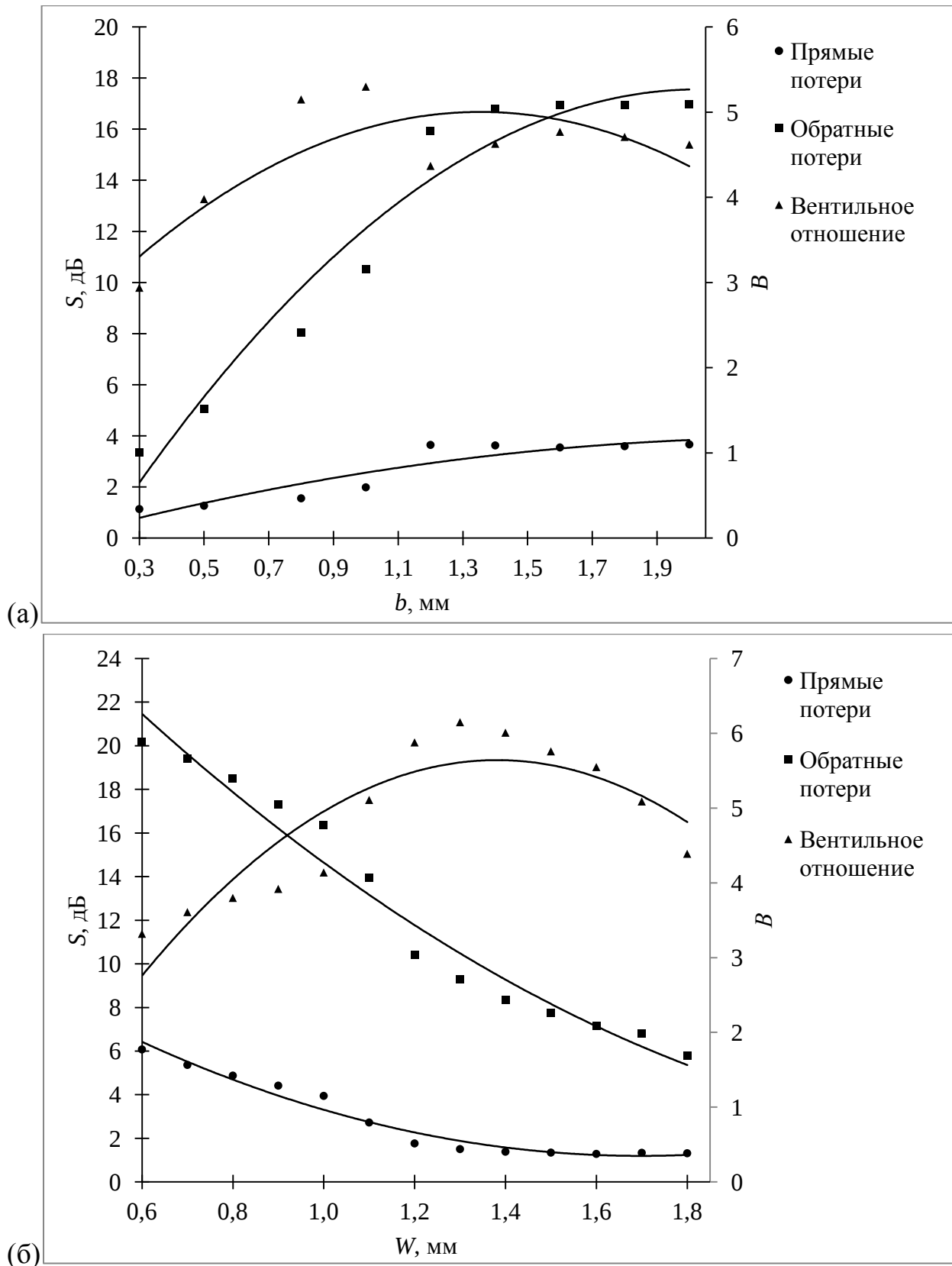


Рис. 3.14 – Зависимость прямых потерь, обратных потерь (S , дБ) и вентильного отношения (B) от (а) b (мм) и от (б) W (мм). Параметры МЭ СВЧ вентиля-аттенюатора, реализованного на ЩЛП:

$l = 10$ мм, $d = 0,1$ мм, $q = 0,5$ мм; $w = 0,2$ мм; $\varepsilon = 10$, $h = 2$ мм;

(а) $W = 1,2$ мм; $H_0 = 4021$ Э; (б) $b = 1$ мм; $H_0 = 4524$ Э

В табл. 3.2 представлены результаты компьютерного моделирования различных конструкций МЭ СВЧ вентилей-аттенюаторов, реализованных на ЦЛП с толщиной подложки 2 мм.

Таблица 3.2

Затухание и вентиляльное отношение МЭ СВЧ вентилей-аттенюаторов, реализованных на ЦЛП, при различных параметрах конструкции

Размеры пленки ЖИГ, мм ³	Размеры пластины ЦТС, мм ³	w, мм	W, мм	ε	H_0 , Э	Прямые потери, дБ	Обратные потери, дБ	Вентильное отношение
10×1×0,1	10×1×0,5	0,2	1,2	10	3142	2,68	10,27	3,83
10×1×0,2					2765	2,80	11,65	4,16
10×1×0,1		0,4		20	3142	1,50	15,50	10,33
10×1×0,2		5				2,50	28,50	11,40
10×1×0,1	10×0,3×0,5	0,6	-	30	2514	1,45	18,20	12,55
10×0,3×0,1		2			2262	3,90	22,30	5,72

Из результатов табл. 3.2 видно, что увеличение диэлектрической проницаемости подложки линии передачи приводит к увеличению вентиляльного отношения, поскольку улучшается эллиптичность поляризации СВЧ магнитного поля. Уширение щели усложняет конструкцию устройства, однако позволяет увеличить ширину МЭ резонатора, что также ведет к увеличению вентиляльного отношения.

3.4. Рекомендации по выбору параметров конструкции планарных СВЧ вентилей-аттенюаторов на основе феррит-пьезоэлектрической структуры

Поскольку для увеличения сдвига резонансного магнитного поля в феррит-пьезоэлектрическом композите объемное содержание пьезоэлектрической фазы должно быть достаточно высоким [22], толщина ферритовой фазы МЭ резонатора может быть выбрана порядка 5 мкм при толщине пьезоэлектрика 0,5 мм. Однако, на примере МЭ СВЧ вентилей-аттенюаторов, реализованных на различных линиях передачи, было показано, что при малых толщинах ферритовой пленки обратные потери, а, следовательно, и вентильное отношение оказываются слишком малыми, поэтому основной задачей при разработке таких устройств становится оптимизация толщины МЭ резонатора. Кроме того, нужно также учитывать, что чем больше будет толщина пьезоэлектрической фазы, тем большее напряжение будет требоваться для управления величиной сдвига линии резонансного магнитного поля.

При реализации МЭ вентиля-аттенюатора на МПЛ удастся достичь прямых, обратных потерь и вентильного отношения достаточных по величине для практического применения, и вентильное отношение получается в несколько раз выше, чем при реализации таких устройств на КВ или ЩЛП. Это объясняется возможностью создания очень близкой к круговой поляризации СВЧ магнитного поля в МПЛ. Таким образом, для уменьшения прямых потерь и увеличения обратных потерь необходимо конструктивно улучшить эллиптичность поляризации СВЧ магнитного поля в КВ и ЩЛП, на которых реализуются МЭ вентили-аттенюаторы, например, путем повышения диэлектрической проницаемости подложки, увеличения щелей и т. д.

Для вентиля-аттенюатора, реализованного на МПЛ, наблюдается возрастание прямых потерь с увеличением диаметра МЭ резонатора и толщины пленки ЖИГ. Диаметр МЭ резонатора такой конструкции следует выбирать приблизительно в (2,5...2,8) раза большим ширины проводника МПЛ, поскольку в данном интервале наблюдается максимальная величина прямых потерь и

вентильного отношения, а вносимые потери не превышают 1 дБ. Для исследованных конструкций вентиляей-аттенюаторов, реализованных на МПЛ, максимальное вентильное отношение наблюдается в интервале толщин пленки ЖИГ (60...90) мкм, и поскольку для увеличения МЭ взаимодействия толщина ферритовой фазы должна быть как можно меньше, данная величина должна определяться достаточностью для практического применения величины обратных потерь и вентильного отношения.

Для вентиляей-аттенюаторов, реализованных на КВ и ЩЛП при увеличении длины, ширины МЭ резонатора и толщины ферритовой пленки МЭ резонатора наблюдается возрастание прямых и обратных потерь. Для удобства расположения МЭ резонатора в щели линии передачи, форму резонатора следует выбирать в виде узкой пластины. Ширина МЭ резонатора не должна быть больше щели волновода, ее следует выбирать приблизительно равной от двух трети до трех четвертых ширины щели линии передачи, поскольку в данном интервале величина вентильного отношения достигает своего максимума. Использование уширения щели линии передачи позволяет увеличить ширину МЭ резонатора, что ведет к увеличению вентильного отношения. Длина МЭ резонатора ограничивается допустимыми прямыми потерями устройства и длиной отрезка линии передачи с уширением щели (для структуры с уширением щели). Из соображений достижения как можно большего МЭ взаимодействия в двухслойной структуре, а также с целью уменьшения вносимых потерь устройства, толщина ферритовой пленки резонатора должна быть как можно меньше, ее величина определяется достаточностью величины вносимого затухания и вентильного отношения.

3.5. Выводы по главе 3

В главе 3 рассмотрена возможность практического использования слоистых феррит-пьезоэлектрических композитов в СВЧ устройствах с электрическим управлением, таких как фазовращатели, аттенюаторы и вентили, реализованные на планарных линиях передачи – МПЛ, КВ и ЩЛП. Предложенные устройства в отличие от ферритовых аналогов могут быть реализованы в интегральной технологии изготовления, имеют более высокое быстродействие и уменьшенные массогабаритные характеристики, вместе с тем сохраняя преимущества ферритовых приборов перед активными устройствами на основе р-і-n диодов или полевых транзисторов.

Представлены экспериментальные результаты исследования реализованных на МПЛ вентиля-аттенюатора-фазовращателя, работающего в режиме фазовращателя миллиметрового диапазона и вентиля-аттенюатора на основе структуры ЖИГ – PMN-PT, а также вентиля-аттенюатора на основе структуры ЖИГ-ЦТС, реализованного на КВ.

Представлены результаты исследования, проведенного методом компьютерного моделирования, зависимости прямых потерь, обратных потерь и вентиляционного отношения от размеров слоистой структуры феррит-пьезоэлектрического резонатора и уширения щели ЩЛП для различных конструкций МЭ СВЧ вентиля-аттенюаторов, реализованных на МПЛ, КВ и ЩЛП. На основе полученных результатов разработаны рекомендации по выбору параметров конструкции МЭ СВЧ вентиля-аттенюаторов.

Представленные результаты показывают перспективность практического использования слоистых феррит-пьезоэлектрических композитов в СВЧ устройствах с электрическим управлением, таких как фазовращатели, аттенюаторы и вентили, реализованные на планарных линиях передачи. Представленные экспериментальные результаты очень хорошо согласуются с теоретическими.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате написания данной диссертационной работы поставленные задачи, которые были направлены на решение основных задач современных исследований в области МЭ микроволнового эффекта, были решены.

Основные результаты диссертационного исследования заключаются в следующем.

Учетом диссипации уточнено выражение сдвига линии ФМР слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры при воздействии постоянного электрического поля. Полученные выражения позволяют более точно определить зависимость МЭ микроволнового эффекта от отношения толщин фаз композита, а также оценить влияние потерь в ферритовой фазе на частоту магнитного резонанса и сдвиг линии ФМР. Учет потерь в ферритовой фазе при получении выражения для сдвига линии ФМР под воздействием постоянного электрического поля в слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре приводит к изменению частоты ФМР, а также к нелинейной зависимости величины сдвига линии ФМР от параметра, характеризующего потери в ферритовой фазе.

Проведено сравнение результатов, выполненных методом компьютерного моделирования и расчета с теоретическими и экспериментальными результатами зависимости сдвига линии ФМР от отношения толщины ферритовой фазы к толщине пьезоэлектрической фазы при приложении электрического поля к феррит-пьезоэлектрической структуре. Наблюдается очень хорошее соответствие между результатами, выполненными методом компьютерного моделирования и расчета с теоретическими и экспериментальными результатами.

Разработана теоретическая модель МЭ микроволнового эффекта в слоистых феррит-пьезоэлектрических структурах на основе биморфной пьезоэлектрической фазы и получены выражения для сдвига линии ФМР через материальные параметры и геометрические размеры ферритовой и пьезоэлектрической фаз для данной структуры в форме пластины. Использование биморфной пьезоэлектрической фазы в слоистой феррит-пьезоэлектрической структуре

приводит к обусловленному наличием изгибных деформаций росту величины сдвига линии ФМР при определенных соотношениях толщин фаз композита по сравнению с феррит-пьезоэлектрической структурой, содержащей один пьезоэлектрический слой.

Проведено теоретическое исследование МЭ микроволнового эффекта в феррит-пьезоэлектрической структуре на основе ферритовой фазы со ступенчатым изменением намагниченности и в феррит-пьезоэлектрической структуре на основе биморфной пьезоэлектрической фазы при воздействии на данную структуру электрическим полем с частотой ЭМР. Как результат, получены выражения через материальные параметры и геометрические размеры ферритовой и пьезоэлектрической фаз для механических напряжений, индуцируемых в ферритовой фазе данных структур. Приложение переменного электрического поля с частотой ЭМР предсказывает усиление микроволнового МЭ взаимодействия в слоистых феррит-пьезоэлектрических структурах. Ферритовая фаза, состоящая из двух ферритовых слоев с различными величинами намагниченности, может быть использована для уменьшения внешнего подмагничивающего поля, которое требуется для наблюдения ФМР в феррит-пьезоэлектрических структурах в диапазоне СВЧ.

Разработаны рекомендации по выбору параметров конструкции планарных СВЧ вентилей-аттенюаторов на основе слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры. Построены зависимости значений прямых потерь, обратных потерь и вентильного отношения от размеров феррит-пьезоэлектрической структуры для МЭ СВЧ вентилей-аттенюаторов, реализованных на МПЛ, КВ и ЩЛП. Увеличение геометрических размеров феррит-пьезоэлектрической структуры, если не учитывать влияния параметров линий передачи, приводит к росту прямых и обратных потерь данных устройств.

Публикации в изданиях, рекомендованных ВАК РФ:

1. A.S. Tatarenko, D.V. Lavrentieva, M.I. Bichurin. Dual tunable magnetoelectric resonator in a slot line for microwave applications // PIERS Proceedings, Shanghai, China, 2016, 2831 - 2833.

2. Татаренко А.С., Лаврентьева Д.В., Семенов Г.А., Семенов Д.А. СВЧ фазовращатель миллиметрового диапазона на основе магнитоэлектрической слоистой структуры $Zn_2Y/PMN-PT$ // Вестник НовГУ. – 2011. - № 65. - С. 36-38.

3. Лаврентьева Д.В., Татаренко А.С. Магнитоэлектрический управляемый копланарный СВЧ вентиль-аттенюатор // Вестник НовГУ. – 2014. - № 81. - С. 55-58.

Статьи и тезисы докладов:

1. Лаврентьева Д. В. СВЧ резонатор на основе слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры // Материалы Всероссийской научной конференции студентов - физиков и молодых ученых (ВНКСФ-18), Красноярск, 2012, с. 615.

2. Лаврентьева Д. В. СВЧ резонатор на основе слоистой феррит-пьезоэлектрической структуры // тезисы докладов Второй областной конференции участников молодежного научно-инновационного конкурса программы УМНИК. Молодежь. Наука. Инновации, Великий Новгород, 2012 г.

3. Лаврентьева Д.В., Бичурин М.И., Татаренко А.С. Магнитоэлектрический СВЧ аттенюатор-фазовращатель / Сборник трудов конференции Микроэлектроника СВЧ, 2012, с. 159-162.

4. Лаврентьева Д. В. Магнитоэлектрический СВЧ резонатор // тезисы докладов Первой областной конференции участников молодежного научно-инновационного конкурса программы УМНИК. Молодежь. Наука. Инновации, Великий Новгород, 2012 г.

5. M.I. Bichurin, A.S. Tatarenko, D.V. Lavrenteva, S.R. Aleksić. Magnetoelectric microwave devices // IN Proc. of the 11th International Conference on Applied Electromagnetics - ПЕС'2013, Niš, Serbia, September 01 – 04, 2013, pp.77-78.

6. Лаврентьева Д.В. Магнитоэлектрический управляемый копланарный СВЧ вентиль-аттенюатор // Сборник статей четвертой всероссийской конференции Электроника и микроэлектроника СВЧ, том 2, 2015 г., с. 83-87.

7. A.S. Tatarenko, D.V. Lavrentieva, M.I. Bichurin, D.V. Kovalenko. Microwave Magnetoelectric Isolator-attenuator Based on Coplanar Line // PIERS Proceedings, Prague, Czech Republic, 2015, 594-596.

8. Лаврентьева Д.В., Татаренко А.С. Моделирование магнитоэлектрических управляемых невзаимных СВЧ устройств // Вестник НовГУ, сер. Техн. науки. – 2016. - № 4 (95). - С. 69-72.

9. Снисаренко Д.В., Татаренко А.С., Коваленко Д.В., Лобекин В.Н. Моделирование магнитоэлектрического СВЧ вентиля-аттенюатора, реализованного на щелевой линии передачи // Вестник НовГУ, сер. Техн. науки. – 2016. - № 7 (98). - С. 89-93.

10. Снисаренко Д.В., Татаренко А.С. Исследование зависимости вентильного отношения от параметров магнитоэлектрического СВЧ вентиля-аттенюатора, реализованного на щелевой линии передачи // Вестник НовГУ, сер. Техн. науки. – 2017. - № 6 (104). - С. 67-70.

11. Татаренко А.С., Лаврентьева Д.В., Бичурин М.И. Моделирование магнитоэлектрических развязывающих СВЧ устройств // Сборник статей 26-ой Международной Крымской конференции СВЧ техника и телекоммуникационные технологии, 2016 г., с. 1371-1377.

12. Татаренко А.С., Снисаренко Д.В., Бичурин М.И., Хаванова М.А. Магнитоэлектрические СВЧ вентили-аттенюаторы // Сборник статей 27-ой Международной Крымской конференции СВЧ техника и телекоммуникационные технологии, 2017 г.

13. A. Tatarenko, D. Snisarenko, M. Bichurin. Modeling of Magnetoelectric Microwave Devices // FACTA UNIVERSITATIS Series: Electronics and Energetics, vol. 30, no. 3, pp. 285 – 293, September 2017.

Интеллектуальная собственность

1. Патент на полезную модель № 148921 Российская Федерация, МПК Н01Р/32. Компланарный вентиль-аттенюатор / Бичурин М.И., Лаврентьева Д.В., Татаренко А.С.; патентообладатель Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого. - Оpubл. 19.11.2014.

2. Патент на полезную модель № 115125 Российская Федерация, МПК Н01Р/32. Аттенюатор магнитоэлектрический / Бичурин М.И., Татаренко А.С., Семенов Г.А., Лаврентьева Д.В., Семенов Д.А.; патентообладатель Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого. - Оpubл. 20.04.2012.

3. Патент на полезную модель № 119940 Российская Федерация, МПК Н01Р/32. Вентиль сверхвысокочастотный магнитоэлектрический / Бичурин М.И., Лаврентьева Д.В., Татаренко А.С.; патентообладатель Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого. - Оpubл. 27.08.2012.

Список литературы

1. Bichurin M.I. and Petrov V.M. Composite magnetoelectrics: their microwave properties // *Ferroelectrics*. 1994. V. 162. P. 33-36.
2. Бичурин М.И., Петров В.М., Филиппов Д.А., Сринивасан Г., Нан С.В.. Магнитоэлектрические материалы. – М.: Изд-во Академия Естествознания, 2006. – 296 с.
3. Proceedings of the 3rd International conference on magnetoelectric interaction phenomena in crystals (MEIPIC–3) / Ed. M. Bichurin. *Ferroelectrics*. 1997. V. 204. 356 p.
4. Бичурин М.И. Магнитоэлектрические материалы и их применение в технике СВЧ // *Вестник НовГУ, Сер.: Естеств. и техн. науки*, 2001, № 19, с. 7-12.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред: М. Гостехиздат. – 1957. – 532с.
6. Дзялошинский И.Б. К вопросу о магнитоэлектрическом эффекте в антиферромагнетиках // *ЖЭТФ*. 1959. Т. 37. С. 881-882.
7. Астров Д.Н. Магнитоэлектрический эффект в окиси хрома. *ЖЭТФ* // 1961. Т. 40. С. 1035-1041.
8. Van den Boomgard J. et al. An In Situ Grown Eutectic Magnetoelectric Composite Materials: Part I // *J. Mater. Sci.*, 1974, V. 9, p. 1705-1710.
9. Van Run A.M.J.G et al. An In Situ Grown Eutectic Magnetoelectric Composite Materials: Part II // *J. Mater. Sci.*, 1974, V. 9, p. 1710-1715.
10. Van den Boomgard J., van Run A.M.J.G. and van Suchtelen J. Magnetoelectricity in Piezoelectric-magnetostrictive Composites // *Ferroelectrics*, 1976, V. 10, p. 295-299.
11. Дзялошинский И. Е. Проблема пьезомагнетизма // *ЖЭТФ*, 1957, т. 33, с 807-812.
12. Newnham R.E., Skinner D.P and Cross. L.E. Connectivity and Piezoelectric-Pyroelectric Composites // *Mat. Res. Bull.*, 1978, V. 13, p. 525-536.

13. Бичурин М. И., Дидковская О. С., Петров В. М., Софроньев С. Э. Резонансный магнитоэлектрический эффект в композиционных материалах // Известия вузов, Изд-во Томского государственного университета – 1985. – С.121–122.
14. Бичурин М.И., Петров В.М. Магнитный резонанс в слоистых феррит-сегнетоэлектрических структурах // ЖТФ, 1988, № 11, т.58, с.2277-2278.
15. Rado G.T. Observation and Possible Mechanisms of Magnetoelectric Effect in Ferromagnet // Phys. Rev. Lett., 1964, V. 13, p. 335-337.
16. Смоленский Г.А., Чупис И.Е. Сегнетомагнетики // УФН, 1982. Т.137, №3. С. 415-448.
17. Petrov V. M., Bichurin M. I. Magnetic resonance in magnetoelectric composite materials // Abstracts of Int. Conf. New materials and technology in electrical engineering, Lodz, Poland, 1995, p. 136-137.
18. Bichurin M.I., Petrov V.M., Kornev I.A. Magnetic resonance in composite magnetoelectrics // Abstracts of Int. conf. Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals (MEIPIC-3), Novgorod, Russia, 1996, p. 31.
19. Bichurin M.I., Kornev I.A., Petrov V.M., Tatarenko A.S., Kiliba Yu.V. and Srinivasan G. Theory of magnetoelectric effects at microwave frequencies in a piezoelectric/magnetostrictive multilayer composite // Phys. Rev. B, 2001, v. 64, p. 094409 (1-6).
20. Бичурин М.И. Релаксационные процессы в композиционных сегнетомагнетиках в области магнитного резонанса / Бичурин М.И., Корнев И.А., Петров В.М. // Вестник НовГУ, серия Естественные и технические науки – 1997. – № 5 – с .3–6.
21. Bichurin M.I., Petrov V.M., Kornev I.A. Investigation of magnetoelectric interaction in composite // Ferroelectrics, 1997, v. 204, p. 289-297.
22. S. Shastry, G. Srinivasan, M. I.Bichurin, V. M. Petrov, A.S.Tatarenko. Microwave Magnetoelectric Effects in Single Crystal Bilayers of Yttrium Iron Garnet and Lead Magnesium Niobate - Lead Titanate // Phys.Rev. B70, 064416 (2004).

23. Ильченко М.Е., Кудинов Е.В. Ферритовые и диэлектрические резонаторы СВЧ. - Киев: Издательство Киевского университета, 1973. - 175 с.
24. Микаэлян А. Л. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах, М. – Л. Госэнергоиздат, 1963, 664 с. с илл.
25. Лакс Б., Баттон К. Сверхвысокочастотные ферриты и ферримагнетики. – М.; Мир, 1965, 675 с.
26. М. Харинская. Микроволновые ферритовые материалы // ЭЛЕКТРОНИКА: Наука, Технология, Бизнес 1/2000, с. 24-27.
27. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
28. Смит Я., Вейн Х. Ферриты. Физические свойства и практические применения // Пер. с англ. Т. А. Елкиной, А. В. Залесского, П. Н. Стеценко/ Под ред. Ю. П. Ирхина, И. Е. Старцевой. - М.: Издательство иностранной литературы, 1962. - 504 с.
29. Cruickshank D. Microwave materials for wireless applications. – Artech House, 2011, 221 p.
30. Iida S. Magnetostriction constants of rare earth iron garnets // J. Phys. Soc. Japan, 1967, v. 22, No. 5: pp. 1201-1209.
31. L. R. Bickford, Jr., J. Pappis, and J. L. Stull. Magnetostriction and permeability of magnetite and cobalt-substituted magnetite // Phys. Rev., 1955, v. 99, pp. 1210-1214.
32. Krishnan R., Rivoire. Magnetostriction from tetrahedral site Ni^{2+} ions in NiFe_2O_4 crystals // M. – Phys. Stat. Sol. a, 1971, v.7, № 1, K39-K41.
33. Генделев С. Ш., Лапавок Б. Л., Рубинштейн Б. Е. Физика твердого тела // 1963, т. 5, с. 3037.
34. Sekizawa H., Sekizawa K. dependence on heat-treatment of the ferromagnetic resonance width in ni ferrite // J. Phys. Soc. Japan, 1962, v. 17, No. 2: pp. 359-366.

35. Петраковский Г.А., Смокитин Э.М. Температурные зависимости констант магнитострикции монокристалла литиевого феррита // Письма в ЖЭТФ, 1967, т. 5, вып. 7, с. 233-235.
36. Comstock R. L., Remeika J. P. Magnetoacoustic resonance in lithium ferrite // J. Appl. Phys., 1964, v. 35, p. 1018.
37. Bozorth R.M., Tilden E.F., Williams A.J. Anisotropy and Magnetostriction of Some Ferrites // Phys. Rev., 1955, v. 99, p. 1788.
38. G. Srinivasan, A.S. Tatarenko, V. Mathe and M.I. Bichurin. Microwave and MM-wave magnetoelectric interactions in ferrite-ferroelectric bilayers // Eur. Phys. J. B 71, 371–375 (2009).
39. G. Srinivasan, R. Hayes, M.I. Bichurin. Low frequency and microwave magnetoelectric effects in thick film heterostructures of lithium zinc ferrite and lead zirconate titanate // Solid State Commun. 128, 261 (2003).
40. Ming Liu. E-field Tuning of Magnetism in Multiferroic Heterostructures // A thesis submitted for the degree of Ph.D in Electrical Engineering. Northeastern University, Boston, Massachusetts. May 2010.
41. X. Wang, Y. Chen, H. Chen, Y. Gao, Y. He, M. Li, H. Lin, N. Sun, and N. Sun. Voltage control of magnetism in NiZn ferrite/mica/PMN-PT heterostructure with giant tunability and narrow linewidth // Appl. Phys. Lett. 112, 192903 (2018).
42. Кунцевич С.П., Палехин В.П. Влияние ионов Ba^{2+} , Sr^{2+} и Pb^{2+} на магнитоупругие свойства гексаферритов структурного типа М // Изв. вузов. Физика.- 1976.- № 7.- С. 145-146.
43. Белов К.П. Магнитострикционные явления и их технические приложения // М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1987. — 160 с.: ил. — (Проблемы науки и технического прогресса).
44. A. Tauber, J. A. Kohn, and R. O. Savage. Single-crystal ferroxdure, $BaFe_{12-2x}^{3+}Ir_x^{4+}Zn_x^{2+}O_{19}$, with strong planar anisotropy // J. Appl. Phys., 1963, v. 34, p. 1265.

45. Savage R.O., Jr., Dixon S., Jr., Tauber A. Reduction of ferrimagnetic resonance linewidth and critical field in single-crystal ZnY by Mn substitution // J. Appl. Phys. 1965, v. 36, p. 873.
46. J. Slonczewski, B. Petek, and B. Argyle. Micromagnetics of laminated Permalloy films // IEEE Transactions on Magnetics. Vol. 24, 2045-2054 (1988).
47. W. Martienssen, H. Warlimont. Springer handbook of condensed matter and materials data // Springer Berlin Heidelberg, 2005, 1121 p.
48. Jesse M. Szeplieniec BSc. Magnetoelectric Thin Film Laminate Composites for Voltage-Controlled Tunable Nonreciprocal RF Devices // Submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science Applied Physics. University of Twente, November 2012.
49. M. K. Chung and S.-R. Lee. Magnetoresistive properties and thermal stability of CoNbZr-based spin valves with $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}$ ferromagnet // Physica Status Solidi (a), vol. 201, 1747 (2004).
50. L. Lin, N. Thiyagarajah, H. W. Joo, J. Heo, K. A. Lee, and S. Bae. Enhancement of perpendicular exchange bias in [Pd/Co]/FeMn thin films by tailoring the magnetoelastically induced perpendicular anisotropy // Applied Physics Letters, vol. 97, 242514 (2010).
51. J. Lou, D. Reed, C. Pettiford, M. Liu, P. Han, S. X. Dong, N. X. Sun. Giant microwave tunability in FeGaB/lead magnesium niobate-lead titanate multiferroic composites // Appl. Phys. Lett. 92, 262502 (2008).
52. J. Lou, M. Liu, D. Reed, Y. Ren, and N. Sun. Giant electric field tuning of magnetism in novel multiferroic FeGaB/lead zinc niobate–lead titanate (PZN-PT) heterostructures // Advanced Materials, vol. 21, p. 4711 (2009).
53. A. S. Tatarenko, V. Gheevarghese and G. Srinivasan. Magnetoelectric microwave bandpass filter // Electronic Letters, vol. 42, no. 9, pp. 540-541, April 2006.
54. Y. K. Fetisov and G. Srinivasan Electric field tuning characteristics of a ferrite-piezoelectric microwave resonator // Applied physics letters 88, 143503 (2006).

55. Jose M. Vargas and Javier Gomez In-plane anisotropic effect of magnetoelectric coupled PMN-PT/FePt multiferroic heterostructure: Static and microwave properties APL MATERIALS 2, 106105 (2014) p. 106105-1 - 106105-7.
56. Y. Gao, X. Wang, L. Xie, Z. Hu, H. Lin, Z. Zhou, T. Nan, X. Yang, B. M. Howe, J. G. Jones, G. J. Brown, and N. X. Sun. Giant electric field control of magnetism and narrow ferromagnetic resonance linewidth in FeCoSiB/Si/SiO₂/PMN-PT multiferroic heterostructures // Appl. Phys. Lett. 108, 232903 (2016).
57. Phuoc, Nguyen N., Ong, C.K. Electrical tuning of microwave properties via strain-mediated magnetoelectric coupling in multiferroic composites // Applied Physics A, vol. 124(2), Feb. 2018.
58. M. V. Mansilla, J. Gomez, E. S. Leva, F. C. Gamarra, A. A. Barahona, and A. Butera. Thickness and temperature dependence of the dynamic magnetic behavior in disordered FePt films // J. Magn. Magn. Mater. vol. 321, pp. 2941-2945 (2009).
59. Зеленка И. Пьезоэлектрические резонаторы на объемных и поверхностных акустических волнах: Материалы, технология, конструкция, применения: Пер. с чешск. М.: Мир, 1990. 584 с.
60. Пьезоэлектрическое приборостроение А.В. Гориш, В.П. Дудкевич, М.Ф. Куприянов [и др.]; под ред. А.В. Гориш. – Т.1. Физика сегнетоэлектрической керамики – М.: ИПРЖР.1999. – 368 с.
61. Яффе Б., Кук У., Яффе Г. Пьезоэлектрическая керамика. – М: Мир, 1974. - 288 с.
62. Куприянов М. Ф., Константинов Г. М., Панич А. Е. Сегнетоэлектрические морфотропные переходы. – Ростов-на-Дону: Изд-во Ростов. ун-та, 1991. - 246 с.
63. Seung-Eek Park, Thomas R. Shrout. Characteristics of relaxor-based piezoelectric single crystals for ultrasonic transducers // IEEE Trans. Ferroelectrics and Frequency Control, September 1997. Vol. 44. P. 1140-1147.
64. J.M. Kiat, Y. Uesu, B. Dkhil, M. Matsuda, C. Malibert, and G. Calvarin. Monoclinic structure of unpoled morphotropic high piezoelectric PMN-PT and PZN-PT compounds. Physical Review B, 65(6):64106, 2002.

65. P. Han, W. Yan, J. Tian, X. Huang, and H. Pan. Cut directions for the optimization of piezoelectric coefficients of lead magnesium niobate–lead titanate ferroelectric crystals. *Applied Physics Letters*, 86:052902, 2005.
66. Балышева, О. Л. Материалы для акустоэлектронных устройств: учеб. пособие / О. Л. Балышева; ГУАП. СПб., 2005. 50 с.: ил.
67. С.Г. Казанцев, Л.А. Макриденко, Т.Н. Овчаренко. Термостабильные пьезоэлектрики с умеренной и сильной электромеханической связью для акустоэлектронных устройств радиочастотных трактов и систем контроля параметров космических аппаратов // *Вопросы электромеханики* Т. 117. 2010, с. 17-32.
68. А.А. Панич, М.А. Мараховский, Д.В. Мотин. Кристаллические и керамические пьезоэлектрики // *Инженерный вестник Дона*, 2011, с. 53-64.
69. Модифицированные редкоземельные галлаты со структурой $\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$ / Б.В. Милль, А.В. Бутагин, Г.Г. Ходжабагян и др. // *Доклады Академии Наук СССР*. – 1982. – Т. 264. – № 6. – С. 1385 – 1389.
70. E. Ringgaard and T. Wurlitzer. Lead-free piezoceramics based on alkali niobates // *J. Eur. Ceram. Soc.*, vol. 25: 2701-2706 (2005).
71. E. Hollenstein, M. Davis, D. Damjanovic, and N. Setter. Piezoelectric properties of Li- and Ta-modified $(\text{K}_{0.5}\text{Na}_{0.5})\text{NbO}_3$ ceramics // *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87: 182905 (2005).
72. H. Takao, Y. Saito, Y. Aoki, and K. Horibuchi. Microstructural Evolution of Crystalline-Oriented $(\text{K}_{0.5}\text{Na}_{0.5})\text{NbO}_3$ Piezoelectric Ceramics with a Sintering Aid of CuO // *J. Am. Ceram. Soc.*, vol. 89, No. 6: 1951 (2006).
73. Shrout T.R., Zhang S.J. Lead-free piezoelectric ceramics: Alternatives for PZT // *J. Electr.*- 2007.- Vol. 19.- P. 113–126.
74. Panda P.K. Review: Environmental friendly lead-free piezoelectric materials // *J. Mater. Sci.*- 2009.- Vol. 44.- P. 5049–5062.
75. Rödel J., Webber K.G., Dittmer R., Jo W., Kimura M., Damjanovic D. Transferring lead-free piezoelectric ceramics into application // *J. Eur. Ceram. Soc.*- 2015.- Vol. 35.- P. 1659–1681.

76. Каталог продукции ОАО НИИ Элла: Пьезокерамические материалы и элементы [Электронный ресурс]: <http://www.elpapiezo.ru> // Официальный сайт АО НИИ Элла. URL: http://www.elpapiezo.ru/Catalogs/Catalog_of_piezoceramic.pdf (дата обращения: 12.06.2018).
77. Каталог продукции CTS Corporation: Piezoelectric PMN-PT Single Crystal Products [Электронный ресурс]: <https://www.ctscorp.com> // Официальный сайт CTS Corporation. URL: <https://www.ctscorp.com/wp-content/uploads/2016.12.15-Single-Crystal-Brochure.pdf> (дата обращения: 12.06.2018).
78. Bichurin M.I., Petrov V.M. et al. Electrodynamic Analysis of Strip Line on Magnetoelectric Substrate // *Ferroelectrics*, 2002, v. 280, p. 203-209.
79. A. S. Tatarenko, and G. Srinivasan. A strain engineered voltage tunable millimeter-wave ferrite phase shifter // *Microwave Optical Technology Letters*, vol. 53, no. 2, pp. 261-264, Feb 2011.
80. A. S. Tatarenko, G. Srinivasan, and M. I. Bichurin. Magnetoelectric microwave phase shifter // *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, no. 18, p. 3507, 2006.
81. Xi Yang. Compact, Lightweight and Power Efficient Voltage Tunable Multiferroic RF/Microwave Components // A thesis submitted for the degree of Ph.D in Electrical Engineering. Northeastern University, Boston, Massachusetts. May 2013.
82. A. A. Semenov, P. Yu. Beljavski, A. A. Nikitin, S. F. Karmanenko, B. A. Kalinikos, G. Srinivasan. A dual-tunable thin film ferrite-ferroelectric slotline resonator // *Elec. Lett.* vol. 44, p. 1406 (2008).
83. A. Ustinov, G. Srinivasan, and B. A. Kalinikos. Ferrite-ferroelectric hybrid wave phase shifters // *Appl. Phys. Lett.* vol. 90, 031913 (2007).
84. G. Srinivasan. Electric Field Tunable Microwave and MM-wave Ferrite Devices (N00014-06-01-0167) // Final report. May 1, 2006 - April 30, 2010. 18 p.
85. P. Khalili Amiri, B. Rejaei, M. Vroubel, and Y. Zhuang. Nonreciprocal spin wave spectroscopy of thin Ni-Fe stripes // *Applied Physics Letters*, vol. 91, 062502 (2007).
86. Jesse M. Szeplieniec BSc. Magnetoelectric Thin Film Laminate Composites for Voltage-Controlled Tunable Nonreciprocal RF Devices // Submitted in partial

fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science Applied Physics. University of Twente, Nov. 2012. - 98 p.

87. М.И. Бичурин, В.М. Петров, В.В. Зибцев, А.В. Филиппов, Э.В. Ливерц. Влияние изгибной деформации в феррит-пьезоэлектрической наноструктуре на микроволновый магнитоэлектрический эффект. Вестник Новгородского Государственного университета № 50, 2009. С. 52-54.

88. Теоретическое моделирование магнитоэлектрического эффекта в магнитострикционно-пьезоэлектрических наноструктурах [Текст]: монография / М. И. Бичурин, В. М. Петров; Российская акад. естествознания, Изд. дом Акад. естествознания. - Москва : Акад. естествознания, 2013. - 77 с. : ил., табл.; 21 см.; ISBN 978-5-91327-251-5.

89. V. Petrov, M. Bichurin, A. Saplev, A. Tatarenko, and V. Lobekin. Electric field induced broadening of magnetic resonance line in ferrite/piezoelectric bilayer // J. Appl. Phys. vol. 121, 224103 (2017).

90. V. M. Petrov, G. Srinivasan, and T. A. Galkina. Microwave magnetoelectric effects in bilayers of single crystal ferrite and functionally graded piezoelectric // J. Appl. Phys. 104, 113910, 2008.

91. M.I. Bichurin, R.V. Petrov, V.M. Petrov, A.F. Saplev, A.S. Tatarenko, D.V. Kovalenko, D.G. Melnichuk, Su-Chul Yang. Magnetic resonance in bilayers of ferrite and functionally graded piezoelectric // Materials Research Bulletin, vol. 96 (2017), p. 134–135.

92. Bichurin M.I., Petrov V.M. Composite magnetoelectrics: their microwave properties // Ferroelectrics, 1994, v. 162, p. 33-35.

93. Гуревич А.Г. Ферриты на сверхвысоких частотах / А. Г. Гуревич. – М.: Физматгиз, 1960. – С. 203–255.

94. Bichurin M.I., Petrov V.M. et al. Resonance Magnetoelectric Effect in Multilayer Composites // Ferroelectrics, 2002, v. 280, p. 187-197.

95. Антоненков О.В., Бичурин М.И., Филиппов Д.А. и др. Влияние электрического поля на сдвиг линии магнитного резонанса в феррит-пьезоэлектрических структурах // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В 15. С. 90–95.

96. Лаврентьева К.В., Петров В.М., Бичурин М.И. Моделирование магнитоэлектрического эффекта в структурах на основе биморфного пьезоэлектрического преобразователя [Электронный ресурс] // Современные проблемы науки и образования. – 2014. – № 6.; URL: <http://www.science-education.ru/ru/article/view?Id=16652> (дата обращения: 01.09.2018).

97. W. Q. Chen and H. J. Ding. On free vibration of functionally graded piezoelectric rectangular plate// *Acta Mech.* 2002. V. 153, p. 207–216.

98. Chen, W. Q., Wang, L. Z. and Lu, Y. Free vibrations of functionally graded piezoceramic hollow spheres with radial polarization// *Journal of Sound and Vibration*, 2002. V. 251(1), p. 103-114.

99. Беличева К.В. Магнитоэлектрический эффект в слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах с неоднородными компонентами: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.07 / Беличева К.В.; [Место защиты: Новг. гос. университет им. Ярослава Мудрого].- Великий Новгород, 2016.- 132 с.

100. Kenta Takagi, Jing-Feng Li, Shohei Yokoyama, Ryuzo Watanabe, Abdulhakim Almajid & Minoru Taya. Design and fabrication of functionally graded PZT/Pt piezoelectric bimorph actuator // *Science and Technology of Advanced Materials*. 2002. V. 3, p. 217-224.

101. Тимошенко С.П., Янг Д.Х., Уивер У. Колебания в инженерном деле: Под ред. чл.-корр. АН СССР Григолюк Э.И. — М.: Машиностроение, 1985. — 472 с.

102. Бичурин М.И., Петров В.М., Беличева К.В. Магнитоэлектрический эффект в области электромеханического резонанса в трехслойных магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах // *Вестник НовГУ, сер. Техн. науки.* – 2016. - № 4 (95). - С. 13-16.

103. А. Г. Глущенко, Е. П. Курушин, Л. И. Кошкин. Миниатюрные вентили на тонкой монокристаллической пленке Mg-Mn феррита // *Магнетизм и электроника: Сб. науч. тр. Куйбышев: КГПИ*, 1975. с. 112-120.

104. Bichurin M.I., Petrov R.V., Kiliba Yu.V. Magnetolectric microwave phase shifters. *Ferroelectrics*, 1997, vol. 204, pp. 311-318.
105. Y. K. Fetisov and G. Srinivasan. A ferrite/piezoelectric microwave phase shifter: Studies on electric field tunability, *Elec. Lett.* 41, 1066 (2005).
106. Татаренко А.С., Бичурин М.И., Филиппов А.В. Микроволновый аттенюатор на основе феррит-пьезоэлектрического композита // Матер. Всерос. НТК Актуальные проблемы радиоэлектроники и телекоммуникаций. Под ред. Мироненко И.Г. и Пиганова М.Н. – Самара: СГАУ, 2004, с. 90.
107. Tatarenko A.S., Srinivasan G., Filippov D.A. Magnetolectric microwave attenuator. *Electronics Lett.*, 2007, 43, p. 674.
108. D.V. Lavrentieva, A.S. Tatarenko, M.I. Bichurin. Nonreciprocal magnetolectric microwave attenuator [Электронный ресурс] // Article. January 2012. https://www.researchgate.net: professional network for scientists and researchers. URL: https://www.researchgate.net/publication/290777542_Nonreciprocal_magnetolectric_microwave_attenuator?ev=auth_pub (дата обращения 12.06.2018).
109. Татаренко А.С., Лаврентьева Д.В., Семенов Г.А., Семенов Д.А. СВЧ фазовращатель миллиметрового диапазона на основе магнитоэлектрической слоистой структуры $Zn_2Y/PMN-PT$ // Вестник НовГУ, сер. Техн. науки. – 2011. - № 65. - С. 36-38.
110. Патент на полезную модель № 115125 Российская Федерация, МПК H01P/32. Аттенюатор магнитоэлектрический / Бичурин М.И., Татаренко А.С., Семенов Г.А., Лаврентьева Д.В., Семенов Д.А.; патентообладатель Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого. - Оpubл. 20.04.2012.
111. Патент на полезную модель № 119940 Российская Федерация, МПК H01P/32. Вентиль сверхвысокочастотный магнитоэлектрический / Бичурин М.И., Лаврентьева Д.В., Татаренко А.С.; патентообладатель Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого. - Оpubл. 27.08.2012.
112. Лаврентьева Д.В., Татаренко А.С. Магнитоэлектрический управляемый копланарный СВЧ вентиль-аттенюатор // Вестник НовГУ, сер. Техн. науки. – 2014. - № 81. - С. 55-58.

113. Снисаренко Д.В., Татаренко А.С., Коваленко Д.В., Лобекин В.Н. Моделирование магнитоэлектрического СВЧ вентиля-аттенюатора, реализованного на щелевой линии передачи // Вестник НовГУ, сер. Техн. науки. – 2016. - № 7 (98). - С. 89-93.

114. Патент на полезную модель № 148921 Российская Федерация, МПК Н01Р/32. Компланарный вентиль-аттенюатор / Бичурин М.И., Лаврентьева Д.В., Татаренко А.С.; патентообладатель Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого. - Оpubл. 19.11.2014.

115. Бичурин М.И., Петров Р.В., Татаренко А.С. Применение магнитоэлектрических композитов для построения модулей ФАР [Электронный ресурс] // URL: <https://www.sworld.com.ua/konfer25/403.htm> (дата обращения 12.06.2018).

116. Соколинский В. Г., Шейнкман В. Г., Частотные и фазовые модуляторы и манипуляторы // М. Радио и связь, 1983. - 191 с., 21 см.

117. В. Кочемасов, Л. Белов. Аттенюаторы с электронным управлением – производители и характеристики // СВЧ-электроника №4 (00164) 2017 с. 82-95.

118. О.В. Антоненков, Д.А. Филиппов. Магнитоэлектрический СВЧ-аттенюатор, управляемый электрическим полем // Письма в ЖТФ, 2007, том 33, вып. 17, с. 77-82.

119. Гупта К., Гардж Р., Чадха Р. Машинное проектирование СВЧ устройств: Пер. с англ. – М.: Радио и связь, 1987. – 432 с.: ил.

120. T. Zhou, M. Le Berre, E. Benevent, A.-S. Dehlinger, Coplanar with or without barium ferrite thin films, Microwave and optical technology letters, Vol. 52, No. 9, 2007-2010, September 2010.

121. S. Kirouane, D. Vincent, E. Vernet, O. Zahwe, B. Payet-Gervy, A. Chaabi. Design of a New Coplanar Isolator made from YIG film operating in the X-frequency band // Eur. Phys. J. Appl. Phys. (2012) vol. 57: 10602, 4 p.

122. Kirouane, E. Verney, D. Vincent, A. Chaabi. Simulation results on a new non symmetrical coplanar isolator structure using magnetic thin film // Progress In Electromagnetics Research Letters, Vol. 8, pp. 161–170, 2009.
123. O. Zahwe, B. Sauviac, J.-J. Rousseau. Fabrication and measurement of a coplanar circulator with 65 μm YIG thin film // Progress In Electromagnetics Research Letters, Vol. 8, 35–41, 2009.
124. T. Boyajian, D. Vincent, M. Le Berre, S. Neveu. Study of a Coplanar Circulator Based on a Barium Hexaferrite Nanocomposite, PIERS ONLINE, Vol. 7, No. 3, 2011, pp. 201-205.
125. R. El-Bouslemti, F. Salah-Belkhodja, D. Vincent, R. Naoum. Conception of a Coplanar Circulator Using a Triangular Structure for Application at X-Band Frequency // Journal of Electronics and Communication Engineering, Vol. 8, Issue 1 (Sep. - Oct. 2013), pp. 31-37.
126. R. El-Bouslemti, F. Salah-Belkhodja. Passive Coplanar Circulator with the YIG Thin Films // International Journal of Electronics Communications and Electrical Engineering, Vol. 3, Issue 8 (August 2013), pp. 1-10.
127. R. El-Bouslemti, F. Salah-Belkhodja. Miniature Triangular Circulator with Coplanar Waveguide Structure // International Journal of Electronics and Electrical Engineering, Vol. 2, No. 3 (2014), pp. 183-187.