НОВГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени ЯРОСЛАВА МУДРОГО

На правах рукописи

ФИРСОВА ТАТЬЯНА ОЛЕГОВНА

ЛИНЕЙНЫЙ И НЕЛИНЕЙНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МАГНИТОСТРИКЦИОННО-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ МЕТАЛЛ – ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК, МЕТАЛЛ – ПОЛИМЕР – ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК

Специальность: 01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук,
профессор Филиппов Д. А.

Великий Новгород – 2016

Содержание

Введение	…….....	4
Глава 1	**Магнитоэлектрический эффект и магнитоэлектрические материалы (обзор)……**	14
1.1	Магнитоэлектрический эффект, описание, характеристики….	14
1.2	Магнитоэлектрический эффект в монокристаллах……	16
1.3	Магнитоэлектрический эффект в композиционных материалах……..	19
1.3.1	Магнитоэлектрические композиционные материалы……	19
1.3.2	Теоретическое описание магнитоэлектрического эффекта в композитах…….	22
1.3.3	Нелинейный магнитоэлектрический эффект в магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах……..	24
1.4	Выводы по главе 1. Постановка задачи исследований …….....	26
Глава 2	**Теория магнитоэлектрического эффекта в слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах.....**	29
2.1	Модель двухслойной структуры. Основные уравнения и граничные условия……	29
2.2	Магнитоэлектрический эффект в двухслойном образце в форме прямоугольной пластинки. Поперечные моды…..…….	34
2.3	Магнитоэлектрический эффект в двухслойном образце дискообразной формы……...	43
2.4	Поперечный магнитоэлектрический эффект……..	51
2.5	Магнитоэлектрический эффект в симметричной трехслойной структуре…….	53
2.6	Выводы по главе 2…….	55

Глава 3 Экспериментальное исследование эффекта……... 56
3.1 Технология изготовление структур……. 56
3.1.1 Технология изготовления структур металл – пьезоэлектрик и металл – пьезоэлектрик – металл……. 57
3.1.2 Технология изготовления структур металл – полимер – пьезоэлектрик методом склеивания……. 68
3.2 Описание экспериментальной установки и методики измерения…… 71
3.3 Результаты измерений. Сравнение теории и эксперимента….. 75
3.3.1 Магнитоэлектрический эффект в структуре никель – арсенид галлия – никель……...… 76
3.3.2 Магнитоэлектрический эффект в дискообразной структуре никель – полимер – цирконаттитанат свинца – полимер – никель…….. 79
3.3.3 Магнитоэлектрический эффект в структуре пермендюр – полимер – цирконат-титанат свинца в форме прямоугольной пластинки…… 82
3.4 Выводы по главе 3……. 84
Глава 4 Устройства на основе нелинейного магнитоэлектрического эффекта…….…… 86
4.1 Дифференциальный датчик магнитного поля……..… 87
4.2 Магнитоэлектрический удвоитель частоты…… 91
4.3 Выводы по главе 4……. 92
Заключение……..…… 94
Основные публикации по теме диссертации…….…… 96
Список использованных источников…….…… 101

Введение

Актуальность диссертационной работы.

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект, теоретически предсказанный Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшицем и И.Е. Дзялошинским и впервые экспериментально обнаруженный Д.Н. Астровым и G.T. Rado более полувека назад, до сих пор привлекает к себе пристальное внимание. С физической точки зрения МЭ эффект уникален тем, что связывает между собой величины, имеющие разные тензорные размерности: поляризацию (полярный вектор) с напряженностью магнитного поля (аксиальный вектор) и, наоборот, намагниченность (аксиальный вектор) с напряженностью электрического поля (полярный вектор). Магнитоэлектрический эффект заключается в изменении поляризации вещества при помещении его в магнитное поле (прямой МЭ эффект), или изменении намагниченности вещества при помещении его в электрическое поле (инверсный или обратный МЭ эффект). С технической точки зрения это позволяет управлять магнитными свойствами вещества под действием электрического поля, и, наоборот, электрическими характеристиками вещества под действием магнитного поля.

Несмотря на многочисленные исследования, выполненные на монокристаллах, широкого применения на практике МЭ эффект не нашел. С одной стороны, это объясняется малостью величины эффекта, с другой стороны тем, что в большинстве материалов МЭ эффект наблюдается при температурах значительно ниже комнатной. Так, например, в монокристалле $TbPO_4$ наблюдается гигантский МЭ эффект, величина которого на два порядка выше эффекта в оксиде хрома, однако этот эффект наблюдается лишь при температуре ниже *2 К*.

Новый всплеск исследований МЭ эффекта можно связать с синтезом van denBoomgard с сотрудниками в 1974 году эвтектической композиции *Fe-Co-Ti-Ba-O* – первого композиционного магнитоэлектрического материала. Направленная кристаллизация позволила получить чередующиеся слои магнитной шпинели и пьезоэлектрического перовскита. Измерения МЭ

коэффициента по напряжению для лучших образцов дали значение на два порядка превышающее ее значение в монокристалле оксида хрома, причем эффект наблюдается при комнатной температуре. Дальнейшее развитие керамической технологии позволило создавать объемные (bulk) композиты, многослойные (multilayer), структуры с нановключениями и т.д. Все это послужило тому, что твердотельные приборы на основе магнитоэлектрического эффекта в настоящее время находят все большее применение в качестве датчиков магнитного поля с чувствительностью, превосходящей чувствительность датчиков Холла, в устройствах магнитной памяти, спиновой электроники и т.д.

К настоящему времени линейный МЭ эффект достаточно хорошо изучен в магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах различного состава и разной геометрии. Вместе с тем до сих пор остаются нерешенными вопросы получения таких структур с хорошей адгезией между слоями.

Механизмом возникновения МЭ эффекта в композиционных мультиферроиках является упругое взаимодействие между магнитострикционной и пьезоэлектрической фазами структуры.

Поскольку пьезоэлектричество является линейной функцией по напряженности электрического поля, а магнитострикция – нелинейной по намагниченности, то в общем случае возникают как линейные, так и нелинейные МЭ эффекты. Если линейный эффект изучен достаточно подробно, то нелинейный МЭ эффект изучен крайне недостаточно. Отсутствуют детальные теоретические и экспериментальные данные о нелинейном МЭ эффекте в композиционных мультиферроиках. В области слабых магнитных полей величина нелинейного МЭ эффекта может быть соизмерима или быть даже больше линейного эффекта. Этот факт следует учитывать при разработке приборов функциональной электроники. Кроме того, в результате суперпозиции сигналов от линейного и нелинейного МЭ отклика системы возникают новые, неизученные ранее эффекты. Необходимость решения данных задач и обуславливает актуальность данной работы.

Целью диссертационного исследования являлось выявление физических закономерностей магнитоэлектрического отклика системы в области слабых магнитных полей путем теоретического и экспериментального исследования эффекта в магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах металл – пьезоэлектрик, металл – полимер – пьезоэлектрик.

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

1 Разработать модель и методику расчета линейного и нелинейного МЭ эффекта в слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах с учетом конечной толщины слоев.

2 Разработать технологию изготовления композиционных слоистых структур с высокой степенью межслоевой адгезии, оптимальными толщинами и минимальной величиной механических напряжений, возникающих вследствие несоразмерности фаз.

3 Экспериментально исследовать характеристики нелинейных МЭ эффектов в различных композиционных структурах.

4 Исследовать эффекты, возникающие в результате суперпозиции сигналов от линейного и нелинейного МЭ эффектов.

5 Разработать принципиальные конструкции твердотельных устройств на основе нелинейного МЭ эффекта.

Объекты исследования

В качестве объектов исследования были выбраны образцы из слоистых композиционных материалов состава цирконат-титанат свинца – никель, цирконат-титанат свинца – пермендюр и полуизолирующий арсенид галлия – никель, полученные методами вакуумного напыления, гальванического осаждения и склеивания.

Методологическая и теоретическая основа исследования

При проведении исследований были использованы общепринятые методы теоретической физики и физики конденсированного состояния. В частности, при теоретическом исследовании МЭ эффекта использован метод, основанный на совместном решении уравнений эластодинамики и электростатики отдельно для магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз с учетом условий на границах раздела между средами.

При расчетах численных значений параметров был использован математический пакет Maple 17.

При экспериментальных исследованиях был использован метод, основанный на регистрации электрического напряжения на образце, при помещении его в переменное магнитное поле при наличии и отсутствии поля подмагничивания.

Информационная база исследования

В числе информационных источников диссертации использованы:
а) научные источники в виде данных и сведений из книг, журнальных статей, научных докладов и отчетов, материалов научных конференций, семинаров;
б) результаты собственных расчетов и проведенных экспериментов.

Технологическая база исследования

При изготовлении слоистых структур использовалась планарная технология – совокупность технологических операций, используемых при изготовлении планарных (плоских, поверхностных) полупроводниковых приборов и интегральных микросхем. Основными видами технологических операций являются: химические обработки, магнетронное и электронно-лучевое напыление, химическое и гальваническое осаждение, склеивание, резка на структуры. Всем видам операций присуща высокая степень класса чистоты процесса.

Научная новизна работы

1 Впервые представлено подробное теоретическое описание нелинейного МЭ эффекта в магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах в виде пластинки и диска с учетом конечной толщины слоев.

2 Разработана технология изготовления слоистых МЭ структур методом гальванического осаждения с использованием подслоев для улучшения адгезии, полученных методом напыления.

3 Впервые экспериментально обнаружен и исследован нелинейный эффект в структуре арсенид галлия – никель.

4 Впервые экспериментально исследованы эффекты, возникающие в результате суперпозиции сигналов от линейного и нелинейного эффектов.

5 Предложен принципиально новый способ измерения постоянного магнитного поля, основанный на использовании нелинейного МЭ эффекта.

Практическая значимость работы

1 Предложенная теоретическая модель позволяет рассчитать характеристики нелинейного МЭ эффекта, необходимые для разработчиков устройств твердотельной электроники. Методика расчета этих характеристик реализована в Программе для ЭВМ (Свид. о гос. регистрации № 2016611132 от 15.02.2016).

2 Разработан новый способ измерения постоянного магнитного поля на основе нелинейного МЭ эффекта (Патент на изобретение № 2522128 от 15.05.2014).

3 Предложены конструкции принципиально новых устройств твердотельной электроники на основе нелинейного МЭ эффекта: «Дифференциальный датчик магнитного поля» (Патент на изобретение № 2526593 от 26 июля 2014), «Разностный датчик постоянного магнитного поля» (Патент на полезную модель №138798 от 26.02.2014), «Магнитоэлектрический удвоитель частоты» (Заявка на изобретение № 2015154127 от 16.12. 2015).

Достоверность результатов и выводов диссертационной работы основана на использовании основных законов теоретической физики и физики конденсированного состояния, корректному использованию допущений, строгой логичностью математических выводов, использованием современных методов экспериментальных исследований и совпадением полученных результатов с данными более поздних исследований других авторов.

Личный вклад автора. Автором лично были изготовлены опытные образцы структур, полученные методом химического и гальванического осаждения и методом склеивания. Постановка задач и анализ полученных результатов осуществлялся совместно с руководителем. Теоретические расчеты выполнены непосредственно автором работы под руководством научного руководителя. Непосредственное экспериментальное измерение характеристик нелинейных МЭ эффектов на структурах проведено совместно с В.М. Лалетиным, Н.Н. Поддубной в Институте технической акустики Национальной академии наук Беларуси, а также частично лично автором в лаборатории «Датчики физических величин» Политехнического института НовГУ. Автор диссертационной работы непосредственно участвовал в подготовке материалов к публикации и лично представлял результаты исследований на конференциях.

Основные научные положения, выносимые на защиту

1 Нелинейная зависимость магнитострикции от магнитного поля приводит к возникновению нелинейного МЭ эффекта, который наблюдается и при отсутствии поля подмагничивания.

2 В слабых магнитных полях величина нелинейного МЭ эффекта пропорциональна квадрату магнитного поля, в результате чего резонансное возбуждение эффекта происходит на частоте магнитного поля, в два раза меньшей частоты основного электромеханического резонанса.

3 Использование подслоев ванадий-медь и золото-германий-никель при изготовлении структур, полученных электролитическим осаждением

никеля на подложку из цирконата-титаната свинца и арсенида галлия, позволяет получить структуры с хорошей адгезией между слоями.

4 В низкочастотной области спектра, вследствие суперпозиции сигналов от линейного и нелинейного эффектов на временной зависимости сигнала возникает разность между амплитудами двух соседних максимумов, величина которой пропорциональна напряженности постоянного магнитного поля.

Апробация работы

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

- Российская молодежная конференция по физике и астрономии, Санкт-Петербург, Октябрь, 2010 г.
- IEEE 2nd RUSSIA SCHOOL AND SEMINAR MNST'2010, Novosibirsk, December, 2010 г.
- Российская молодежная конференция по физике и астрономии, Санкт-Петербург, Октябрь, 2011 г.
- Российская молодежная конференция по физике и астрономии, Санкт-Петербург, Октябрь, 2012 г.
- Научно-практическая конференция с международным участием. XLI Неделя науки СПбГПУ, Санкт-Петербург, Декабрь, 2012 г.
- XIV Международная конференция «Электромеханика, Электротехнологии, Электротехнические материалы», Крым Алушта, Сентябрь, 2012 г.
- 50-ая Международная научная студенческая конференция «Студент и научно-технический прогресс», Новосибирск, Апрель, 2012 г.
- Международная молодежная научная конференция «XXXIX Гагаринские чтения», Москва, Апрель, 2013 г.

- 17-й Международный молодежного форума «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке», Харьков, Апрель, 2013 г.
- International Conference “Functional Materials”, Crimea, Yalta, Haspra, October, 2013 г.
- Российская молодежная конференция по физике и астрономии, Санкт-Петербург, Октябрь, 2013 г.
- Научно-практическая конференция с международным участием: Неделя науки СПбГПУ, Санкт-Петербург, Декабрь, 2014 г.
- Российская молодежная конференция по физике и астрономии, Санкт-Петербург, Октябрь, 2014 г.
- Международный междисциплинарный симпозиум «Среды с магнитным и структурным упорядочением» «Multiferroics-5» п. Южный, Сентябрь, 2015 г.
- Российская молодежная конференция по физике и астрономии, Санкт-Петербург, Октябрь, 2015 г.

Результаты выполненных исследований опубликованы в 9 статьях, входящих в перечень ВАК, в 3 статьях других изданиях, защищены 2 патентами на изобретение и 1 патентом на полезную модель. Получено свидетельство на регистрацию программы для ЭВМ, а также опубликовано 14 тезисов докладов в материалах Международных и Всероссийских научных конференций. Перечень основных публикаций приведен в конце диссертации.

Внедрение результатов работы

Теоретические и экспериментальные результаты, полученные в диссертации, являются частью НИР, выполненных в НИЦ НовГУ:

- т. 360/ НИЦ – г/б «Кросс-эффекты в структурах нанотолщинная пленка-подложка», выполненной по заданию Минобрнауки России на проведение научных исследований по тематическому плану, 2010-2011 гг.

- т. 382/НИЦ – г/б «Перекрестные эффекты в наноструктурах на основе ферритов и пьезоэлектриков» проект в рамках аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы», 2009-2011 гг.
- т. 448/ТМ-С «Исследование феррит-пьезоэлектрических композитов и никелид-титановых сплавов с целью создания принципиально новых, энергоэффективных устройств электроники и механики» проект в рамках государственного задания Минобрнауки РФ, 2012-2014 гг.
- т. 515/ТМ-С «Исследование функциональных материалов на основе феррит-пьезоэлектрических композитов и никелид-титановых сплавов с целью создания принципиально новых устройств электроники и механики» проект в рамках государственного задания Минобрнауки РФ, 2014 г.
- т. 586/ ТМ-С «Выполнение комплекса работ по усовершенствованию технологии получения композиционных магнитострикционно-пьезоэлектрических материалов и исследованию их физических свойств», проекта № 11.177/2014К выполняемого в рамках проектной части государственного задания, 2014-2016 гг.
- гранта РФФИ № 14-42-06007 р_север_а «Линейный и нелинейный магнитоэлектрический эффект в слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах», 2014 г.
- гранта РФФИ №15-42-06004 р_север_р «Разработка технологических процессов изготовления композиционных мультиферроиков и исследование их физических свойств», 2015 г.

Исследования по теме диссертационной работы неоднократно поддержаны грантами для аспирантов и молодых ученых:

- по результатам конкурса на выполнение научно-исследовательских работ студентами и аспирантами ВУЗов Новгородской области «Перспектива 2010», 2010 г.

- по результатам конкурса Администрации Новгородской области «Молодой исследователь», 2010 г.
- по результатам конкурса Администрации Новгородской области «Молодой исследователь», 2012 г.
- по результатам конкурса Администрации Новгородской области «Молодой исследователь», 2013 г.
- по результатам Одиннадцатого конкурса грантов молодых ученых НовГУ, 2013 г. Тема НИР: «Нелинейный магнитоэлетрический эффект в композитных магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах».
- 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: «Дифференциальный датчик постоянного магнитного поля.
- по результатам Тринадцатого конкурса грантов молодых ученых НовГУ, 2015 г. Тема НИР: «Линейный и нелинейный магнитоэлектрический эффект в композитных мультиферроиках».

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и списка используемых источников. Общий объем диссертации составляет 112 страниц машинописного текста, включающего 35 рисунков, 5 таблиц, 107 формул. Список цитированной литературы содержит 105 наименований.

Диссертационная работа выполнена в Новгородском государственном университете имени Ярослава Мудрого на кафедре «Физика твердого тела и микроэлектроника».

ГЛАВА 1 Магнитоэлектрический эффект и магнитоэлектрические материалы (обзор)

1.1 Магнитоэлектрический эффект, описание, характеристики

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект, теоретически предсказанный [1,2] и экспериментально обнаруженный [3,4] более полувека назад, в последнее время все больше интересует ученых, о чем говорит рост числа публикаций на эту тему [5]. Уникальность этого эффекта заключается в том, что он связывает между собой величины, имеющие разные тензорные размерности: поляризацию (полярный вектор) с напряженностью магнитного поля (аксиальный вектор) и, наоборот, намагниченность (аксиальный вектор) с напряженностью электрического поля (полярный вектор). Магнитоэлектрический эффект заключается в изменении поляризации вещества при помещении его в магнитное поле (прямой МЭ эффект), или изменении намагниченности вещества при помещении его в электрическое поле (инверсный или обратный МЭ эффект). При помещении образца из МЭ материала в электрическое и магнитное поля имеют место следующие соотношения:

$$P_i = \chi_{ij}^{E} E_j + \chi_{ij}^{EM} H_j, \quad (1.1)$$

$$M_i = \chi_{ij}^{ME} E_j + \chi_{ij}^{M} H_j, \quad (1.2)$$

где P_i – электрическая поляризация, M_i – намагниченность, E_j и H_j – напряженности электрического и магнитного полей, χ_{ij}^{E}, χ_{ij}^{M}, χ_{ij}^{EM} и χ_{ij}^{ME} – электрическая, магнитная и МЭ восприимчивости соответственно. Для тензоров МЭ восприимчивостей имеют место соотношения симметрии [6]:

$$\chi_{ij}^{ME} = \chi_{ji}^{EM}. \quad (1.3)$$

Наряду с магнитоэлектрической восприимчивостью χ_{ij}^{EM} для характеристики прямого МЭ эффекта используют МЭ коэффициент по напряжению α_E. Его определяют следующим образом: на практике измеряют напряжение, возникающее на образце из МЭ материала при наложении на него

переменного магнитного поля, и определяют среднюю напряженность электрического поля

$$< E >= U / d, \qquad (1.4)$$

где U – электрическое напряжение, возникающее между обкладками, d – расстояние между обкладками, которое, как правило, равно толщине образца.

Магнитоэлектрический коэффициент по напряжению определяют как отношение возникающей напряженности электрического поля $< E >$ к напряженности магнитного поля, его вызвавшей, т.е.

$$\alpha_E =< E > / < H >, \qquad (1.5)$$

Единицей измерения МЭ коэффициента по напряжению в СИ является $[\alpha_E] = B / A$, но на практике гораздо более удобной единицей измерения является внесистемная единица $[\alpha_E] = B / см \cdot Э$. Очевидно, что эти единицы измерения связаны соотношением $1B / A = 0{,}8B / см\ Э$. Несложно показать, что МЭ коэффициент по напряжению связан с МЭ восприимчивостью соотношением:

$$\alpha_E = -\chi^{ME} / \varepsilon, \qquad (1.6)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость.

Для характеристики инверсного или обратного МЭ эффекта используют коэффициент инверсного МЭ преобразования α_B, который определяют как отношение средней индукции магнитного поля, возникающей в образце при подачи на его обкладки напряжения, создающего электрическое поле, средняя напряженность которого равна $< E >$, т.е.

$$\alpha_B =< B > / < E >, \qquad (1.7)$$

Единицей измерения коэффициента инверсного МЭ преобразования является величина $[\alpha_B] = Тл / (В/м)$.

Для характеристики нелинейного МЭ эффекта также можно было бы использовать нелинейный МЭ коэффициент по напряжению, который можно определить следующим соотношением:

$$\alpha_E^{NL} = < E > / < H^2 >, \qquad (1.8)$$

Но использовать в качестве характеристик прямого линейного и нелинейного МЭ эффекта одновременно величины, определяемые соотношениями (1.5) и (1.8) весьма неудобно, поскольку коэффициенты α_E и α_E^{NL} имеют разные размерности, и сравнивать их между собой просто нельзя. Поэтому, для характеристики одновременно линейного и нелинейного МЭ эффектов используют величину электрического напряжения, индуцируемого на обкладках образца, линейного по переменному магнитному полю U_1 и нелинейного (квадратичного) по магнитному полю U_2. По их абсолютной величине можно эти эффекты сравнивать между собой.

1.2 Магнитоэлектрический эффект в монокристаллах

Возможность существования МЭ эффекта в монокристаллах впервые была предсказана Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшицем в работе [1]. Исходя из соображений симметрии, они показали, что если монокристаллы обладают сочетанием определенных элементов симметрии, то в них возможны такие эффекты, как пьезомагнетизм (линейная магнитострикция) и магнитоэлектрический эффект. Дзялошинский И.Е. показал, что кристалл $FeCO_3$ обладает симметрией, которая допускает пьезомагнетизм [2], а антиферромагнетик Cr_2O_3 (оксид хрома) обладает симметрией, допускающей существование линейного МЭ эффекта [3]. Впервые существование линейного МЭ эффекта экспериментально подтвердили Астров [4] и Folen, Rado, Stalder [5]. К настоящему времени известно довольно большое количество монокристаллов, в которых МЭ эффект наблюдался экспериментально [6-10]. Существование МЭ эффекта в монокристаллах тесно связано с их симметрией. В работе [11] на основе теоретико-группового подхода перечислены необходимые элементы симметрии, которыми должен обладать кристалл, чтобы в нем наблюдался МЭ эффект. В то же время существование МЭ

эффекта в монокристаллах запрещает существование в них других эффектов, например, таких как пьезомагнетизм [11].

В таких монокристаллах как борат железа и железо-иттриевый гранат существует нелинейный МЭ эффект, в которых изменение величины намагниченности пропорционально квадрату приложенного электрического поля [12-14]. Следует отметить принципиальное отличие нелинейных МЭ эффектов от нелинейных эффектов, возникающих при распространении света [15]. В оптике нелинейные эффекты возникают при больших интенсивностях света и существуют одновременно с линейным откликом. Нелинейные МЭ эффекты отличаются тем, что они существуют в кристаллах, где линейный МЭ эффект не существует.

Наряду с возникновением изменения намагниченности кристалла под действием электрического поля и изменением поляризации под действием магнитного поля в магнитоэлектрических кристаллах наблюдается еще целый ряд специфических эффектов. В СВЧ области спектра вследствие МЭ эффекта происходит сдвиг линии магнитного резонанса под действием электрического поля. Впервые влияние электрического поля на спектр спиновых волн и резонансную частоту ромбоэдрических антиферромагнетиков рассмотрел Шавров в работах [16,17]. Используя феноменологическую теорию, он для частот магнитного резонанса при нулевом внешнем магнитном поле, получил следующее выражение

$$\omega_{1,2} = \gamma(H_{EA}+H_{ME}), \qquad (1.9)$$

где $H_{EA} = (H_E + H_A)^{1/2}, H_E$ и H_A – поля обмена и анизотропии соответственно, $H_{ME} = \alpha E$ – поле, возникающее вследствие МЭ взаимодействия, α – константа магнитоэлектрического взаимодействия. Подставляя в (1.9) значения для оксида хрома $H_{EA} \approx 60$ *кЭ* и $\alpha = 10^{-4}$ он пришел к выводу, что заметное влияние на резонансную частоту будут оказывать поля величиной порядка $E \sim 10^8$ *В/см.*

Впервые экспериментально сдвиг линии магнитного резонанса в электрическом поле был измерен в [18]. В этой работе был одновременно предложен механизм возникновения эффекта, который заключался в изменении константы магнитной анизотропии вследствие изменения спин-орбитального взаимодействия во внешнем электрическом поле.

К особому типу МЭ материалов относятся сегнетомагнетики или мультиферроики. К ним относятся вещества, у которых, согласно терминологии, введенной H. Schmid [19], два из трех типов упорядочивания: 1) ферромагнитное или антиферромагнитное; 2) сегнетоэлектрическое; 3) сегнетоэластичное. Первый сегнетомагнетик был синтезирован Смоленским в 1961 г. [20], фактически одновременно с открытием МЭ эффекта.Взаимодействие между магнитной и сегнетоэлектрической подсистемами приводит к тому, что в мультиферроиках наблюдается еще целый ряд эффектов, таких как переключение намагниченности электрическим полем [21,22] и, наоборот, переключение магнитным полем электрической поляризации образца [23,24], магнитоиндуцированная поляризация [25] и т.д.

Важной особенностью монокристаллических МЭ материалов является то, что МЭ эффект наблюдается в них только в магнитоупорядоченном состоянии. Это, как правило, температуры значительно ниже комнатной. Кроме того, монокристаллические материалы характеризуются малыми значениями МЭ коэффициентов, величина которых недостаточна для практического использования этих материалов. Даже в материалах с «гигантским» МЭ эффектом, таких как $TbPO_4$ [26] и Ho_2BaNiO_5 [27] величина МЭ эффекта на два порядка больше, чем в оксиде хрома, однако наблюдается этот при температурах ниже *2 K*.

В последнее время внимание исследователей привлекают редкоземельные оксибораты с общей формулой $RM_3(BO_3)_4$, где R – редкоземельный элемент или Y, M – металлы Al, Ga, Fe, Sc, Cr, благодаря наличию в них магнитоэлектрического эффекта, а также ряда других

интересных явлений, таких как магнитодиэлектрический эффект и метамагнитные переходы [28,29].

Малость величины МЭ эффекта в монокристаллах объясняется тем, что микроскопическим механизмом возникновения МЭ эффекта является, как правило, совместное действие спин-орбитального взаимодействия и взаимодействия электрона с нечетной частью потенциала внутрикристаллического поля и внешнего электрического поля [30,31]. Поскольку спин-орбитальное взаимодействие является релятивистским, это и приводит к малости МЭ эффекта в монокристаллах.

Малость величины эффекта и низкие температуры привели к тому, что несмотря на целый ряд исследований, устройства, изготовленные на основе магнитоэлектрических монокристаллов, не нашли широкого технического применения.

В значительной степени от указанных недостатков свободны композиционные магнитострикционно-пьезоэлектрические материалы.

1.3 Магнитоэлектрический эффект в композиционных магнитострикционно-пьезоэлектрических материалах

1.3.1 Магнитоэлектрические композиционные материалы

Существенный прогресс в области МЭ материалов появился после того, как van den Boomgard с сотрудниками удалось синтезировать первый композиционный МЭ материал *Fe-Co-Ti-Ba-O* [32,33]. Направленная кристаллизация позволила получить чередующиеся слои магнитной шпинели и пьезоэлектрического перовскита. Измерения МЭ коэффициента по напряжению для лучших образцов дали значение на два порядка превышающее его значение в монокристалле Cr_2O_3. Это дало толчок для создания новых композиционных МЭ материалов. В настоящее время создано довольно большое разнообразие композиционных материалов, в которых МЭ эффект наблюдается при комнатных температурах и его величина достаточна для практического применения [34,35].

Композиционные МЭ материалы представляют структуры, состоящие из механически связанных между собой магнитострикционной и пьезоэлектрической подсистем. В качестве магнитострикционной фазы выбирают материалы с большим коэффициентом магнитострикции. Это могут быть либо ферромагнетики (никель, пермендюр и т.д.), либо ферриты, представляющие, как правило, окислы переходных металлов. В качестве пьезоэлектрической фазы могут выступать либо пьезоэлектрические керамики, либо монокристаллы, такие как титанат бария, кварц, арсенид галлия и т.д. Одним из важных преимуществ этих материалов по сравнению с однофазными материалами является то, что свойства композитов можно в значительной степени изменять, варьируя их состав.

В композиционных магнитострикционно-пьезоэлектрических материалах МЭ эффект является вторичным, приобретенным свойством материала, или, согласно терминологии Van Suchtelen [36,37], «product properties». В композитах МЭ эффект отсутствует, по отдельности, и в магнитострикционной, и в пьезоэлектрической фазах. Его возникновение связано с механическим взаимодействием между подсистемами. В магнитном поле вследствие магнитострикции в магнитной компоненте возникают механические напряжения, которые передаются в пьезоэлектрическую фазу и вследствие обратного пьезоэффекта приводят к возникновению электрического поля. Очевидно, существует и обратный эффект. Внешнее электрическое поле вызывает деформацию пьезоэлектрической компоненты, приводящую, благодаря механическому взаимодействию, к возникновению механических напряжений в магнитострикционной компоненте, в результате чего происходит изменение намагниченности. Вследствие того, что МЭ эффект в композиционных мультиферроиках непосредственно связан с распространением механических колебаний в структуре, то на его частотной зависимости наблюдается пиковое увеличение МЭ коэффициента, обусловленное электромеханическим резонансом. Впервые такое увеличение

эффекта было теоретически описано и экспериментально исследовано в работах [38-40].

Композиционные материалы можно разделить на группы: объемные (bulk) композиты и слоистые (multilayer) структуры.

Объемные композиционные материалы изготавливаются по керамической технологии и представляют собой смесь феррита и пьезоэлектрика [41-46].

Слоистые магнитострикционно-пьезоэлектрические композиты представляют собой структуры, состоящие из чередующихся между собой магнитострикционных и пьезоэлектрических слоев, причем слои могут располагаться как параллельно [47-50], так и последовательно [51]. Структуры могут быть как в виде пластинок [47-51], так и в виде дисков или колец с радиальной поляризацией, либо цилиндров [52-54].

Как объемные, так и слоистые композиты имеют свои преимущества и недостатки. Объемные композиционные материалы, полученные спеканием смесей порошков феррита и пьезоэлектрика, просты в изготовлении и обладают хорошими механическими свойствами, хотя, в зависимости от технологии изготовления, имеют меньшие значения МЭ параметров. В ряде случаев удается изготовить объемные МЭ композиты, характеристики которых превосходят характеристики многослойных МЭ структур.

Достоинством слоистых структур является высокая степень поляризации пьезоэлектрической фазы, малые токи утечки, поскольку магнитострикционная фаза с более высокой проводимостью изолируется пьезоэлектрической фазой с высоким удельным сопротивлением. При этом в качестве магнитострикционной фазы можно использовать металлы с большим коэффициентом магнитострикции. Однако большим недостатком слоистых структур является плохая механическая прочность, расслоение образцов по границам фаз, низкая добротность. Большинство полученных слоистых структур представляют собой модельные образцы, изготовленные с помощью клея, обеспечивающего механический контакт между пластинами.

В последнее время интенсивно стал изучаться МЭ эффект в композиционных градиентных материалах [55-57]. Градиент свойств материала может быть вызван либо неоднородным внедрением примесей, либо применением материалов с разными физическими свойствами. В таких структурах МЭ эффект наблюдается и при отсутствии поля подмагничивания. Однако возникают технологические трудности при изготовлении таких структур с хорошо повторяющимися свойствами.

1.3.2 Теоретическое описание МЭ эффекта в композиционных материалах

При исследовании явлений, происходящих в композиционных материалах, в настоящее время наибольшее распространение получили два метода – это метод «эффективных» параметров и метод, основанный на совместном решении уравнений эластодинамики и электростатики отдельно для магнитострикционной и пьезоэлектрической подсистем с учетом условий на границе раздела между слоями. Метод эффективных параметров, впервые был предложен в работах Harshe с соавторами [58,59] и получил дальнейшее развитие в работах [60-66]. Этот метод применим тогда, когда в образце исследуемого материала можно выделить произвольный объем, малый по сравнению с размерами образца, но в то же время достаточно большой, чтобы в нем содержалось достаточно большое количество структурных единиц (зерен для объемных или bulk композитов или число слоев для многослойных или multilayer композитов). С макроскопической точки зрения такой композиционный материал можно считать однородной средой, значения физических параметров которой можно считать равными средним значениям параметров в выделенном объеме. Для получения эффективных материальных параметров композита использовался метод усреднения. На первом этапе композит рассматривался как структура, состоящая из механически взаимодействующих на границе пьезоэлектрической и магнитострикционной фаз. Для поляризованной пьезоэлектрической фазы записывались уравнения

для тензора деформаций и компонент вектора электрической индукции. На втором этапе двухслойная структура рассматривалась как гомогенная среда. Совместное решение уравнений с учетом граничных условий позволяет найти эффективные параметры композита. Рассчитанные с помощью метода эффективных параметров магнитоэлектрические характеристики композита, их зависимости от состава композита хорошо согласуются с экспериментальными данными. К недостаткам этого метода следует отнести саму трудность определения эффективных параметров, связанную с согласованием граничных условий. Этот метод хорошо применим для композитов, модель которых можно представить в виде двухслойной структуры. Применение этого метода для объемных композитов, т.е. структур со связностью 3-0 или 0-3 вызывает необходимость представлять зерна композита либо в виде кубиков, либо в виде сфер, что является значительным модельным упрощением.

Для нахождения эффективных параметров можно использовать также методику, разработанную в работах [67,68] для смесей. Однако данная методика хорошо применима для сильно разбавленных смесей, когда относительная концентрация одной компоненты значительно больше другой.

В другом предельном случае, когда длина волны механических колебаний соизмерима с характерными размерами композиционного материала, метод эффективных параметров использовать нельзя и процессы, происходящие в магнитострикционной и пьезоэлектрической фазах надо рассматривать отдельно, с учетом граничных условий. Впервые такая теория для описания МЭ эффекта была предложена в работах [69-73]. Однако в предложенных теориях имеются определенные неточности. В работах [69-71] наличие границы раздела между фазами осуществлялось путем введения коэффициента связи, который определялся эмпирически. В работе [72] связь считалась идеальной, и предполагалось, что смещения магнетика и пьезоэлектрика одинаковы. Как будет показано ниже, это предположение имеет место в случае тонких слоев, когда можно пренебречь изменением смещений по толщине образца. В работе [73] представлена теория МЭ эффекта, где явно

учитывалась граница раздела. В данной работе рассмотрен только линейный МЭ эффект для образца в форме тонкой пластинки. В данной работе получено дисперсионное соотношение в общем виде и не найдено его приближенное решение. Кроме того, на практике часто применяются структуры в форме диска. Дискообразная геометрия структуры имеет ряд особенностей по сравнению с пластинкой, поэтому полученные в работе [73] формулы для частотной зависимости МЭ эффекта, для структуры в форме диска непосредственно неприменимы.

В последнее время для проведения численных расчетов во многих областях науки и техники получил применение метод конечных элементов. Он позволяет на основе вариационного принципа произвести расчет свойств материалов. В работе [74] этот метод был удачно применен для расчета магнитоэлектрических характеристик мультиферроиков. Авторы работы получили зависимости МЭ коэффициента по напряжению как функции частоты, магнитного поля и состава для модели объемного композиционного материала представляющего из себя пьезоэлектрическую матрицу с расположенным в ней случайным образом включениями магнитострикционного материала.

1.3.3 Нелинейный МЭ эффект в композитах

Линейный МЭ эффект в композиционных материалах изучен достаточно подробно, в то время как нелинейный МЭ эффект изучен крайне недостаточно. Вместе с тем он представляет непосредственный интерес вследствие того, что если линейный эффект наблюдается при наличии поля подмагничивания, то нелинейный МЭ эффект наблюдается и при отсутствии поля подмагничивания. Поскольку механизмом возникновения МЭ эффекта в композиционных материалах является «произведение магнитострикции на пьезоэлектричество», то, вследствие нелинейности магнитострикции от магнитного поля, наряду с линейным эффектом, наблюдается и нелинейный МЭ эффект. Впервые экспериментальное исследование нелинейного МЭ эффекта в композитах и

теоретическая интерпретация полученных результатов было выполнено, практически одновременно с нами, группой сотрудников под руководством Фетисова Ю.К. [75]. В данной работе экспериментально исследован нелинейный МЭ эффект в структурах Metglas – PZT, Permendur – PZT, Ni – PZT. Показано, что вследствие нелинейности магнитострикции наблюдается нелинейный МЭ эффект, пропорциональный квадрату напряженности переменного магнитного поля. В случае, если переменный сигнал представляет суперпозицию двух гармонических сигналов с разными частотами, то, вследствие смешения сигналов, наблюдается отклик на частоте, равной сумме и разности частот двух сигналов. На основе этого предложены конструкции датчиков магнитного поля, принцип действия которых основан на нелинейном МЭ эффекте [76-78]. Изготовлены и экспериментально исследованы датчики магнитного поля на основе Ni-PZT и LGT-PZT. Датчик, на основе структуры Ni-PZT, имел чувствительность *1 В/Э.* Широкополосный датчик, использующий нелинейный МЭ эффект смешения магнитных полей в структуре LGT-Metglas, имел чувствительность *0.2 В/Э* в полосе частот *1 – 70 кГц.* Нелинейность магнитострикции приводит также к возникновению как второй, так и третьей гармоник. В работе [79] экспериментально исследован нелинейный МЭ эффект в структуре LGT – Metglass. В этой работе показано, что амплитуда третьей гармоники зависит от постоянного и переменного магнитного поля. В слабых полях она линейным образом зависит от постоянного магнитного поля и нелинейно зависит от амплитуды переменного магнитного поля. На этом принципе предложен высокочувствительный магнетометр постоянного магнитного поля, чувствительность которого достигает 1В/Э при величине переменного магнитного поля *H=10 Э*. Это позволяет измерять магнитные поля, минимальная величина которых $H_{\min} \sim 10^{-6}$ Э. В работе [80] теоретически изучался нелинейный МЭ эффект в трехслойной структуре D-Terfenol – PZT–структуре D-Terfenol. Используя приближенные выражения для зависимости деформаций от напряженности магнитного поля и температуры в предположении, что смещения

магнитострикционного и пьезоэлектрического слоев одинаковы, авторы получили выражение для МЭ отклика системы и провели численное моделирование. Они показали, что максимум эффекта наблюдается при объемной доли пьезоэлектрика $\nu = 0.6$ и что вследствие нелинейности на частотной зависимости возникают дополнительный резонанс.

1.4 Выводы по главе 1. Постановка задачи исследований

Слоистые магнитострикционно-пьезоэлектрические структуры имеют целый ряд преимуществ по сравнению с объемными композитами. Им свойственна высокая степень поляризации пьезоэлектрической фазы, малые токи утечки. В качестве магнитострикционной фазы можно использовать металлы с большим коэффициентом магнитострикции. Однако большим недостатком слоистых структур является плохая механическая прочность, расслоение образцов по границам фаз, низкая добротность. Большинство слоистых структур представляют собой образцы, изготовленные с помощью клея, обеспечивающего механический контакт между пластинами. Поэтому представляется целесообразным разработать технологию изготовления структур, используя методы напыления и электролитического осаждения. Как показано в работе [73], максимум МЭ эффекта наблюдается при соотношении между толщиной магнитострикционного и пьезоэлектрического слоев, определяемым выражением:

$$ {}^{p}t\sqrt{{}^{p}Y} = {}^{m}t\sqrt{{}^{m}Y} . \qquad (1.17) $$

где ${}^{p}t, {}^{m}t$ – толщина слоя пьезоэлектрика и магнетика, ${}^{p}Y$, ${}^{m}Y$ – модули Юнга пьезоэлектрика и магнетика соответственно. Поскольку модули Юнга пьезоэлектрика и магнетика по порядку величины равны между собой, то, следовательно, максимум эффекта наблюдается при толщине магнитного слоя примерно равной толщине пьезоэлектрического слоя. При изготовлении композиционных структур с использованием промежуточного полимерного слоя (клея) создать структуры с толщинами, удовлетворяющими условию

максимума эффекта, не представляет особых трудностей. Однако использование промежуточного полимерного слоя приводит к тому, что уменьшается качество механического соединения, вследствие чего уменьшается величина эффекта [81]. Кроме того, введение промежуточного слоя уменьшает добротность структуры, в результате чего ширина резонансной линии увеличивается и одновременно уменьшается ее максимум. Помимо этого, использование промежуточного связывающего полимерного слоя приводит к сильной температурной зависимости эффекта [82-83]. Использование технологии напыления или электрохимического осаждения позволяет исключить промежуточный полимерный слой. Поскольку пьезоэлектрический слой, как правило, представляет собой сложное соединение, то напыляют или электрохимически осаждают магнитострикционный слой, представляющий собой ферромагнитный металл. Однако при напылении невозможно получить магнитострикционные слои, толщина которых соизмерима с толщиной пьезоэлектрика. При напылении толщина напыленного слоя составляет порядка нескольких микрон, в то время как толщина пьезоэлектрика сотни микрон. В результате этого соотношение толщин далеко от оптимального, вследствие чего величина эффекта в таких структурах значительно ниже, чем в структурах, изготовленных с использованием связывающего полимерного слоя [84].

Использование метода электрохимического осаждения магнитострикционного металла на пьезоэлектрическую подложку позволяет получить слои толщиной *10-50 мкм*, что является уже соизмеримым с толщиной подложки. Однако при осаждении толстых слоев возникают проблемы, одна из которых связана с получением хорошей адгезии между слоями. Поэтому представляется целесообразным для улучшения адгезии использовать подложки с предварительно напыленными на них подслоями. Другим способом улучшения адгезии между слоями является использование подложек с предварительно осажденным на них химическим способом никеля.

Величина МЭ эффекта прямо пропорциональна произведению величины пьезоэлектрического и пьезомагнитного коэффициентов и обратно пропорциональна значению диэлектрической проницаемости пьезоэлектрика. Поэтому для изготовления структур целесообразно использовать пьезоэлектрики, у которых с одной стороны максимальное значение пьезоэлектрического модуля и, одновременно, минимальное значение диэлектрической проницаемости. Пьезокерамика на основе цирконата-титаната свинца (ЦТС) обладает большим значением пьезоэлектрического модуля, однако она обладает одновременно и большим значением диэлектрической проницаемости. Величина пьезомодуля у арсенида галлия в 37 раз меньше, чем у ЦТС (GaAs *d=-2.69пКл/м,* ЦТС *d=100пКл/м*), однако величина его диэлектрической проницаемости в 135 раз меньше, чем у ЦТС (GaAs *ε=12.9,* ЦТС *ε=1750*). Это приводит к тому, что при прочих равных условиях следует ожидать, что величина МЭ эффекта в структурах на основе арсенида галлия будет в 3,5 раза больше, чем в структурах на основе ЦТС.

Несмотря на то, что теория линейного МЭ эффекта разработана достаточно подробно, теоретические оценки нелинейного МЭ эффекта производились на упрощенных моделях, основанных на теории линейного МЭ эффекта. Поэтому для точного расчета величины нелинейного МЭ эффекта необходимо построить модель и методику расчета величины эффекта с учетом конечной толщины слоев.

Продолжить экспериментальные исследования нелинейного МЭ эффекта в различных композиционных структурах. Выявить особенности резонансного возбуждения эффекта, связанного с нелинейностью, а также исследовать эффекты, возникающие в результате суперпозиции сигналов от линейного и нелинейного МЭ эффектов.

Разработать принципиальные конструкции твердотельных устройств на основе нелинейного МЭ эффекта.

ГЛАВА 2 Теория магнитоэлектрического эффекта в слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах

2.1 Модель двухслойной структуры. Основные уравнения и граничные условия

Двухслойная магнитострикционно-пьезоэлектрическая структура состоит из механически взаимосвязанных между собой слоя магнетика толщиной t_m и слоя пьезоэлектрика толщиной t_p. Связь между слоями может осуществляться непосредственно, если при изготовлении структуры использовался метод напыления или электролитического осаждения, либо посредством промежуточного полимерного слоя, если структура изготавливалась методом склеивания. Хотя промежуточный полимерный слой оказывает влияние на величину эффекта, но в первом приближении его влиянием можно пренебречь. Это связано с тем, что толщина полимерного слоя много меньше толщины магнетика и пьезоэлектрика, поэтому заметного влияния на механические свойства структуры, которые определяют резонансные частоты, он не оказывает. Полимерный слой оказывает влияние на абсолютную величину эффекта, но, как показывает опыт и выполненные ранее расчеты для похожих структур [81], наличие клеевой прослойки уменьшает величину эффекта не более, чем несколько процентов, поэтому в первом приближении им можно пренебречь. Схематичное изображение двухслойной структуры представлено на рис. 2.1. Начало координат выберем таким образом, чтобы ось X проходила через границу раздела слоев, вдоль длинной стороны образца, ось Z направим вертикально вверх, а начало координат совместим с центром образца.

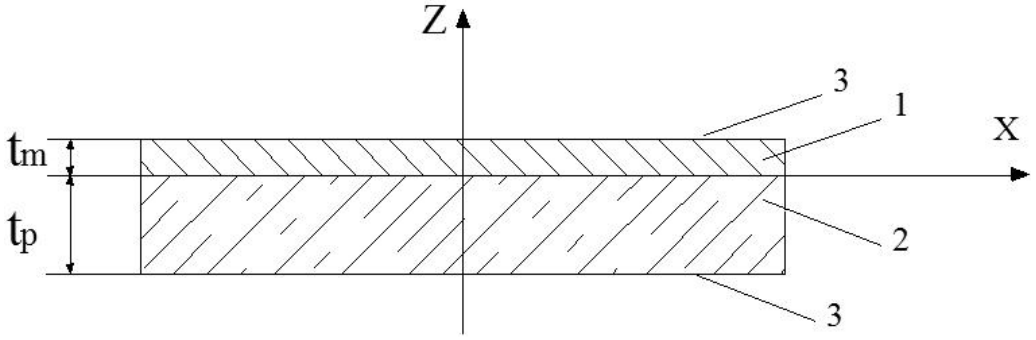


Рис. 2.1 Схематичное изображение структуры
1 – магнитострикционный слой, 2 – пьезоэлектрический слой,
3 – металлизированные контакты

Уравнения движения среды (второй закон Ньютона) для магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз имеют следующий вид:

$$\rho_\alpha \frac{\partial^{2\,\alpha} u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial^\alpha T_{ij}}{\partial x_j}, \tag{2.1}$$

где индекс α принимает значение m для магнитострикционной фазы и p для пьезоэлектрической фазы, ρ_α – плотность магнитострикционного и пьезоэлектрического слоя, ${}^\alpha T_{ij}$ – тензор напряжений.

Поскольку расположенные в плоскости XY металлические контакты представляют собой эквипотенциальные поверхности, то очевидно, что отличной от нуля компонентой вектора напряженности электрического поля будет только E_z.С учетом этого, уравнения для тензора деформаций пьезоэлектрической фазы ${}^p S_{ij}$ и магнитострикционной фазы ${}^m S_{ij}$ и z – проекции вектора электрической индукции D_z в пьезоэлектрике запишутся в следующем виде:

$${}^p S_\lambda = {}^p s_{\lambda\mu}\, {}^p T_\mu + d_{\lambda,z} E_z, \tag{2.2}$$

$$D_z = \varepsilon_{zz} E_z + d_{\lambda,z}\, {}^p T_\lambda, \tag{2.3}$$

$${}^m S_\lambda = {}^m s_{\lambda\mu}\, {}^p T_\mu + \lambda_{ij}(H), \tag{2.4}$$

где ${}^{p}T_{\lambda}$ и ${}^{m}T_{\mu}$ – компоненты тензора напряжений пьезоэлектрической и магнитострикционных фаз, $d_{\lambda,z}$ – пьезоэлектрический тензор, ε_{zz} – компонента тензора диэлектрической проницаемости пьезоэлектрика, $\lambda_{ij}(H)$ – деформации магнетика, обусловленные магнитострикцией в магнитном поле напряженностью H. (Здесь и в дальнейшем, для записи тензоров использованы сокращенные обозначения, согласно принятым правилам [85]. Индексы, обозначенные латинскими буквами, принимают значения 1,2,3, а индексы, обозначенные греческими буквами, принимают значения 1,2…6).

Магнитострикция является нелинейной функцией напряженности магнитного поля, поэтому в общем случае тензор напряжений магнетика также будет нелинейным образом зависеть от напряженности магнитного поля. Для никеля и пермендюра зависимость магнитострикции, согласно данным работы [75], будет иметь вид, изображенный на рис. 2.2.

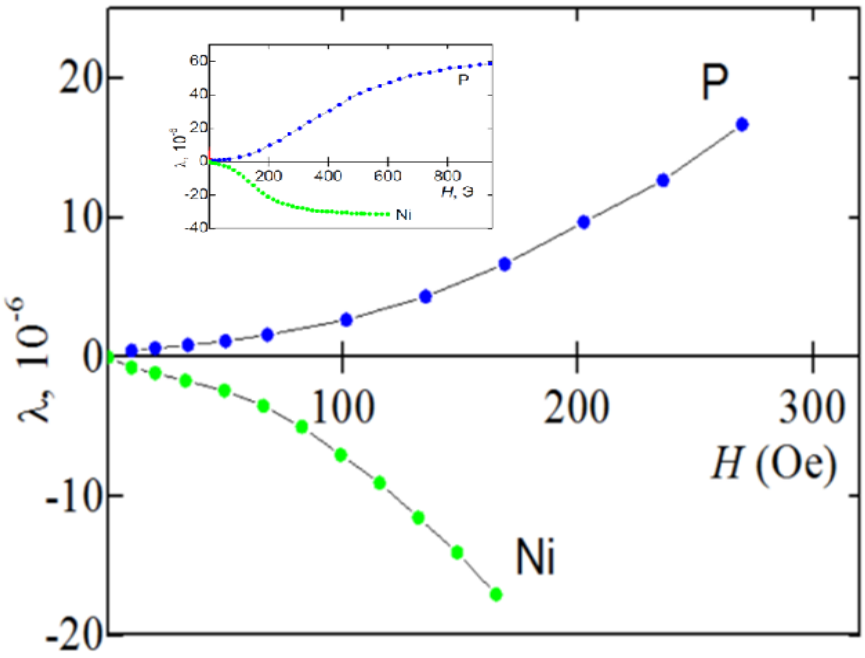


Рис. 2.2 Зависимость магнитострикции $\lambda(H)$ для никеля (Ni) и пермендюра (P), согласно данным работы [75]

В области слабых полей магнитострикция может быть представлена в виде разложения по степеням магнитного поля, причем, как видно из рис. 2.2,

достаточно ограничиться первыми неисчезающими членами разложения, т.е. представить ее в виде:

$$\lambda_{ij}(H) = \left(\left. \frac{\partial \lambda_{ij}}{\partial H_k} \right|_{H=H_{bias}} \right) \times H_k + \frac{1}{2} \left(\left. \frac{\partial^2 \lambda_{ij}}{\partial H_k \partial H_l} \right|_{H=H_{bias}} \right) \times H_k H_l \ , \qquad (2.5)$$

Если ввести обозначения $q_{ij,k} = \left. \frac{\partial \lambda_{ij}}{\partial H_k} \right|_{H=H_{bias}}$ – пьезомагнитный коэффициент и $g_{ij,kl} = \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \lambda_{ij}}{\partial H_k \partial H_l} \right|_{H=H_{bias}}$ – магнитострикционный коэффициент, то выражение (2.5) для магнитострикции можно записать в виде:

$$\lambda_{ij}(H) = q_{ij},kH_k + g_{ij,kl} H_k H_l \, , \qquad (2.6)$$

Здесь H_{bias} – подмагничивающее поле. Очевидно, что при отсутствии поля подмагничивания в точке $H_{bias} = 0$ пьезомагнитный коэффициент $q = 0$, в то время как магнитострикционный коэффициент $g \neq 0$. Вследствие этого, линейный МЭ эффект наблюдается только при подмагничивающем поле, $H_{bias} \neq 0$ (за исключением эффекта на образцах с гистерезисом и градиентных структурах [86]), в то время как нелинейный МЭ эффект существует и при равном нулю подмагничивающем поле. Как видно из рис. 2.2, пьезомагнитный коэффициент сначала возрастает с ростом поля подмагничивания, а затем убывает. Это приводит к так называемой, полевой зависимости МЭ эффекта [87]. С ростом поля подмагничивания величина МЭ эффекта сначала возрастает, достигает максимума и затем убывает. В отличие от пьезомагнитного коэффициента q, величина магнитострикционного коэффициента g, как следует из (2.5), в области слабых полей не зависит от подмагничивающего поля. Это приводит к тому, что величина нелинейного МЭ эффекта в слабых полях не зависит от подмагничивающего поля. Этот факт подтвержден экспериментально в работах [88, 89].

При помещении образца в переменное магнитное поле в магнетике, вследствие магнитострикции, происходит возбуждение механических колебаний. Эти механические колебания передаются посредством напряжений сдвига в пьезоэлектрическую фазу через границу раздела, распространяясь затем по всей толщине пьезоэлектрика. Амплитуда колебаний в общем случае, будет изменяться как по толщине магнетика, так и по толщине пьезоэлектрика. Однако в силу того, что образец представляет собой сплошную среду, на границе раздела смещения и тангенциальные напряжения в пьезоэлектрике равны смещениям и тангенциальным напряжениям в магнетике, т.е. в точке $z = 0$ имеют место следующие граничные условия:

$$^{m}u_i(x, y, 0) = {}^{p}u_i(x, y, 0), \qquad (2.7)$$

$$^{m}T_{jz}(x, y, 0) = {}^{p}T_{jz}(x, y, 0), \qquad (2.8)$$

На свободных верхней и нижней поверхностях, т.е. в точках $z = t_m$ и $z = -t_p$ тангенциальные напряжения равны нулю, т.е. граничные условия на поверхностях имеют вид:

$$^{m}T_{jz}(x, y, t_m) = 0, \qquad (2.9)$$

$$^{p}T_{jz}(x, y, -t_p) = 0, \qquad (2.10)$$

Конкретный вид уравнений (2.1) – (2.4) зависит от формы образца и взаимной ориентации электрического и магнитного полей. На практике обычно используют образцы в форме прямоугольной пластинки или диска. МЭ эффект может быть связан с распространением различных типов колебаний. Наибольшее распространение получило исследование эффекта, связанное с распространением продольных планарных колебаний типа растяжение – сжатие и изгиб. Возбуждение таких колебаний легко осуществляется в структуре, у которой отличными от нуля являются пьезомагнитные коэффициенты, имеющие отличными от нуля компоненты $q_{xx,z}$, $q_{xx,x}$ и, соответственно, отличный от нуля пьезомагнитный модуль $d_{xx,z}$ (d_{13}). Пьезоэлектрический модуль d_{13} отличен от нуля у поляризованной пьезокерамики типа ЦТС,

поэтому при ее использовании в качестве пьезоэлектрической фазы в основном исследуют колебания, связанные с продольными модами. При этом постоянное и переменное магнитные поля либо совпадают с направлением поляризации (продольный эффект), либо лежат в плоскости *XY* и направлены перпендикулярно направлению поляризации (поперечный эффект). В соответствие с этим каждый из этих случаев надо рассматривать отдельно.

При использовании в качестве пьезоэлектрической фазы монокристаллов лантангаллиевого танталата (лангатат – ЛГТ, LGT – $La_3Ga_{5.5}Ta_{0.5}O_{14}$), лантангаллиевого силицида (лангасита – ЛГС, LGS – $La_3Ga_5SiO_{14}$) или арсенида галлия (GaAs) компонента пьезоэлектрического тензора у них $d_{31} = 0$. Отличной от нуля будет компонента d_{14}, связанная с распространением колебаний сдвига. В этом случае индуцирование электрического поля в пьезоэлектрике происходит в направлении, перпендикулярном плоскости сдвига [90,91]. Это может быть вызвано как толщинно-сдвиговыми колебаниями [92], так и деформациями сдвига, происходящими в плоскости кристалла [93]. Последний тип деформаций более предпочтительный, поскольку позволяет индуцировать электрическое поле, перпендикулярное плоскости образца.

2.2 Магнитоэлектрический эффект в двухслойном образце в форме прямоугольной пластинки. Поперечные моды

Рассмотрим МЭ эффект в двухслойном образце, состоящего из магнетика толщиной t_m и пьезоэлектрика толщиной t_p, в форме прямоугольной пластинки длиной L и шириной W.

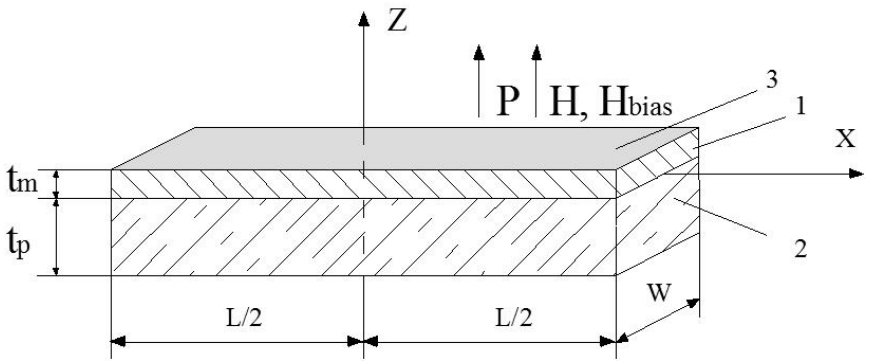


Рис. 2.3 Схематичное изображение структуры в форме пластинки
1 – магнетик, 2 – пьезоэлектрик, 3 – контакты
Стрелки показывают направление переменного магнитного поля и поля подмагничивания

Пусть в качестве пьезоэлектрика выступает монокристалл гексатетраэдрического класса (международный символ $\bar{4}3m$), к которому относится и арсенид галлия. Отличными от нуля компонентами пьезомодуля $d_{i,\lambda}$ будут [92]:

$$d_{i,\lambda} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} \end{pmatrix}, \qquad (2.11)$$

Рассмотрим МЭ эффект, связанный с планарными колебаниями, распространяющимися вдоль оси *X*. Будем считать, что пьезоэлектриком является монокристалл, симметрия которого $\bar{4}3m$, и отличными от нуля компонентами пьезоэлектрического тензора являются $d_{14} = d_{25} = d_{36}$. Магнитная фаза обладает кубической симметрией, тогда согласно [63], при ориентации магнитного поля в плоскости XY отличными от нуля компонентами для магнетика будут q_{26}, $g_{6,6}$. При помещении образца в переменное магнитное поле, имеющего *Y* проекцию, в магнитострикционной компоненте возникают сдвиговые деформации в плоскости *XY*, которые посредством сдвиговых напряжений ${}^{\alpha}T_{yz}$ передаются в пьезоэлектрическую фазу, что приводит к изменению поляризации и возникновению напряжения между обкладками. Поскольку колебания первоначально возникают только в магнетике и

передаются в пьезоэлектрик посредством механической связи, то это приводит к тому, что распределение деформаций и напряжений по толщине образца будет неоднородным. В работе [93] рассматривался МЭ эффект, вызванный планарными сдвиговыми колебаниями, но в данной работе полагалось, что смещения пьезоэлектрика равны смещению магнетика по всей толщине пластинки. МЭ эффект в пластинке с учетом неоднородного распределения деформаций и напряжений по толщине рассматривался в работе [73], однако там рассматривался эффект, вызванный продольными колебаниями. С учетом сделанных предположений уравнения (2.1) – (2.3) для пьезоэлектрической фазы запишутся в виде:

$$\rho_p \frac{\partial^2 {}^p u_y}{\partial t^2} = \frac{\partial {}^p T_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial {}^p T_{yz}}{\partial z}, \tag{2.12}$$

$${}^p S_{yx} = \frac{1}{G_p} {}^p T_{yx} + d_{z,yx} E_z, \tag{2.13}$$

$${}^p S_{yz} = \frac{1}{G_p} {}^p T_{yz}, \tag{2.14}$$

$$D_z = \varepsilon_{zz} E_z + d_{xy,z} {}^p T_{xy}, \tag{2.15}$$

где G_p – модуль сдвига пьезоэлектрика.

Для магнитострикционной фазы уравнения (2.1) и (2.4) запишутся в следующей форме:

$$\rho_m \frac{\partial^2 {}^m u_y}{\partial t^2} = \frac{\partial {}^m T_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial {}^m T_{yz}}{\partial z}, \tag{2.16}$$

$${}^m S_{xy} = \frac{1}{G_m} {}^m T_{xy} + q_{xy,y} H_y + g_{xy,xy} H_x H_y, \tag{2.17}$$

$${}^m S_{yz} = \frac{1}{G_m} {}^m T_{yz}, \tag{2.18}$$

где G_m – модуль сдвига магнетика, $H = H_m \exp(-i\omega' t)$ – напряженность переменного магнитного поля с частотой ω'. Как уже отмечалось, второй член справа в уравнении (2.17) будет отличен от нуля только при наличии поля

подмагничивания, в то время как последний член ив уравнении (2.17) отличен от нуля как при наличии поля подмагничивания, так и при его отсутствии. В соответствии с этим в нулевом подмагничивающем поле будет наблюдаться только нелинейный МЭ эффект, а в слабом подмагничивающем поле отклик на внешнее воздействие будет являться суперпозицией откликов от линейного и нелинейного эффектов. В соответствии с этим, частота колебаний среды ω будет равна $\omega = 2\omega'$ при H_{bias}=0 и будет равна сумме $\omega = \omega' + 2\omega'$ при H_{bias}≠0. Возникающие вследствие магнитострикции в переменном магнитном поле колебания магнетика будут передаваться через границу в пьезоэлектрик, в результате чего в структуре возникнут связанные колебания, распространяющиеся в среде в виде плоских волн, амплитуда которых изменяется по толщине образца. В соответствие с этим, решения уравнений (2.12) и (2.16) представим в следующей форме:

$$^{\alpha}u_y = {}^{\alpha}u_y(x,z)\exp(-i\omega t), \tag{2.19}$$

Координатную часть, следуя [95, 96], запишем в виде:

$$^{\alpha}u_x(x,z) = g_{\alpha}(z)\left[A\cos(\omega t - kx) + B\sin(\omega t - kx)\right], \tag{2.20}$$

где $g_{\alpha}(z)$ – функция, описывающая изменение амплитуды колебаний по толщине образца, а A и B постоянные интегрирования.

Подстановка выражений (2.19) и (2.20) в уравнения (2.12) и (2.16) приводит к дифференциальным уравнениям для функций $^{m}g(z)$ и $^{p}g(z)$, которые, после преобразований, запишутся в следующем виде:

$$g_m^{''}(z) + \left[\frac{\omega^2}{V_{m,t}^2} - k^2\right] g_m(z) = 0, \tag{2.21}$$

$$g_p^{''}(z) + \left[\frac{\omega^2}{V_{p,t}^2} - k^2\right] g_p(z) = 0, \tag{2.22}$$

Здесь $V_{m,t} = \sqrt{G_m/\rho_m}$, $V_p = \sqrt{G_p/\rho_p}$ – скорости распространения механических колебаний в магнетике и пьезоэлектрике соответственно. Вид решений уравнений (2.21) и (2.22) зависит от знака выражений, стоящих в

квадратной скобке в правой части уравнений (2.21) и (2.22). Рассмотрим наиболее типичный случай, когда скорость распространения механических колебаний в магнетике больше, чем в пьезоэлектрике, т.е. будем считать, что имеет место неравенство $V_{m,t} > V_{p,t}$. Этот случай имеет место для таких структур, где в качестве магнитострикционного слоя используется никель или пермендюр, а в качестве пьезоэлектрического – цирконат-титанат свинца или арсенид галлия. При таком соотношении между скоростями в магнетике и пьезоэлектрике выражение, стоящее в квадратной скобке уравнения (2.21) будет меньше нуля, а стоящее в квадратной скобке уравнения (2.22) будет больше нуля. В соответствие с этим указанные уравнения запишем в виде:

$$g_m^{''}(z) - \chi_m^2 \cdot g_m(z) = 0, \tag{2.23}$$

$$g_p^{''}(z) - \chi_p^2 \cdot g_p(z) = 0, \tag{2.24}$$

Здесь использованы следующие обозначения:

$$\chi_m^2 = -\left[\frac{\omega^2}{V_m^2} - k^2\right], \tag{2.25}$$

$$\chi_p^2 = \left[\frac{\omega^2}{V_p^2} - k^2\right], \tag{2.26}$$

Решения уравнений (2.23) и (2.24) имеют вид:

$$g_m(z) = C_1 \exp(\chi_m z) + C_2 \exp(-\chi_m z), \tag{2.27}$$

$$g_p(z) = C_3 \cos(\chi_p z) + C_4 \sin(\chi_p z), \tag{2.28}$$

Для определения постоянных интегрирования $C_1 ... C_4$ воспользуемся граничными условиями (2.7) – (2.10). Подставляя в данные граничные условия решение для смещений среды в виде (2.20) с учетом выражений для функций $g_m(z)$ и $g_p(z)$ (2.27) и (2.28) соответственно, получим систему уравнений, условие совместности которой приводит к следующему уравнению [73,95,96]:

$$\chi_m G_m tg(\kappa_m) = \chi_p G_p th(\kappa_p), \tag{2.29}$$

Здесь введены безразмерные переменные $\kappa_m = \chi_m t_m$ и $\kappa_p = \chi_p t_p$. В выражения для χ_m и χ_p в качестве переменных входят ω и k, поэтому это уравнение в неявном виде определяет связь между угловой частотой и волновым числом, т.е. представляет собой дисперсионное соотношение для волн, распространяющихся в структуре магнетик – пьезоэлектрик. Для получения приближенного решения воспользуемся тем, что для реальных структур безразмерные параметры κ_m и κ_p малы. Разлагая функции, стоящие в выражении (2.29) в ряд по малым параметрам, получим следующее выражение:

$$\chi_m Y_m(\kappa_m + \frac{(\kappa_m)^3}{3}) = \chi_p Y_p(\kappa_p - \frac{(\kappa_p)^3}{3}), \qquad (2.30)$$

Решая уравнение (2.30) методом последовательных приближений, получим приближенное дисперсионное соотношение в виде:

$$\omega = \overline{V_t}(1+\delta)k \cdot \qquad (2.31)$$

где $\overline{V_t} = \sqrt{\frac{\overline{G}}{\overline{\rho}}}$ – скорость распространения поперечных волн в структуре с усредненными параметрами, δ – поправка, описывающая отклонение от линейного соотношения между величинами ω и k. В уравнении (2.31) введены обозначения $\overline{G} = (G_m t_m + G_p t_p)/(t_m + t_p)$, $\overline{\rho} = (\rho_m t_m + \rho_p t_p)/(t_m + t_p)$ – средние значения модуля Юнга и плотности структуры.

С учетом первых неисчезающих членов поправка δ определяется следующим выражением:

$$\delta = -\frac{1}{6}\frac{G_m t_m\left[(\overline{V_t}/V_{m,t})^2 - 1\right]^2 (kt_m)^2 + G_p t_p\left[(\overline{V_t}/V_{p,t})^2 - 1\right]^2 (kt_p)^2}{G_m t_m + G_p t_p}, \qquad (2.32)$$

С учетом полученного дисперсионного соотношения (2.29) окончательно, для постоянных интегрирования $C_1 \ldots C_4$ получаем следующие выражения:

$$C_1 = 1,\ C_2 = \exp(2\kappa_m),\ C_3 = 1 + \exp(2\kappa_m),$$

$$C_4 = -\left(1+\exp(2\kappa_m)\right)\cdot tg\left(\kappa_p\right), \tag{2.33}$$

Постоянные интегрирования A и B, стоящие в уравнении (2.20), найдем из условия механического равновесия, а именно:

$$\int_{-{}^{p}t}^{0} {}^{p}T_{xx}\left(x=\pm L/2,z\right)\mathrm{d}z + \int_{0}^{{}^{m}t} {}^{m}T_{xx}\left(x=\pm L/2,z\right)\mathrm{d}z = 0, \tag{2.34}$$

Проводя интегрирование, для постоянных A и B получаем следующие значения:

$$A = 0, \tag{2.35}$$

$$B_L = \frac{G_m t_m q_{xy,y} H_y + G_p t_p d_{xy,z} E_z}{k_L \cos(\kappa_L)\left(1+\exp(-2\kappa_m^L)\right)\left(G_m t_m \dfrac{\mathrm{th}(\kappa_m^L)}{\kappa_m^L} + G_p t_p \dfrac{\mathrm{tg}(\kappa_p^L)}{\kappa_p^L}\right)}, \tag{2.36}$$

$$B_{NL} = \frac{G_m t_m g_{xy,xy} H_x H_y + G_p t_p d_{xy,z} E_z}{k_{NL} \cos(\kappa_{NL})\left(1+\exp(-2\kappa_m^{NL})\right)\left(G_m t_m \dfrac{\mathrm{th}(\kappa_m^{NL})}{\kappa_m^{NL}} + G_p t_p \dfrac{\mathrm{tg}_p^{NL}(\kappa)}{\kappa_p^{NL}}\right)}, \tag{2.37}$$

В уравнении (2.36) введена безразмерная переменная $\kappa_L = k_L L/2, \kappa_{NL} = k_{NL} L/2$.

Здесь B_L и B_{NL} – постоянные интегрирования, описывающие линейный и нелинейный эффекты. Принципиальным отличием здесь является то, что при линейном эффекте частота колебаний среды равна частоте внешнего магнитного поля, поэтому волновое число k_L определяется из дисперсионного соотношения (2.31), в котором частота механических колебаний среды равна частоте переменного магнитного поля, т.е. $\omega = \omega'$. При нелинейном (квадратичном) эффекте частота механических колебаний среды равна удвоенной частоте переменного магнитного поля, следовательно, волновое число k_{NL} также будет определяться из дисперсионного соотношения (2.31), но при этом частота механических колебаний среды будет равна удвоенной частоте переменного магнитного поля, т.е. $\omega = 2\omega'$. В соответствие с этим необходимо различать и безразмерные параметры κ_m^L и κ_m^{NL}, κ_p^L и κ_p^{NL}.

Возникающую на образце разность потенциалов найдем из уравнения (2.15). На практике при измерении возникающей разности потенциалов используют предварительный усилитель, сопротивление которого много больше сопротивления образца, поэтому можно считать, что ток, текущий через образец равен нулю, т.е. имеет место уравнение:

$$\int_0^W \int_{-L/2}^{L/2} \frac{\partial D_z}{\partial t} dxdy = 0, \qquad (2.38)$$

Подставляя в уравнение (2.38) решение в виде (2.20), с учетом полученных значений для постоянных интегрирования, и, выполняя интегрирование для напряжения, индуцированного на обкладках образца, получим следующее выражение [84,85]:

$$U_L(t) = \frac{G_p t_p \ d_{xy,z} \ q_{xy,y}}{\varepsilon_{zz} \Delta_a^L} \cdot \frac{G_m t_m}{G_m t_m \dfrac{th(\kappa_m^L)}{\kappa_m^L} + G_p t_p \dfrac{tg(\kappa_p^L)}{\kappa_p^L}} \cdot \frac{tg(\kappa_L)}{\kappa_L} \frac{tg(\kappa_p^L)}{\kappa_p^L} H_y \exp(i\omega' t), \qquad (2.39)$$

$$U_{NL}(t) = \frac{Y_p t_p \ d_{xy,z} \ g_{xy,xy}}{\varepsilon_{zz} \Delta_a^{NL}} \cdot \frac{G_m t_m}{G_m t_m \dfrac{th(\kappa_m^{NL})}{\kappa_m^{NL}} + G_p t_p \dfrac{tg(\kappa_p^{NL})}{\kappa_p^{NL}}} \cdot \frac{tg(\kappa_{NL})}{\kappa_{NL}} \frac{tg(\kappa_p^{NL})}{\kappa_p^{NL}} H_y H_x (\exp(i\omega' t))^2, \qquad (2.40)$$

В уравнениях (2.39) и (2.40) введены следующие обозначения:

$$\Delta_a^L = 1 - K_p{}^2 \left(1 - \frac{Y_m t_m}{Y_m t_m \dfrac{th(\kappa_m^L)}{\kappa_m^L} + Y_p t_p \dfrac{tg(\kappa_p^L)}{\kappa_p^L}} \cdot \frac{tg(\kappa_L)}{\kappa_L} \frac{tg(\kappa_p^L)}{\kappa_p^L} \right), \qquad (2.41)$$

$$\Delta_a^{NL} = 1 - K_p{}^2 \left(1 - \frac{Y_m t_m}{Y_m t_m \dfrac{th(\kappa_m^{NL})}{\kappa_m^{NL}} + Y_p t_p \dfrac{tg(\kappa_p^{NL})}{\kappa_p^{NL}}} \cdot \frac{tg(\kappa_{NL})}{\kappa_{NL}} \frac{tg(\kappa_p^{NL})}{\kappa_p^{NL}} \right), \qquad (2.42)$$

$K_p{}^2 = \dfrac{Y_p (\ d_{xy,z})^2}{\varepsilon_{zz}}$ – квадрат коэффициента электромеханической связи.

Уравнения (2.39) и (2.40) определяют частотные зависимости индуцированного напряжения, которое определяется через зависимость от

частоты параметров κ, κ_m и κ_p. Для случая тонких слоев, который часто встречается на практике, уравнения (2.39) и (2.40) значительно упрощаются. Полагая, что в случае тонких слоев параметры $\kappa_m << 1$ и $\kappa_p << 1$ и, разлагая функции, их содержащие, в ряд, получим упрощенное выражение в виде:

$$U_L^{th}(t) = \frac{G_p t_p \; d_{xy,z} \; q_{xy,y}}{\varepsilon_{zz} \Delta_{a,th}^L} \cdot \frac{G_m t_m}{G_m t_m + G_p t_p} \cdot \frac{tg(\kappa_L)}{\kappa_L} H_y \exp(i\omega' t), \quad (2.43)$$

$$U_{NL}^{th}(t) = \frac{G_p t_p \; d_{xy,z} \; g_{xy,y}}{\varepsilon_{zz} \Delta_{a\;,th}^{NL}} \cdot \frac{G_m t_m}{G_m t_m + G_p t_p} \cdot \frac{tg(\kappa_{NL})}{\kappa_{NL}} H_x H_y (\exp(i\omega' t))^2, \quad (2.44)$$

где параметры $\Delta_{a,th}^L$ и $\Delta_{a,th}^{NL}$ будут определяться выражениями:

$$\Delta_{a,th}^L = 1 - K_p{}^2 \left(1 - \frac{G_p t_p}{G_m t_m + G_p t_p} \frac{tg(\kappa_L)}{\kappa_L} \right), \quad (2.45)$$

$$\Delta_{a,th}^{NL} = 1 - K_p{}^2 \left(1 - \frac{G_p t_p}{G_m t_m + G_p t_p} \frac{tg(\kappa_{NL})}{\kappa_{NL}} \right), \quad (2.46)$$

Как следует из выражений (2.39) и (2.40), частотная зависимость индуцированного напряжения имеет резонансный характер. В случае, когда параметры $\Delta_a^L = 0$ или $\Delta_a^{NL} = 0$, будет наблюдаться пиковое увеличение эффекта, обусловленное электромеханическим резонансом. Резонансная частота в основном определяется длиной образца, входящей в параметры κ_L и κ_{NL}, но также зависит от толщины магнетика и пьезоэлектрика через параметры κ_m^L, κ_m^{NL} и κ_p^L, κ_p^{NL}. Поскольку при нелинейном эффекте частота колебаний пропорциональна квадрату гармонического сигнала, то колебания среды возбуждаются с частотой, в два раза большей частоты переменного магнитного поля. Это приводит к тому, что резонансное возбуждение происходит на частоте магнитного поля вдвое меньшей частоты основного резонанса [88,89].

В области низких частот выражение (2.39) можно еще более упростить. При низких частотах безразмерный параметр $\kappa << 1$. Разлагая тангенс в ряд по этому параметру, для низкочастотного значения индуцированного напряжения получим выражение в следующей форме:

$$U_{Low}(t) = \frac{G_p t_p \ d_{xy,z} \ (q_{xy,y} H_y \exp(i\omega' t) + g_{xy,xy} H_x H_y \exp(i\omega' t))^2)}{\varepsilon_{zz} \Delta_a^{Low}} \cdot \frac{G_m t_m}{G_m t_m + G_p t_p}, \quad (2.47)$$

где Δ_a^{Low} будет определяться выражением:

$$\Delta_a^{Low} = 1 - K_p{}^2 \left(1 - \frac{G_p t_p}{G_m t_m + G_p t_p} \right), \quad (2.48)$$

Полученные выражения позволяют рассчитать линейный и нелинейный отклики в структуре, зная параметры магнетика и пьезоэлектрика.

2.3 Магнитоэлектрический эффект в двухслойном образце дискообразной формы

Пусть образец имеет форму диска радиуса R с толщиной магнетика t_m и толщиной пьезоэлектрика t_p (рис. 2.4). Образец предварительно поляризован вдоль оси *Z*. Рассмотрим продольный МЭ эффект, когда направления поля подмагничивания H_{bias}, переменного магнитного поля *H* и направление вектора поляризации *P* совпадают с осью *Z*.

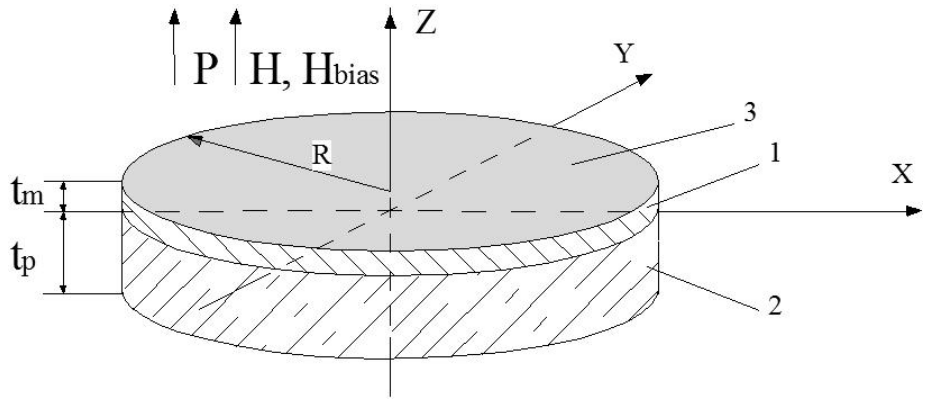


Рис. 2.4 Схематичное изображение дискообразной структуры
1 – магнетик, 2 – пьезоэлектрик, 3 – контакты

Поскольку образец обладает цилиндрической симметрией, то удобно вместо декартовой системы *X,Y,* и *Z* использовать цилиндрическую систему координат r, θ и *Z*, переход к которой осуществляется с помощью преобразований: $x = r\cos(\theta), \ \ y = r\sin(\theta), \ \ z = z$.

Переход для компонент тензоров напряжений и деформаций от декартовой системы координат к цилиндрической представлен в работе [97].

Взаимодействие между магнетиком и пьезоэлектриком осуществляется через границу раздела посредством напряжений сдвига. В силу осевой симметрии задачи отличными от нуля компонентами тензора напряжений T_{ij} в цилиндрической системе координат будут только компоненты T_{rr}, $T_{\theta\theta}$, T_{rz} и $T_{\theta z}$. Вследствие этого, уравнения для тензора механических напряжений и электрической индукции имеют вид [98]:

$$T_{rr}^{p} = \frac{Y_p}{\left(1-\nu^2\right)}\left(S_{rr}^{p} + \nu S_{\theta\theta}^{p} - \left(1+\nu\right)d_{xx,z}E_z\right), \tag{2.49}$$

$$T_{\theta\theta}^{p} = \frac{Y_p}{\left(1-\nu^2\right)}\left(\nu S_{rr}^{p} + S_{\theta\theta}^{p} - \left(1+\nu\right)d_{xx,z}E_z\right), \tag{2.50}$$

$$D_z = \varepsilon_{zz}E_z + d_{xx,z}(T_{rr}^{p} + T_{\theta\theta}^{p}), \tag{2.51}$$

$$T_{rr}^{m} = \frac{Y_m}{(1-\nu^2)}(S_{rr}^{m} + \nu S_{\theta\theta}^{m} - (1+\nu)\lambda(H)), \tag{2.52}$$

$$T_{\theta\theta}^{m} = \frac{Y_m}{(1-\nu^2)}(\nu S_{rr}^{m} + S_{\theta\theta}^{m} - (1+\nu)\lambda(H)), \tag{2.53}$$

Здесь Y_m, Y_p – модули упругости первого рода (модули Юнга) магнетика и пьезоэлектрика соответственно, ν – коэффициент Пуассона, который для обеих сред предполагается одинаковым, $S_{rr}^{\alpha} = \frac{\partial u_r^{\alpha}}{\partial r}$, $S_{\theta\theta}^{\alpha} = \frac{1}{r}\frac{\partial u_\theta^{\alpha}}{\partial \theta} + \frac{u_r^{\alpha}}{r}$ – компоненты тензора деформаций, u_r^{α}, u_θ^{α} – компоненты вектора смещения среды, $d_{xx,z}$ – пьезоэлектрический тензор, $\lambda(H)$ – магнитострикция магнетика, *H, E* – внешнее магнитное и индуцированное электрическое поле.

Для радиальной компоненты вектора смещений уравнение движения запишем в виде:

$$\rho_\alpha \frac{\partial^{2\,\alpha} u_r}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{rr}^{\alpha}}{\partial r} + \frac{T_{rr}^{\alpha} - T_{\theta\theta}^{\alpha}}{r} + \frac{\partial T_{rz}^{\alpha}}{\partial z}, \tag{2.54}$$

где T_{rz}^{α} – тангенциальная компонента тензора напряжений, возникающая в результате резкой границы раздела между фазами. Ее связь с соответствующей компонентой тензора деформаций выражается с помощью закона Гука

$$T_{rz}^{\alpha} = G_{\alpha} S_{rz}^{\alpha}, \qquad (2.55)$$

где $G_{\alpha} = \dfrac{Y_{\alpha}}{2(1+\nu)}$ – модуль упругости второго рода (модуль сдвига), $S_{rz}^{\alpha} = \dfrac{\partial u_r^{\alpha}}{\partial z}$ – деформации сдвига.

Решение уравнения (2.55) запишем в следующем виде:

$$^{\alpha}u_r(t,r,z) = {}^{\alpha}u_r(r,z)\exp(i\omega t), \qquad (2.56)$$

где $^{\alpha}u_r(r,z)$ – координатная часть функции, ω – частота колебаний среды. При помещении образца в переменное магнитное поле с частотой ω' возникают колебания среды, частота которых при линейном эффекте равна $\omega_L = \omega'$, а при нелинейном эффекте, вследствие квадратичной зависимости она равна удвоенной частоте магнитного поля, т.е. $\omega = 2\omega'$.

Координатную часть волновой функции запишем в следующем виде:

$$u_r^{\alpha}(r,z) = g_{\alpha}(z)\left(A \cdot J_1(kr) + B \cdot Y_1(kr)\right), \qquad (2.57)$$

где $g_{\alpha}(z)$ – функция, описывающая изменение амплитуды смещений среды вдоль оси диска, $J_1(kr)$, $Y_1(kr)$ – функции Бесселя первого рода и второго рода соответственно, k – волновое число, A и B – постоянные интегрирования. Поскольку в центре диска $^{\alpha}u_r(r,z) = 0$, то для постоянной интегрирования B получаем значение $B = 0$.

Для определения функции $g_{\alpha}(z)$ воспользуемся методом, использованным ранее для пластинки. Для этого подставим выражение (2.57) в уравнение движения среды (2.54). Выполняя дифференцирование, для функций $g_m(z)$ и $g_p(z)$ получим дифференциальные уравнения в виде:

$$g_m(z)'' + \left(\frac{2}{1-\nu}\right)\left[\frac{\omega^2}{\left(V_{m,L}\right)^2} - k^2\right] g_m(z) = 0, \qquad (2.58)$$

$$g_p(z)^{"} + \left(\frac{2}{1-\nu}\right)\left[\frac{\omega^2}{\left(V_{p,L}\right)^2} - k^2\right] g_p(z) = 0, \qquad (2.59)$$

где величины $V_{p,L}^2 = \frac{Y_p}{\rho_p\left(1-\nu^2\right)}, V_{m,L}^2 = \frac{Y_m}{\rho_m\left(1-\nu^2\right)}$ равны квадрату скорости распространения упругих волн в пьезоэлектрике и магнетике. Уравнения (2.58) и (2.59), имеющие место для диска при радиальном распространении колебаний, отличаются от уравнений (2.23) и (2.24) для пластинки множителем, стоящим перед выражением в квадратной скобке, связанным с геометрией задачи. Другим отличием является то, что в знаменателе выражения в квадратной скобке стоят скорости продольных, а не поперечных волн, что связано с механизмом возбуждения колебаний. Решения уравнений (2.58) и (2.59) запишем, как и для пластинки, в форме, определяемой выражениями (2.27) и (2.28), только параметры χ_m и χ_p будут определяться выражениями:

$$\chi_m^2 = -\frac{2}{1-\nu}\left(\frac{\omega^2}{V_{m,L}^2} - k^2\right), \qquad (2.60)$$

$$\chi_p^2 = \frac{2}{1-\nu}\left(\frac{\omega^2}{V_{p,L}^2} - k^2\right), \qquad (2.61)$$

Используя граничные условия, а именно в точке *z=0* равны компоненты вектора смещений $u_r^m(r,0) = u_r^p(r,0)$ и тангенциальные компоненты тензора напряжений $T_{rz}^m(r,0) = T_{rz}^p(r,0)$; в точках $z = -t_p$ и $z = t_m$ тангенциальные компоненты тензора напряжений $T_{rz}^p(r,-t_p) = 0$ и $T_{rz}^m(r,t_m) = 0$. Эти условия дают систему из четырех уравнений, решение которой дает выражение, определяющее связь между частотой и волновым числом, определяемую уравнением:

$$Y_m\chi_m \cdot th(\kappa_m) = Y_p\chi_p \cdot tg(\kappa_p), \qquad (2.62)$$

где $\kappa_m = \chi_m t_m$ и $\kappa_p = \chi_p t_p$ – безразмерные переменные.

Для тонких слоев, используя разложение для тангенса и гиперболического тангенса в виде (2.30), для дисперсионного соотношения получим приближенное выражение в следующей форме:

$$\omega = \overline{V_L}(1+\delta)k \cdot \qquad (2.63)$$

где $\overline{V} = \sqrt{\dfrac{\overline{Y}}{\overline{\rho}(1-\nu^2)}}$ – скорость распространения упругих волн в среде с усредненными параметрами, δ – поправка, описывающая отклонение от линейного соотношения между ω и k. Здесь введено обозначение $\overline{Y} = (Y_m t_m + Y_p t_p)/(t_m + t_p)$ – среднее значение модуля упругости структуры.

В первом приближении поправка δ определяется следующим выражением:

$$\delta = -\frac{(1+\nu)}{3}\frac{Y_m t_m \left[(\overline{V}/V_m)^2 - 1\right]^2 (kt_m)^2 + Y_p t_p \left[(\overline{V}/V_p)^2 - 1\right]^2 (kt_p)^2}{Y_m t_m + Y_p t_p}, \qquad (2.64)$$

Постоянную интегрирования A найдем из условия механического равновесия, которое имеет вид:

$$\int_{-t_p}^{0} T_{rr}^{p}(R,z)\,dz + \int_{0}^{t_m} T_{rr}^{m}(R,z)\,dz = 0. \qquad (2.65)$$

Выполняя интегрирование, при линейном эффекте для постоянной интегрирования A_L получим следующее выражение:

$$A_L = \frac{1+\nu}{\Delta_L}\frac{R}{1+\exp(2\kappa_m^L)} \cdot \frac{d_{xx,z} Y_p t_p E_z + Y_m t_m q_{xx,z} H_z}{Y_p t_p \dfrac{tg\kappa_p^L}{\kappa_p^L} + Y_m t_m \dfrac{tg\kappa_m^L}{\kappa_m^L}}, \qquad (2.66)$$

где введена безразмерная переменная $\kappa_L = k_L R$ и обозначение $\Delta_L = \kappa_L J_0(\kappa_L) - (1-\nu) J_1(\kappa_L)$.

При нелинейном эффекте для постоянной интегрирования A_{NL} имеем:

$$A_{NL}=\frac{1+\nu}{\Delta_{NL}}\frac{R}{1+\exp(2\kappa_m^{NL})}\cdot\frac{d_{xx,z}Y_p t_p E_z+Y_m t_m g_{xx,z}H_z^2}{Y_p t_p\dfrac{tg\kappa_p^{NL}}{\kappa_p^{NL}}+Y_m t_m\dfrac{tg\kappa_m^{NL}}{\kappa_m^{NL}}}, \qquad (2.67)$$

где $\kappa_{NL}=k_{NL}R$ и $\Delta_{NL}=\kappa_{NL}J_0(\kappa_{NL})-(1-\nu)J_1(\kappa_{NL})$.

Принципиальным отличием переменных с индексами $_L$и $_{NL}$например, таких как κ_m^L и κ_m^{NL}, κ_p^L и κ_p^{NL} и т.д. является то, что в переменные с индексом $_L$, входящие в выражение для линейного эффекта, входит параметр k_L, который определяется из соотношения (2.63), в котором частота колебаний среды $\omega=\omega'$ где ω' – частота внешнего магнитного поля, а в переменные с индексом $_{NL}$ входит параметр k_{NL}, который определяется из соотношения (2.63), в котором частота колебаний среды $\omega=2\omega'$.

Разность потенциалов, возникающую между обкладками образца, вследствие МЭ эффекта, найдем из выражения:

$$U=\int_{-t_p}^{0}E_z dz, \qquad (2.68)$$

Выражая из (2.51) напряженность электрического поля через тензор напряжений и используя уравнения (2.49) и (2.50), с учетом решения уравнения движения в форме (2.57), а также условие разомкнутой цепи $\int_0^r rdr\int_0^{2\pi}D_3 d\theta=0$, для разности потенциалов, возникающей между обкладками, в случае линейного эффекта, получим выражение в виде:

$$U_L(t)=\frac{2d_{xx,z}q_{xx,z}(1+\nu)Y_p t_p}{\varepsilon_{zz}(1-\nu)}\cdot\left[\frac{Y_m t_m}{Y_p t_p\dfrac{tg\kappa_p^L}{\kappa_p^L}+Y_m t_m\dfrac{th\kappa_m^L}{\kappa_m^L}}\cdot\frac{tg\kappa_p^L}{\kappa_p^L}\right]\cdot\frac{J_1(\kappa_L)}{\Delta^L{}_a}\cdot H_z\exp(i\omega' t), \qquad (2.69)$$

где $K_p^2=\dfrac{d_{31}^2Y_p}{\varepsilon_{33}(1-\nu)}$ – квадрат коэффициента электромеханической связи при радиальных колебаниях. В уравнении (2.69) введено обозначение

$$\Delta_a^L = \Delta_L(1-K_p^2) + 2(1+\nu)K_p^2 \frac{Y_p t_p}{Y_p t_p \frac{tg\kappa_p^L}{\kappa_p^L} + Y_m t_m \frac{th\kappa_m^L}{\kappa_m^L}} \frac{tg\kappa_p^L}{\kappa_p^L} J_1(\kappa_L), \quad (2.70)$$

Условие $\Delta_a^L = 0$ определяет значения волнового вектора, а, следовательно, и значения частот, при которых происходит резонансное увеличение линейного МЭ эффекта. Значения этих частот в свою очередь зависят от дисперсионного соотношения между ω и k_L. Из уравнения (2.70) следует, что в низкочастотной области значение индуцированного напряжения не зависит от частоты и определяется выражением:

$$U_L^{Low}(t) = \frac{2d_{xx,z}q_{xx,z}Y_p t_p}{\varepsilon_{zz}(1-\nu)} \cdot \frac{Y_m t_m}{Y_p t_p + Y_m t_m} \cdot \frac{1}{1-K_p^2(1-\frac{2Y_m t_m}{Y_p t_p + Y_m t_m})} \cdot H_z \exp(i\omega' t), \quad (2.71)$$

Для электрического напряжения, индуцированного на обкладках образца вследствие нелинейного эффекта, имеем следующее выражение:

$$U_{NL}(t) = \frac{2d_{xx,z}g_{xx,z}(1+\nu)Y_p t_p}{\varepsilon_{zz}(1-\nu)} \cdot \left[\frac{Y_m t_m}{Y_p t_p \frac{tg\kappa_p^{NL}}{\kappa_p^{NL}} + Y_m t_m \frac{th\kappa_m^{NL}}{\kappa_m^{NL}}} \cdot \frac{tg\kappa_p^{NL}}{\kappa_p^{NL}} \right] \cdot \frac{J_1(\kappa_{NL})}{\Delta^{NL}_{\ a}} \cdot (H_z \exp(i\omega' t))^2, \quad (2.72)$$

где $\Delta^{NL}_{\ a}$ определяется выражением, аналогичным выражению (2.70), где индекс L заменен на индекс NL.

Аналогично, в низкочастотной области спектра для напряжения, индуцированного вследствие нелинейного МЭ эффекта, имеем выражение:

$$U_{NL}^{Low}(t) = \frac{2d_{xx,z}g_{xx,z}Y_p t_p}{\varepsilon_{zz}(1-\nu)} \cdot \frac{Y_m t_m}{Y_p t_p + Y_m t_m} \cdot \frac{1}{1-K_p^2(1-\frac{2Y_m t_m}{Y_p t_p + Y_m t_m})} \cdot (H_z \exp(i\omega' t))^2, \quad (2.73)$$

Суммарное напряжение, индуцируемое на образце

$$U^{Low} = U_L^{Low} + U_{NL}^{Low} =$$
$$\frac{2d_{xx,z}Y_p t_p}{\varepsilon_{zz}(1-\nu)} \cdot \frac{Y_m t_m}{Y_p t_p + Y_m t_m} \cdot \frac{1}{1-K_p^2(1-\frac{2Y_m t_m}{Y_p t_p + Y_m t_m})} \cdot (q_{xx,z}H_z \exp(i\omega' t) + g_{xx,z}(H_z \exp(i\omega' t))^2), \quad (2.74)$$

т.е. будет представлять собой суперпозицию сигналов с частотой переменного магнитного поля ω' и с удвоенной частотой $\omega = 2\omega'$. Как будет показано ниже, это приведет к эффекту, который может быть положен в определение величины постоянного магнитного поля.

На рис. 2.5 показана частотная зависимость эффекта для структуры никель-цирконат-титанат свинца в переменном магнитном поле H=2 Э при значении поля подмагничивания равному полю Земли (H_{bias}=0.2 Э) и в поле подмагничивания величиной H_{bias}=10 Э.

При расчетах использовались следующие параметры структуры: радиус диска R=4.5 мм, толщина пьезоэлектрика t_p=0.4 мм, толщина магнетика t_m=0.32 мм.

Параметры материала:

Пьезоэлектрик ЦТС – $\rho_p = 7800 кг/м^3$, $Y_p = 62 ГПа$, $\nu = 0.3$, $\varepsilon = 1750$, $d_{xx,z} = 175 нКл/Н$;

Магнетик никель – $\rho_m = 8900 кг/м^3$, $Y_m = 205 ГПа$, $\nu = 0.3$.

Магнитострикционная кривая, представленная на рис. 2.2, на начальном участке аппроксимировалась следующим выражением:

$$\lambda(H) = gH^2, \qquad (2.75)$$

где магнитострикционный коэффициент имел значение, равное $g = 1.2 \cdot 10^{-9}\ Э^{-2}$.

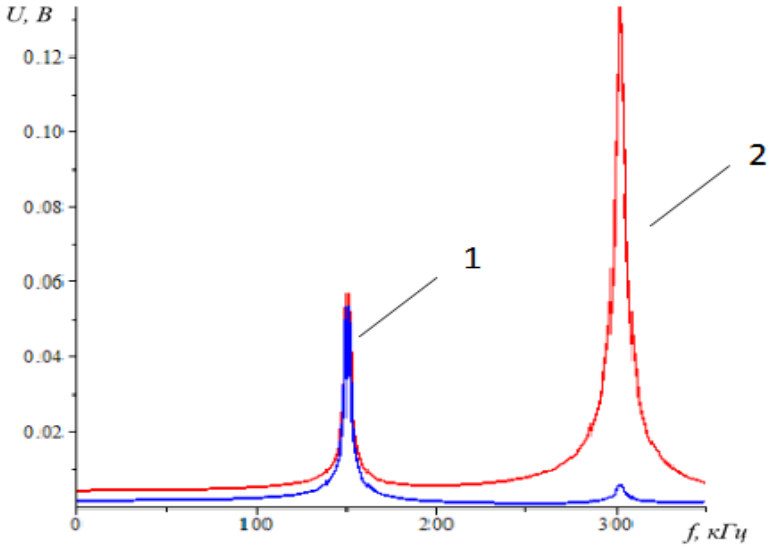


Рис. 2.5 Частотная зависимость напряжения, индуцированного на обкладках линейным – 1 и нелинейным – 2 МЭ эффектами в поле подмагничивания H_{bias}=*0.2 Э* (поле Земли) и b) H_{bias}=*10 Э*

2.4 Поперечный магнитоэлектрический эффект

При поперечном МЭ эффекте переменное магнитное поле H и подмагничивающее поле H_{bias} направлены перпендикулярно направлению поляризации, и будем считать, что их направление совпадает с осью X. Схематичное изображение структуры при поперечном эффекте представлено на рис. 2.6.

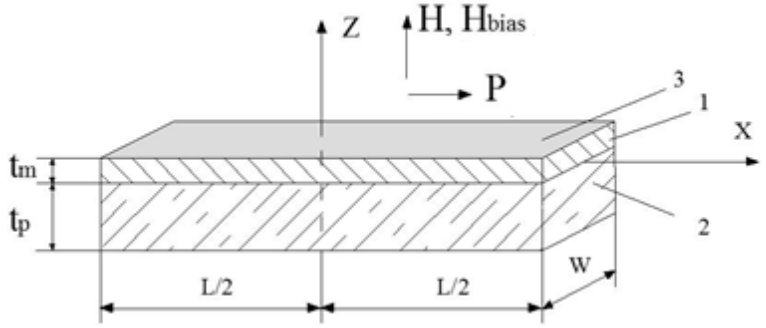


Рис. 2.6 Схематичное изображение структуры в форме пластинки
1 – магнетик, 2 – пьезоэлектрик, 3 – контакты
Стрелки показывают направление поляризации и направление переменного магнитного поля и поля подмагничивания

При поперечной ориентации полей уравнения для пьезоэлектрической фазы остаются в прежнем виде, и будут определяться уравнениями (2.12) – (2.15). Изменятся уравнения для магнитострикционной фазы. Поскольку магнитное поле имеет *x* – проекцию, то в качестве переменной использовать напряженность магнитного поля неудобно, поскольку в уравнения движения для магнитострикционной фазы входит производная $\partial/\partial x$ и, вследствие этого, в уравнение движения будет входить член, содержащий пространственную производную от напряженности магнитного поля $\partial H_x/\partial x$, что весьма неудобно при его решении. Вместо переменной H_x в качестве переменной гораздо более удобно выбрать *x* – проекцию индукции магнитного поля B_x, при этом член, содержащий пространственную производную, будет равен нулю, вследствие того, что согласно уравнениям Максвелла $div\vec{B}=0$. С учетом этого, уравнения для магнитострикционной фазы запишутся в виде:

$$ {}^{m}S_{xx} = \frac{1}{Y_m^B}\,{}^{m}T_{xx} + q_{xx,x}^B B_x + g_{xx,x}^B (B_x)^2, \tag{2.76} $$

$$ {}^{m}S_{xz} = \frac{1}{G_m^B}\,{}^{m}T_{xz}, \tag{2.77} $$

где Y_m^B, G_m^B – модуль Юнга и модуль сдвига магнетика, определенные при условии постоянства индукции магнитного поля, $q_{xx,x}^B = \left.\frac{\partial \lambda_{xx}}{\partial B_x}\right|_{H=H_{bias}}$ – пьезомагнитный коэффициент, $g_{xx,z} = \left.\frac{\partial^2 \lambda_{xx}}{\partial B_x^2}\right|_{H=H_{bias}}$ – магнитострикционный коэффициент, λ_{xx} – продольная магнитострикционная деформация.

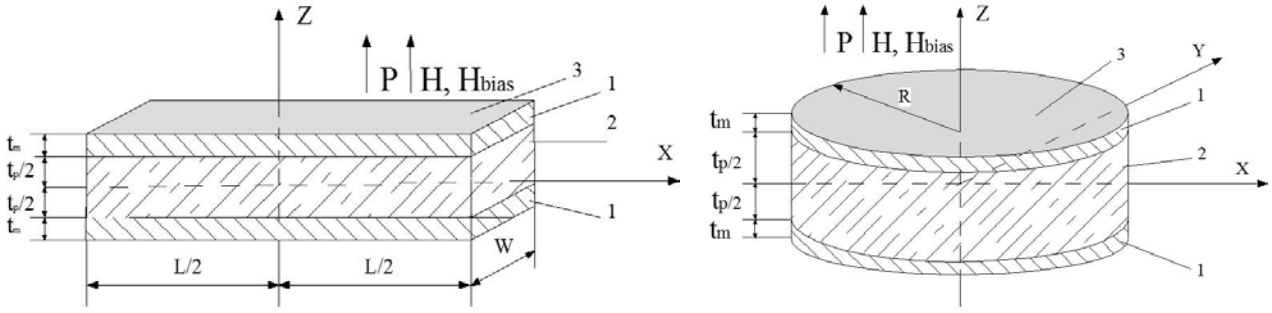
Проводя аналогичные вычисления, для линейного и нелинейного отклика системы в низкочастотной области получим выражения в виде:

$$ U_{Low}(t) = \frac{Y_p\ t_p\ d_{xx,z}\ (q_{xx,x}^B\ \mu_{eff} H_x \exp(i\omega' t) + g_{xx,x}^B (\mu_{eff} H_x \exp(i\omega' t))^2)}{\varepsilon_{zz} \Delta_a^{Low}} \cdot \frac{Y_m t_m}{Y_m t_m + Y_p t_p}, \tag{2.78} $$

где μ_{eff} – эффективная магнитная проницаемость среды, методика определения которой представлена в работе [72]. Следует отметить, что резонансные частоты при поперечной и продольной ориентации совпадают. Это объясняется тем, что в обоих случаях возбуждаются радиальные колебания, резонансные частоты которых определяются механическими характеристиками среды и не зависят от способа их возбуждения.

2.5 Магнитоэлектрический эффект в симметричной трехслойной структуре

Наряду с двухслойными структурами, при исследовании прямого МЭ эффекта часто используются симметричные трехслойные структуры типа магнетик – пьезоэлектрик – магнетик. Использование трехслойных структур с одной стороны позволяет увеличить эффективность МЭ преобразования, с другой стороны, позволяет выделить эффект, обусловленный только планарными колебаниями, поскольку в симметричной трехслойной структуре возбуждение изгибных колебаний не происходит. Схематичное изображение трехслойной структуры в виде пластинки и диска представлено на рис. 2.7 а) и б) соответственно.



а) б)

Рис. 2.7 Схематичное изображение симметричной трехслойной структуры
1 – магнетик, 2 – пьезоэлектрик, 3 – металлизированные контакты

Уравнения для магнитострикционной фазы и уравнения для пьезоэлектрической фазы будут, как и для двухслойной структуры, т.е. будут определяться уравнениями (2.12) – (2.18) для образца в форме пластинки и

уравнениями (2.49) – (2.55) для дискообразного образца. Отличными от двухслойной структуры, хотя и похожими, будут граничные условия. На верхней и нижней свободных поверхностях тангенциальные напряжения будут равны нулю, поэтому имеем следующие граничные условия:

для пластинки $^{m}T_{xz}(x,y,\pm(t_m+t_p/2))=0$, (2.79)

для диска $T_{rz}^{m}(r,\pm(t_m+t_p/2))=0$, (2.80)

На границах раздела между фазами, т.е. в точках $z=\pm t_p/2$, будет равенство смещений магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз и равенство тангенциальных напряжений, т.е. будут выполняться следующие граничные условия:

для пластинки – $u_x^m(x,y,\pm t_p/2)=u_x^p(x,y,\pm t_p/2)$, (2.81)

$^{m}T_{xz}(x,y,\pm t_p/2)=\ ^{p}T_{xz}(x,y,\pm t_p/2)$, (2.82)

для диска – $u_r^m\left(r,\pm t_p/2\right)=u_r^p\left(r,\pm t_p/2\right)$, (2.83)

$T_{rz}^{m}(r,\pm t_p/2)=T_{rz}^{p}(r,\pm t_p/2)$, (2.84)

Поскольку возбуждение колебаний в пьезоэлектрике осуществляется посредством передачи колебаний через границу раздела от магнитострикционной фазы симметричным относительно начала координат образом, то очевидно, что в центре пьезоэлектрика, т.е. в точке *z=0* амплитуда колебаний будет иметь экстремум, что означает $\frac{\partial u_x^p(r,z)}{\partial z}=0$ и $\frac{\partial u_r^p(r,z)}{\partial z}=0$. Равенство нулю производной дает, учитывая взаимосвязь между тангенциальной компонентой тензора напряжений и деформаций, определяемую уравнениями (2.14) и (2.55), равенство нулю тангенциальной компоненты тензора напряжений в точке *z=0.* Таким образом, задача о симметричной трехслойной структуре с двумя слоями магнетика толщиной t_m каждый и слоем пьезоэлектрика толщиной t_p сводится к задаче о двухслойной структуре с толщиной магнетика t_m и толщиной пьезоэлектрика равной $t_p/2$.

2.6 Выводы по главе 2

На основе совместного решения уравнений движения для магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз, обобщенного закона Гука и материальных уравнений получено выражение для линейного и нелинейного МЭ отклика слоистых структур на переменное магнитное поле. Вследствие того, что в области малых полей магнитострикция является квадратичной функцией магнитного поля, то при отсутствии поля подмагничивания возникающего, вследствие МЭ эффекта, индуцированное напряжение будет представлять собой сигнал с удвоенной частотой, величина которого пропорциональна квадрату напряженности магнитного поля. В результате чего резонансное увеличение сигнала происходит на частоте переменного магнитного поля в два раза меньшей частоты основного электромеханического резонанса. При наличии поля подмагничивания возникает сигнал и на частоте переменного магнитного поля, в результате чего результирующий сигнал представляет собой сумму двух сигналов с частотами, равными одинарной и удвоенной частоте переменного магнитного поля. Величина линейного сигнала в области малых полей подмагничивания пропорциональна величине переменного магнитного поля и поля подмагничивания, величина нелинейного сигнала с удвоенной частотой не зависит от величины поля подмагничивания и пропорциональна квадрату переменного магнитного поля.

ГЛАВА 3 Экспериментальное исследование магнитоэлектрического эффекта

3.1 Технология изготовления структур

При изготовлении магнитострикционно-пьезоэлектрических структур используют метод склеивания, метод гальванического осаждения и метод напыления. Метод склеивания позволяет получить структуры с оптимальным соотношением между толщинами магнитострикционного и пьезоэлектрического слоев. Использование в качестве связки промежуточного полимерного слоя приводит к ухудшению механического контакта между активными слоями, в результате чего величина МЭ эффекта уменьшается. Технология напыления или электрохимического осаждения позволяет исключить промежуточный полимерный слой. Поскольку пьезоэлектрический слой, как правило, представляет собой сложное соединение, то напыляют или электрохимически осаждают магнитострикционный слой, представляющий собой ферромагнитный металл. Однако при напылении невозможно получить магнитострикционные слои, толщина которых соизмерима с толщиной пьезоэлектрика. При напылении толщина напыленного слоя составляет порядка нескольких микрон, в то время как толщина пьезоэлектрика сотни микрон. В результате этого соотношение толщин далеко от оптимального, вследствие чего величина эффекта в таких структурах значительно ниже, чем в структурах, изготовленных с использованием связывающего полимерного слоя.

Использование метода электрохимического осаждения магнитострикционного металла на пьезоэлектрическую подложку позволяет получить слои толщиной 10-50 мкм, что является уже соизмеримым с толщиной подложки. Однако при осаждении толстых слоев возникают проблемы, одна из которых связана с получением хорошей адгезии между слоями. Поэтому представляется целесообразным для улучшения адгезии использование подложек с предварительно напыленными на них подслоями [99,100]. Другим способом улучшения адгезии между слоями является

использование подложек с предварительно осажденным на них химическим способом никеля.

3.1.1 Технология изготовления структур металл – пьезоэлектрик и металл – пьезоэлектрик – металл

Величина МЭ эффекта, как показано в главе 2, будет прямо пропорциональна произведению величины пьезоэлектрического и пьезомагнитного коэффициентов и обратно пропорциональна значению диэлектрической проницаемости пьезоэлектрика. Поэтому для изготовления структур целесообразно использовать пьезоэлектрики, у которых с одной стороны максимальное значение пьезоэлектрического модуля и, одновременно, минимальное значение диэлектрической проницаемости. Пьезокерамика на основе цирконата-титаната свинца (ЦТС) обладает большим значением пьезоэлектрического модуля, однако она обладает одновременно и большим значением диэлектрической проницаемости. Величина пьезомодуля у арсенида галлия в 37 раз меньше, чем у ЦТС (GaAs d=-2.69пКл/м, ЦТС d=100 пКл/м), однако величина его диэлектрической проницаемости в 135 раз меньше, чем у ЦТС (GaAs ε=12.9, ЦТС ε=1750). Это приводит к тому, что при прочих равных условиях следует ожидать, что величина МЭ эффекта в структурах на основе арсенида галлия будет не хуже, чем в структурах на основе ЦТС. Кроме того, использование отлаженной полупроводниковой технологии позволит значительно упростить процесс изготовления структур. При изготовлении магнитострикционно-пьезоэлектрических структур методом гальванического осаждения с адгезионными подслоями был выбран следующий технологический маршрут:

1 Формирование партии структур.

2 Первоначальная химическая обработка исходных структур путем кипячения в ацетоне.

3 Химическая обработка структур путем выдерживания в течение 1 мин 30 сек в 5%-ом растворе соляной кислоты (проводилась непосредственно перед напылением).

4 Напыление адгезионного слоя V-Cu-V или Au-Ge-Ni-Au (двусторонее или одностороннее). Нижний металлический слой (V или Au) является адгезионным слоем в данной системе, промежуточный слой (Cu или Ni) – основной слой, на который затем осаждается гальваническим методом пленка никеля, верхний слой (V или Au) защищает основной слой от окисления. Затем, непосредственно перед электролизом, верхний слой стравливается и производится декапирование меди.

5 С целью улучшения адгезии на структуру вначале проводится химическое осаждение никеля, после чего происходит разделение пластины на структуры нужного размера (дополнительная операция).

6 С целью ненужного осаждения никеля на торцы, что приводит к закорачиванию структуры, производится защита торцов путем покрытия их лаком.

7 После проведения предварительных операций производится гальваническое осаждение никеля.

8 После никелирования производится снятие защитного лака с торцов путем растворения его в ацетоне.

9 Резка пластин арсенида галлия на кристаллы.

Выбор исходного материала

Для экспериментального исследования было выбрано несколько типов пьезоэлектрических материалов:

- пьезокерамика: – ЦТС 850, ЦТС 19 толщиной *400 мкм* и *500 мкм* в форме прямоугольной пластины и диска. Пластины были предоставлены ОАО "НИИ "Элпа" (г. Москва);
- полуизолирующий арсенид галлия (тип 360 АГЧП-8-а) толщиной *400 мкм* в форме прямоугольной пластины. Пластины были предоставлены

ЗАО «Элма-Малахит» (г. Зеленоград). На рис. 3.1 и рис. 3.2 представлен первоначальный вид образцов.

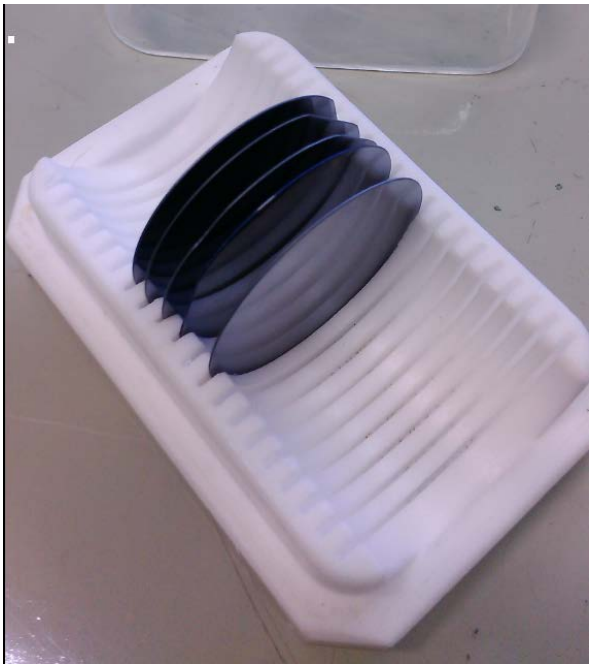


Рис. 3.1 Первоначальный вид образцов из арсенида галлия

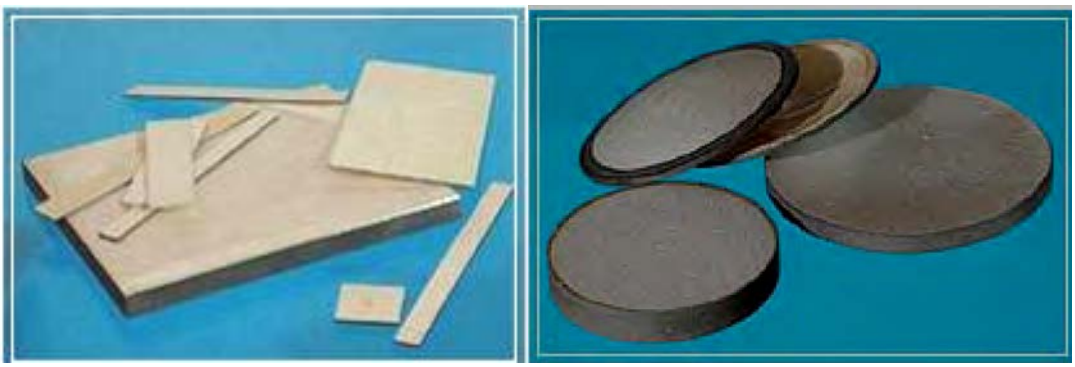


Рис. 3.2 Первоначальный вид образцов из пьезокерамики ЦТС

Керамическая технология изготовления ЦТС основывается на спекании заготовок, отформованных из порошков, причем температура спекания составляет примерно 0,5-0,8 температуры плавления соответствующего соединения. Затем методом вжигания серебряной пасты формируют электроды. Далее образцы поляризуют, для чего прикладывают электрическое поле напряженностью порядка *40 кВ/м* и выдерживают образец под напряжением в течение 2-х – 3-х часов. За это время происходит переориентации большей

части доменов и создания стабильной доменной конфигурации. Затем в электрическом поле образцы медленно охлаждают до комнатной температуры.

Для синтеза арсенида галлия используются метод Чохральского, основанный на выращивании кристаллов путём вытягивания их вверх от свободной поверхности большого объёма расплава с инициацией начала кристаллизации путём приведения затравочного кристалла заданной структуры и кристаллографической ориентации в контакт со свободной поверхностью расплава. Поляризация пластин арсенида галлия не требуется, так как это монокристаллическая структура.

Основные свойства пьезоэлектрических материалов представлены в таблице 3.1

Таблица 3.1 Основные свойства пьезоэлектрических материалов

Материал	**ЦТС 850**	**ЦТС 19**	**Арсенид галлия**
Плотность 10^3 кг/м^3	7,5	7,5	5,32
Модуль Юнга 10^{10}Па	6,3	6,2	8,5
Коэффициент Пуассона	0,37	0,37	0,31
Диэлектрическая проницаемость ε	1750	1750	12,9
Пьезомодуль d, пКл/Н	-175	-130	-2.69

В качестве магнитострикционной фазы использовали никель и пермендюр.

Поликристаллический никель (Ni) обладает значительной магнитострикцией ($\lambda s = -40 \cdot 10^{-6}$) и малым полем насыщения ($Hs = 300$ Э).

Пермендюр — сплав железа с кобальтом (48—50 %) с добавкой ванадия (до 2%), характеризующийся высокой намагниченностью насыщения и повышенной магнитной проницаемостью при больших индукциях.

Основные технологические операции

Химическая обработка структур

Во время исходной обработки производят кипячение структур в ацетоне на водяной бане в течение 5-7 минут. Сушка в парах ацетона.

Непосредственно перед напылением пластины арсенида галлия и пьезокерамику обрабатывают в растворе 5% соляной кислоты в течение 90 секунд, затем промывают в деионизованной воде 20 секунд, сушат.

Магнетронное напыление металлов

Данная операция одинакова для пьезокерамики и пластин арсенида галлия. Образцы загружают в установку магнетронного напыления. Процесс происходит при давлении $1{,}6 \cdot 10^{-3}$ мм. рт. ст. в плазме аргона. Средняя температура процесса 250ºС. Сначала напыляют слой ванадия, затем слой меди, и закрывают медь слоем ванадия. Параметры процесса представлены в таблице 3.2.

Таблица 3.2 Параметры процесса магнетронного напыления

Материал мишени	**Ток, I, А**	**Напряжение U, кВ**	**Время t, мин**
Ванадий	1,0±0,2	0,32-0,45	4-7
Медь	1,0±0,2	0,35-0,45	40-60
Ванадий	1,0±0,2	0,32-0,45	4-7

Первый слой ванадия является адгезионным и для ЦТС, и для GaAs. Медный слой толщиной порядка 1 мкм является основой под гальваническое осаждение, поскольку медь на воздухе довольно быстро окисляется, ее защищают слоем ванадия. После остывания установки и разгрузки камеры, образцы переворачивают и повторяют процесс напыления на другую сторону структуры. На рис. 3.3 показаны фото структур с напыленными адгезионными слоями.



а) б)

Рис. 3.3 Фото структур с напыленными адгезионными подслоями
а) – подслой V-Cu, б) – подслой Au-Ge-Ni

Электронно-лучевое напыление металлов

Металлическое покрытие при данном виде напыления более структурированно, напыленные пленки получаются с равной толщиной по всей поверхности, «чистые», с минимальными микронеровностями по поверхности структуры.

При выполнении данной операции используют систему металлов золото-германий-никель-золото. Напыление происходит при комнатной температуре. Очень удобный способ, когда на структуре есть приклеенные металлические слои. Данный способ позволяет сохранить структуру без температурного воздействия, что способствует сохранению приклеенных слоев, при этом получив достаточную адгезию к материалу. Процесс проводят при давлении $2 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. Параметры процесса представлены в таблице 3.3.

Таблица 3.3 Параметры процесса электронно-лучевого напыления

Напыляемый материал	**Время напыления**	**Задание на нагрев**	**Общая толщина на пластине, мкм**
Золото	(2-4)мин	Без нагрева	$0{,}13^{+0{,}05}$
Германий	(30-90) с		
Никель	(1-2) мин		
Золото	(1-2) мин		

В качестве адгезионного слоя также было опробовано напыление молибдена, система металлов ванадий-молибден и тантал-ванадий. По результатам проведенных партий можно утверждать, что наилучшими характеристиками обладают пленки V-Cu-V и Au-Ge-Ni-Au, т.к. при двустороннем напылении данные системы металлов не перегреваются, не шелушаться и не трескаются. Их адгезия стабильная как для пьезокерамики, так и для пластин арсенида галлия.

Химическое никелирование

В основу процесса химического никелирования положена реакция восстановления никеля из водных растворов его солей гипофосфитом натрия.

При химическом никелировании удается получить тонкие пленки порядка *1-5 мкм*. Такие пленки имеют хорошую адгезию к металлическому подслою, обладают красивой глянцевой поверхностью, напоминающей напыленную, имеют ровную четкую поверхность и могут служить дополнительным металлическим подслоем для гальванического осаждения.

Состав химического раствора:

хлористый никель - 40-50 г/л,

хлористый аммоний - 45-55 г/л,

лимоннокислый натрий - 40-50 г/л,

гипофосфит натрия-10-20 г/л.

Температура раствора - 80-88°С, скорость осаждения - 8-10 мкм/ч.

Гальваническое осаждение никеля

При никелировании поверхности, предварительно стравливают верхний слой напыленного ванадия до полного обнажения медного слоя или верхний слой золота до полного обнажения никелевого слоя, образец промывают в деионизованной воде в течение не менее 30 секунд, сушат. Обработку поверхности открывшегося слоя меди (никеля) проводят в растворе для декапирования (травитель для ванадия или золота) 1-3 секунды, промывают в

воде. Далее непосредственно производят электролитическое осаждение никеля. Установка для осаждения представлена на рис. 3.4

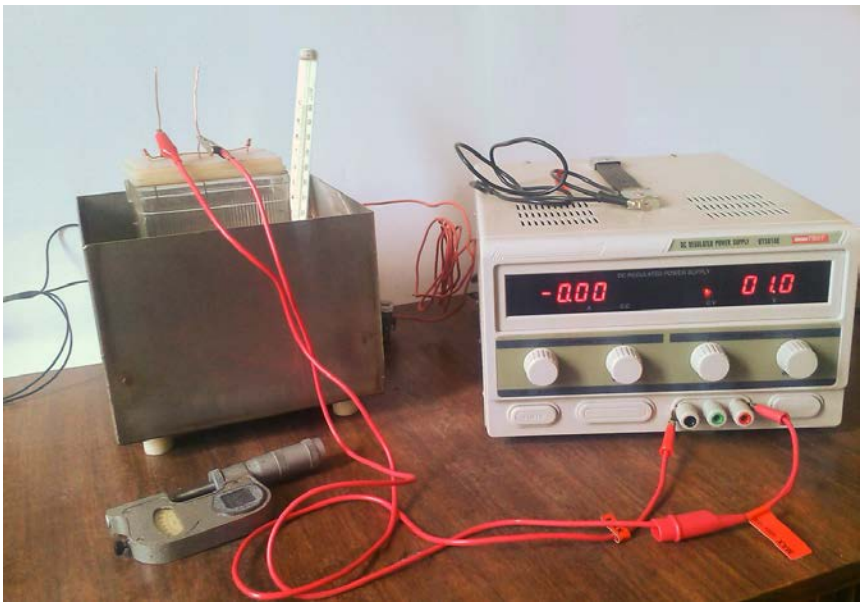


Рис. 3.4 Установка для электролитического осаждения никеля

Образец помещают в ванну с электролитом, устанавливая величину силы тока по миллиамперметру источника питания порядка 5-15 мА/см^2 при температуре порядка 30-50°С, которая непосредственно поддерживается автоматически. Во время процесса в течение 1 часа вырастает никелевая пленка толщиной *20-30 мкм*. В таблице 3.4 представлены химические компоненты для проведения процесса.

Таблица 3.4 Химические компоненты

Химический раствор	**Название компонентов**	**Пропорции**
Травитель для ванадия	Аммоний надсернокислый : Кислота серная	1:1
Травитель для золота	Натрий серноватистокислый : тиомочевина : калий железосинеродистый	1:1:1
Состав для декапирования меди	Перекись водорода : аммоний виннокислый	1:5
Электролит никелирования	никель сернокислый : никель хлористый : кислота борная	5:1:1

Проблемой, возникающей при изготовлении структур путем электрохимического осаждения, являются эффекты, возникающие на границе раздела вследствие несоразмерности фаз. Постоянные решетки подложки из арсенида галлия и никеля имеют разные значения, поэтому вследствие этого на границе раздела возникают механические напряжения. Это приводит к тому, что при изготовлении двухслойных структур происходит коробление, образец изменяет свою форму и нанесенная пленка отслаивается. Если использовать трехслойные структуры никель – арсенид галлия – никель, то коробления не происходит. Однако наличие механических напряжений приводит к тому, что даже при небольшом внешнем механическом воздействии происходит разрушение структуры. Слой арсенида галлия при этом буквально рассыпается в порошок. Толщина слоев, которую удается осадить при гальваническом методе, порядка *5-50 мкм*. Оптимальными толщинами, установленными в ходе экспериментов при двустороннем осаждении, были толщины никеля в диапазоне *20-30 мкм*.

Также установлено, что температура является еще одним немаловажным фактором в данном процессе. Было замечено, что, если температура электролита выше комнатной и сила тока, подаваемая на электрод достаточна велика, никелевое покрытие нужной толщины достаточно быстро осаждается, обладает хорошей прочностью и адгезией, имеет ровную толщину по поверхности, четкую мелкозернистую структуру и однородный металлический цвет.

На рис. 3.5 и 3.6 показаны структуры с гальванически осажденным слоем никеля на подложки из ЦТС и арсенида галлия



Рис. 3.5 Образцы ЦТС с напыленным подслоем V-Cu и гальванически осажденным Ni

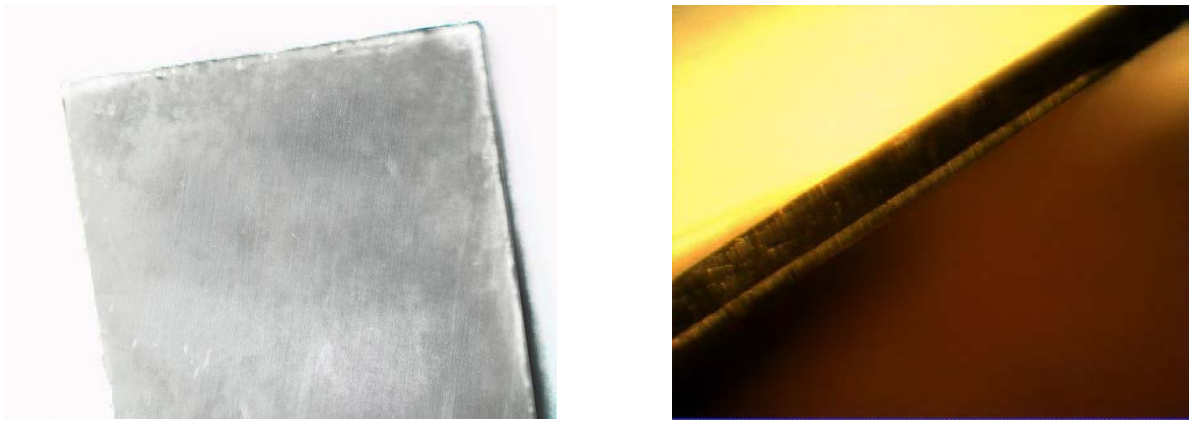


Рис. 3.6 Образцы из арсенида галлия с гальванически осажденным слоем никеля

Резка пластин арсенида галлия на кристаллы

Настоящая технологическая операция предназначена для резки пластин на кристаллы алмазными дисками в двух взаимно перпендикулярных направлениях на ленте-спутнике. Во время процесса пластина наклеена на липкую ленту. Расход воды должен обеспечивать обязательное двухстороннее омывание режущего лезвия диска, наличие постоянной прослойки воды над поверхностью обрабатываемой пластины и удаление стружки из зоны резки. Качество реза проверяют на видеоконтрольном устройстве. Линия реза должна быть равномерной по ширине. В ходе эксперимента размеры кристалла были выбраны *5×15 мм*.

Методика проверки металлической адгезии

Величину адгезии определяют в момент одновременного нарушения контакта на всех участках площади контактирования при положении разрушающей нагрузки в направлении, перпендикулярном плоскости контакта поверхностей.

После напыления

Метод царапания. Адгезия хорошая, если при царапании напыленной пленки сцарапывается верхний металл, затем медь «как масло» и нижний металл не сцарапывается, остается не поврежденным, т.е. не отстает «шелухой».

Наклеивание на скотч. Проверяемый участок подложки или вся подложка наклеивается на скотч липкой стороной. Затем резко отдирается. Если на скотче не окажется металлизации – адгезия хорошая, если вся металлизация или часть окажется на скотче – адгезия плохая.

После гальванического осаждения

Метод царапания. Если гальванически осажденный никель сцарапывается только при приложении большого усилия и нижний слой напыленного адгезионного подслоя не сцарапывается и остается практически не поврежденным – адгезия хорошая. В противном случае, адгезия плохая.

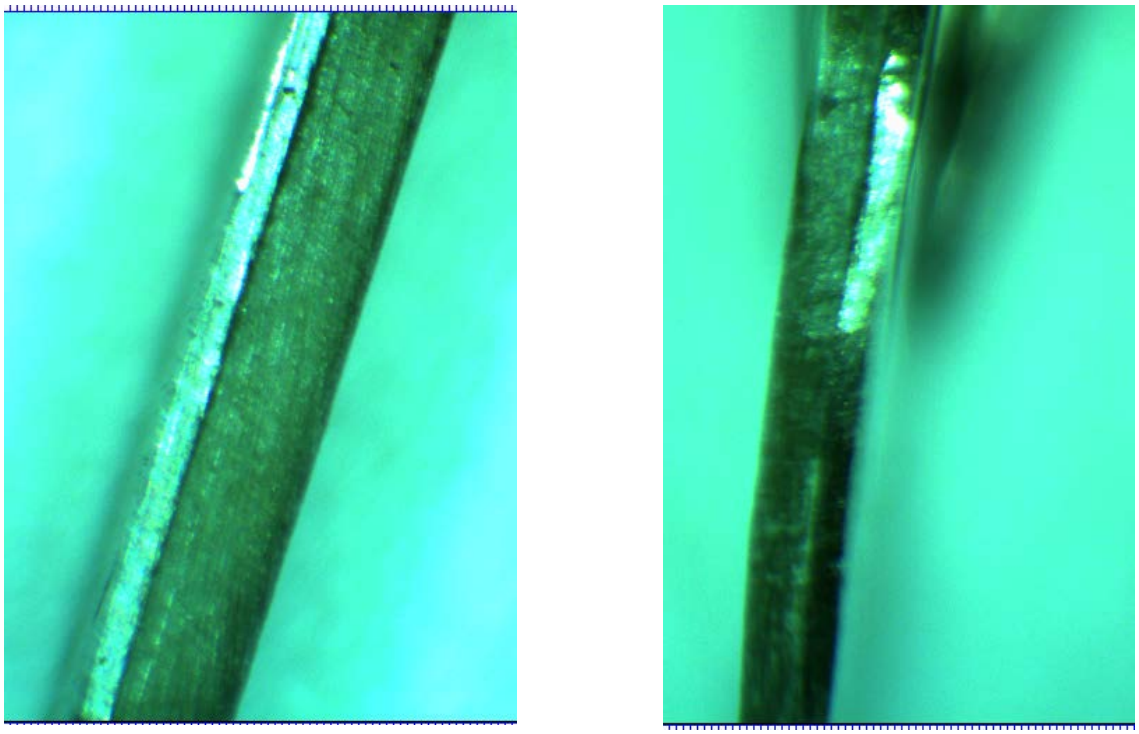
Проверка на свариваемость. Испытание на свариваемость методом термокомпрессионной сварки (диаметр проволоки 0,015 мм). Проверка механической прочности соединений (разрывное усилие 1,8-2,6 г).

Испытание на свариваемость методом ультразвуковой сварки (диаметр проволоки 0,2 мм). Проверка механической прочности соединений (разрывное усилие 1,8-3,0 г).

Если при приложении разрывного напряжения рвется проволока, то адгезия хорошая, если отваливаются гальванические слои, то плохая.

3.1.2 Технология изготовления структур металл – полимер – пьезоэлектрик методом склеивания

Структуры металл – полимер – пьезоэлектрик изготавливались на основе ЦТС как альтернативные структурам металл – пьезоэлектрик, полученным методом гальванического осаждения. На предварительно обработанную пьезоэлектрическую пластину наносятся серебряные электроды толщиной 1 мкм методом вжигания, затем на поверхность одного из электродов приклеиваются с помощью клея “Loctite-3430A” слой ферромагнетика. Он обеспечивает надежное механическое сцепление, не дает при этом эффекта зажатия образца. Склеивание производится под давлением (в тисках) в течение 24 часов при комнатной температуре. Производителем клея гарантируется толщина клеевого слоя не больше *3 мкм*, что позволяет пренебречь его влиянием на параметры структуры. На рис. 3.7 показано фото структур металл – полимер – пьезоэлектрик, полученных методом склеивания.



а) б)

Рис. 3.7 Двухслойная структура ЦТС-полимер-никель
а) – образец в форме прямоугольной пластинки, б) – образец в форме диска

На рис. 3.8 показано фото симметричных трехслойных структур металл – полимер – пьезоэлектрик – полимер – металл, полученных методом склеивания.

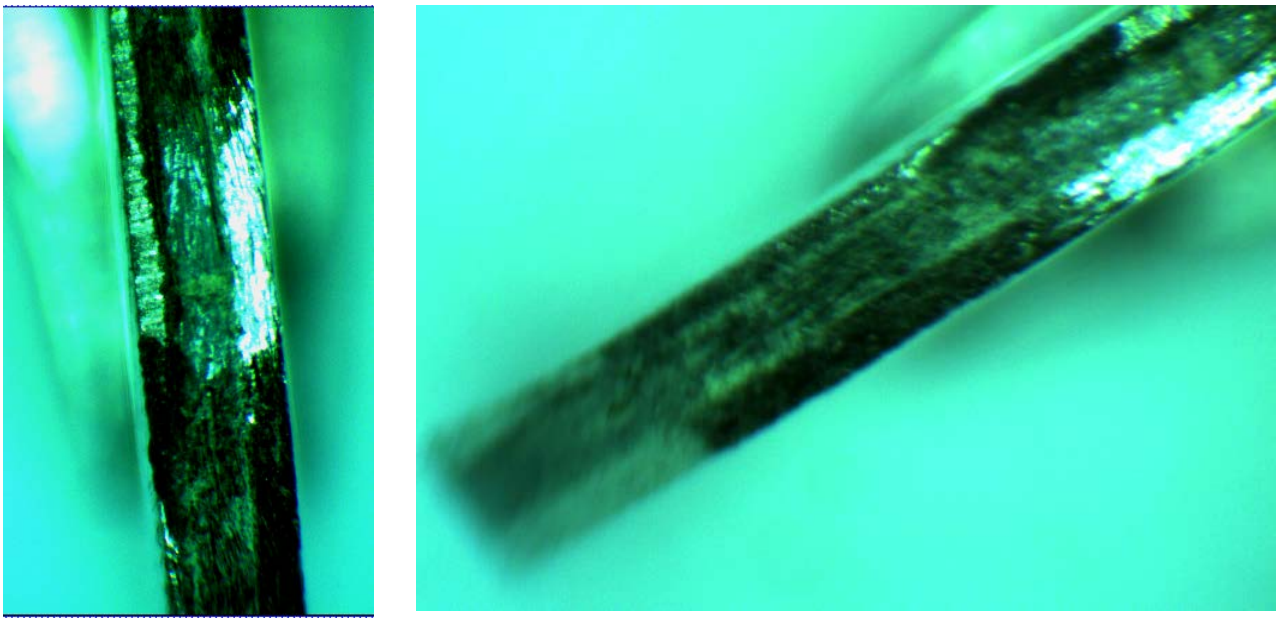
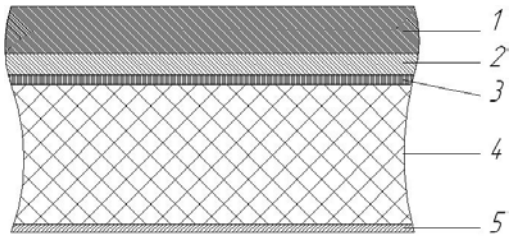
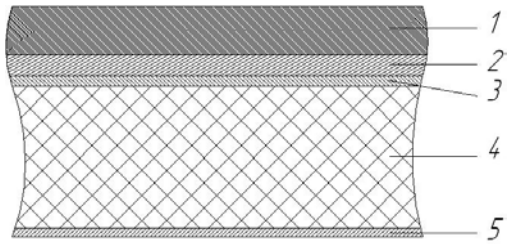
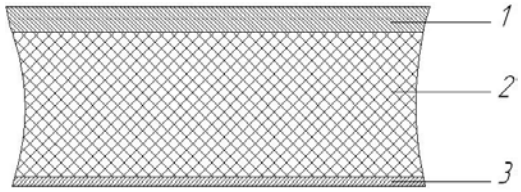
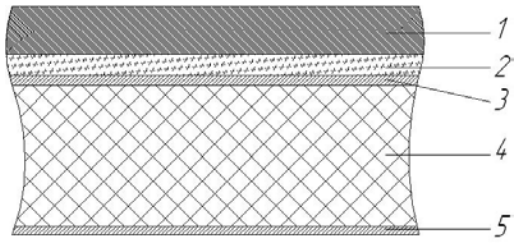
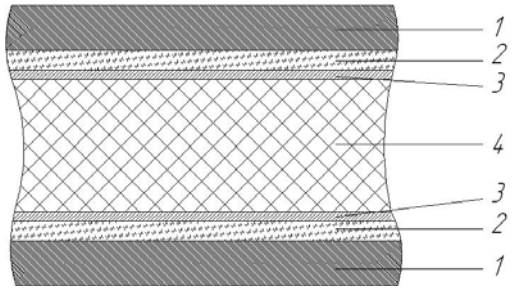
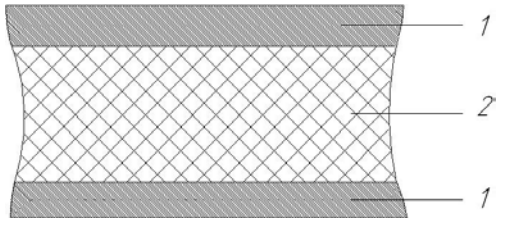
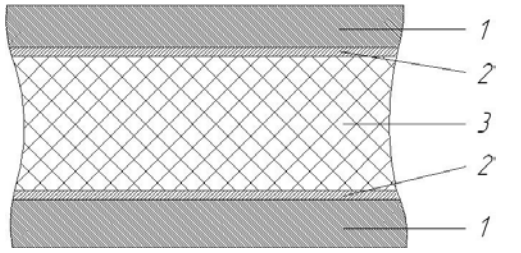


Рис. 3.8 Трехслойная структура никель – полимер – ЦТС – полимер – никель дискообразной формы

При экспериментах использовались различные типы структур, варианты которых представлены в таблице 3.5.

Таблица 3.5 Варианты магнитострикционно-пьезоэлектрических структур

Двухслойные структуры металл-пьезоэлектрик	
	1 гальванически осажденный слой Ni 2 гальванически осажденный слой Cu 3 напыленный подслой V-Cu 4 пьезоэлектрическая подложка 5 пленка Ag или Au

	1 гальванически осажденный слой Ni 2 химически осажденный слой Ni 3 напыленный подслой Au-Ge-Ni 4 пьезоэлектрическая подложка 5 пленка Ag или Au
	1 химически осажденный слой Ni 2 пьезоэлектрическая подложка 3 пленка Ag или Au
Двухслойные структуры металл-полимер-пьезоэлектрик	
	1 Металл (Ni, пермендюр) 2 полимер 3 пленка Ag 4 пьезоэлектрическая подложка 5 пленка Ag или Au
Трехслойная структура металл-пьезоэлектрик-металл	
	1 гальванически осажденный слой Ni 2 химически осажденный слой Ni 3 напыленный подслой Au-Ge-Ni или V-Cu 4 пьезоэлектрическая подложка
	1 химически осажденный слой Ni 2 пьезоэлектрическая подложка
Трехслойная структура металл-полимер-пьезоэлектрик-полимер-металл	
	1 Металл (Ni, пермендюр) 2 полимер 3 пленка Ag 4 пьезоэлектрическая подложка

Таким образом, в ходе экспериментов было установлено, что оптимальными структурами, полученными методом электрохимического осаждения никеля на пьезоэлектрическую подложку являются структуры металл – пьезоэлектрик – металл. При использовании подложки из арсенида галлия наилучшей адгезией обладают структуры, полученные с использованием подслоев из Au-Ge-Ni, а при использовании в качестве подложки ЦТС наилучшую адгезию показывают структуры, полученные с использованием подслоев V-Cu.

3.2 Описание экспериментальной установки и методики измерения

При экспериментальном исследовании МЭ эффекта наибольшее распространение получили два метода: метод, основанный на регистрации переменного напряжения, возникающего на образце, при помещении его в переменное поле и постоянное подмагничивающее поле [40], и метод, основанный на регистрации МЭ отклика системы на короткий импульс магнитного поля с последующим его Фурье анализом для получения частотной зависимости МЭ сигнала [101]. Нами использовался первый метод, основанный на регистрации переменного напряжения, возникающего на образце, при помещении его в переменное магнитное поле при наличии или отсутствии поля подмагничивания. Главным условием эксперимента была реализация условия разомкнутой цепи, т.е. сопротивление измеряемых приборов должно быть много больше сопротивления образца. Внешний вид экспериментальной установки приведен на рис. 3.9.

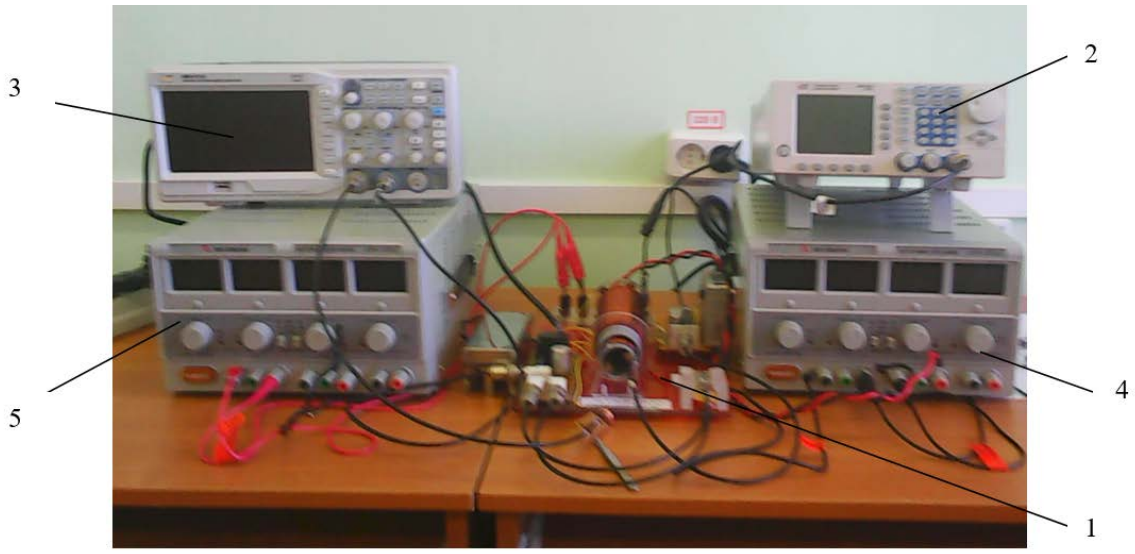


Рис. 3.9 Основные узлы экспериментальной установки
1 – измерительный блок, 2 – генератор сигналов специальной формы типа АКИП – 3410/4, 3 – запоминающий осциллограф типа АКИП – 4115/6А, универсальные источники питания типа АТН – 3333

Вид измерительного блока приведен на рис. 3.10



Рис. 3.10 Основные элементы измерительного блока
1 – соленоид, создающий поле подмагничивания, 2 – соленоид, создающий переменное магнитное поле,3 – пробная катушка для измерения величины переменного поля,4 – держатель с образцом, 5 – усилитель синусоидального сигнала генератора, 6 – усилитель выходного сигнала с образца, 7 – защитный кожух

Основными элементами измерительного блока являются: соленоид, создающий поле подмагничивания; соленоид или катушка Гельмгольца, создающие переменное магнитное поле; пробная катушка для измерения

величины переменного поля; держатель с образцом; усилитель синусоидального сигнала генератора, усилитель выходного сигнала с образца, помещенный в защитный кожух. Соленоид представляет собой цилиндр длиной l= 300 мм, на который намотана медная проволока диаметром $\varnothing_1$=0.5 мм в 10 слоев. Средний диаметр соленоида равен d_1=43 мм. Индуктивность соленоида L_1=2.1 мГн, сопротивление R_1= 22 Ом.

Катушка Гельмгольца или соленоид, создающее переменное магнитное поле, через усилитель подключены к низкочастотному генератору синусоидальных сигналов АКИП – 4115/6А, частота которых может изменяться в пределах 10 Гц – 120 МГц. Соленоид выполнен в виде цилиндра диаметром d_2=30 мм, на который в один слой намотана медная проволока диаметром $\varnothing_2$=0.5 мм. Пробная катушка для измерения магнитного поля содержит N=500 витков и намотана на цилиндрический каркас диаметром d_3=12 мм. Выходной усилитель выполнен на основе МДП транзисторов и имеет входное сопротивление порядка сотни МОм.

Перед проведением измерений вначале проводили градуировку переменного магнитного поля с помощью пробной катушки. Для этого внутрь соленоида помещали катушку, имеющую *N=500* витков и площадь поперечного сечения $S = \pi d_2^2 / 4$,и измеряли ЭДС ε индукции на частоте *f*. Далее, используя закон Фарадея для электромагнитной индукции

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt} = i\omega NS\mu_0 H\,, \qquad (3.1)$$

для напряженности магнитного поля получаем следующее выражение:

$$H = \varepsilon /(2\pi fNS\mu_0)\,, \qquad (3.2)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\ Гн/м$ – магнитная постоянная.

Затем производились измерения частотной зависимости МЭ, для чего измерялось напряжение, индуцируемое на образце. Перед проведением измерений образцы первоначально размагничивались. Это делалось для того, чтобы исключить линейный эффект, связанный с гистерезисом [86]. При

исследовании нелинейного эффекта измерялась амплитуда сигнала с удвоенной частотой. Характерная картина, наблюдаемая при этом на экране осциллографа, представлена на рис. 3.11.

Как видно из рис. 3.11, в полном соответствии с теорией, частота выходного сигнала с образца равна удвоенной частоте переменного магнитного поля. При изменении амплитуды переменного магнитного поля величина нелинейного сигнала изменялась пропорционально квадрату напряженности переменного магнитного поля.

При подаче на соленоид постоянного напряжения возникало подмагничивающее поле. Картинка на экране осциллографа при этом изменялась качественно. Характерная картина осциллограммы напряжения при $H_{bias} \neq 0$ представлена на рис. 3.12.

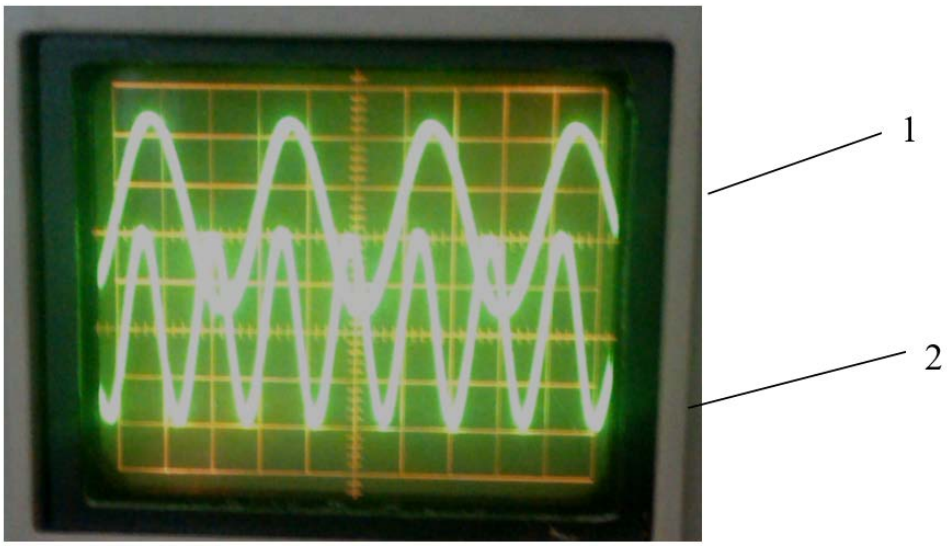


Рис. 3.11 Характерная осциллограмма напряжения при нелинейном эффекте. Поле подмагничивания H_{bias}=0.
1 – сигнал от пробной катушки, 2 – сигнал с образца

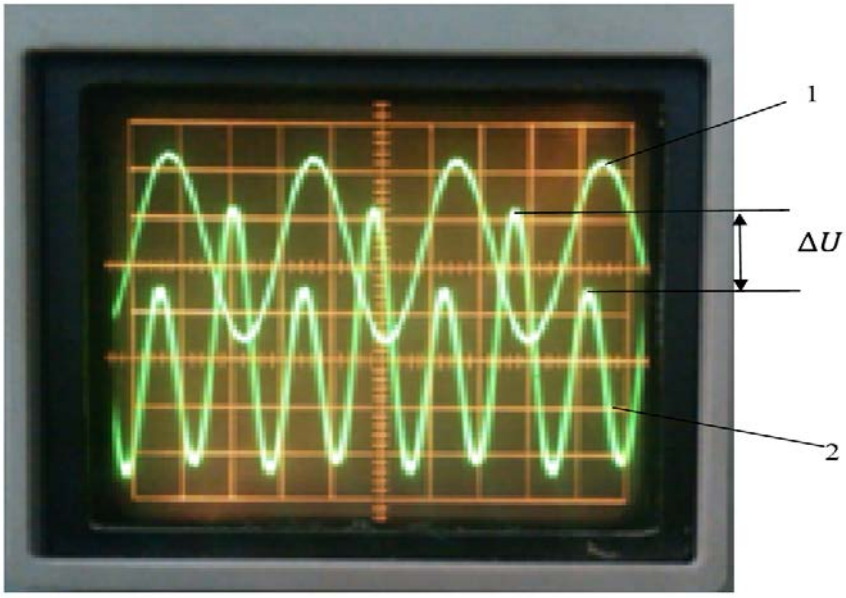


Рис. 3.12 Характерная осциллограмма напряжения при нелинейном эффекте. Поле подмагничивания $H_{bias} \neq 0$.
1 – сигнал от пробной катушки, 2 – сигнал с образца

Как видно из рис. 3.12, в полном соответствии с теорией, наблюдается картина, характерная для сложения двух гармонических сигналов с одинарной и удвоенной частотой и постоянной разностью фаз. Возникающая при этом разность амплитудных значений соседних максимумов ΔU, как будет показано ниже, пропорциональна величине поля подмагничивания H_{bias}.

3.3 Результаты измерений. Сравнение теории и эксперимента

При экспериментальных исследованиях линейного и нелинейного МЭ эффектов исследовались как структуры металл – пьезоэлектрик и металл – пьезоэлектрик – металл, полученные методом электролитического осаждения никеля на подложки из ЦТС и арсенида галлия, так и структуры металл – полимер – пьезоэлектрик и металл – полимер – пьезоэлектрик – полимер – металл, полученные методом склеивания. Характерные зависимости для данных структур приведены ниже.

3.3.1 Магнитоэлектрический эффект в структуре никель – арсенид галлия – никель

Исследовался линейный и нелинейный МЭ эффект на образцах в форме прямоугольной пластинки. Структуры были получены методом электролитического осаждения никеля на подложку из арсенида галлия с использованием подслоев из Au-Ge-Ni. Использовался арсенид галлия фирмы ЗАО «Элма-Малахит» (г. Зеленоград), тип 360 АГЧП-8-а. Исследуемые образцы вырезались из пластин с ориентацией поверхности (100) толщиной $t_p=0.4$ *мм* в форме параллелепипеда длиной L=15 мм и шириной $W=5$ *мм*. Толщина каждого слоя никеля $t_m=20$ *мкм*. Длинная сторона образца имела направление <110>. Образцы помещались в соленоид таким образом, чтобы длинная грань образца составляла с осью соленоида угол 45 градусов. Схема ориентации образца показана на рис. 3.13

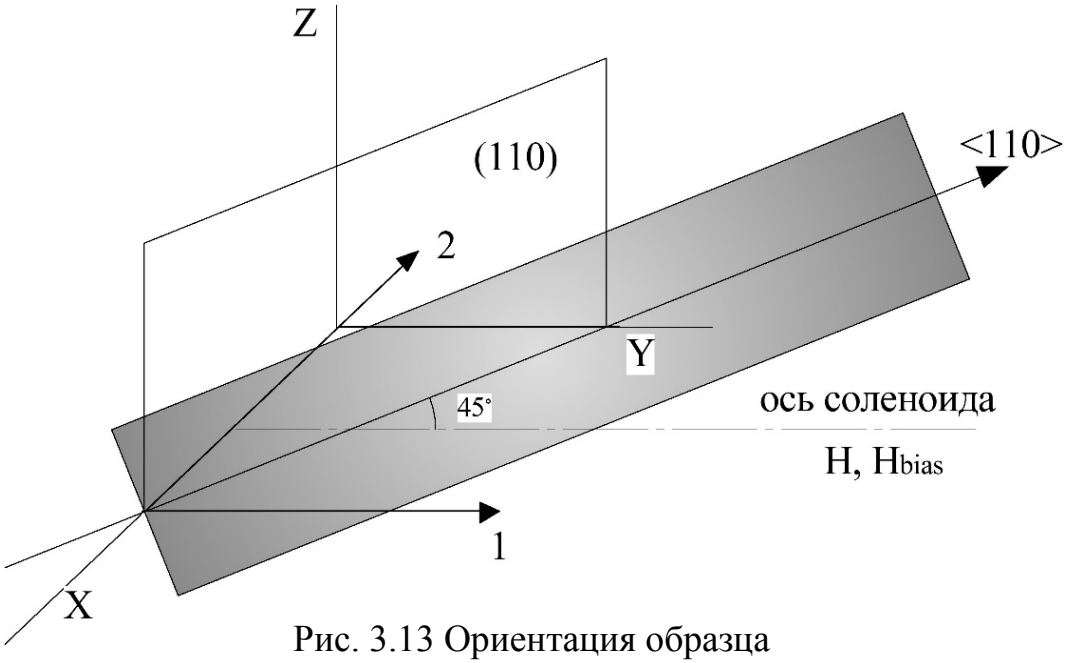


Рис. 3.13 Ориентация образца

На рис. 3.14 показана частотная зависимость МЭ эффекта в низкочастотной области и области электромеханического резонанса. Как видно из рисунка, наряду с основным резонансом на частоте $f_1=165$ *кГц*, наблюдается дополнительный резонанс на частоте $f_2=82.5$ *кГц*, вдвое меньшей частоты

основного резонанса. Величина этого резонанса не изменялась при изменении поля подмагничивания. Частотная зависимость МЭ эффекта в области второго резонанса дополнительно показана на рис. 3.15.

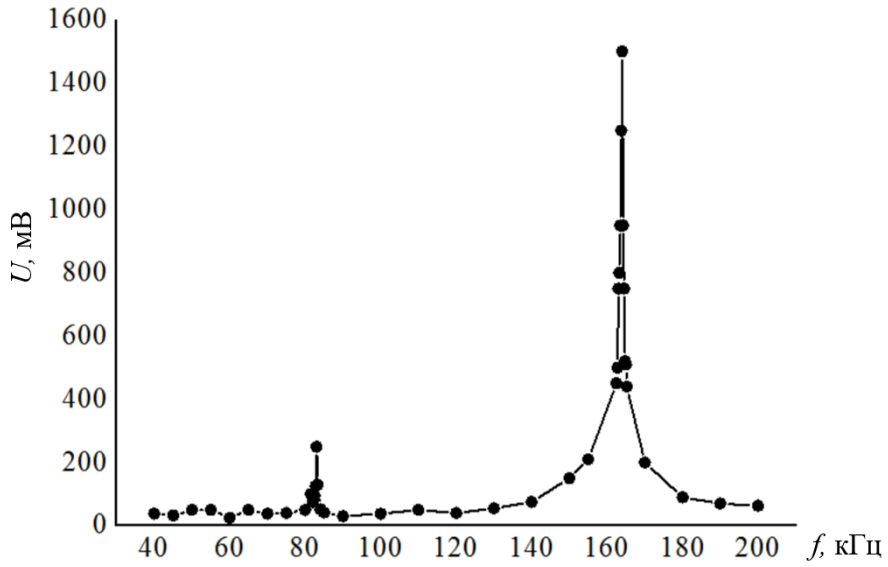


Рис. 3.14 Частотная зависимость МЭ эффекта для структуры арсенид галлия – никель (гальванически осажденный). Поле подмагничивания $H_{bias} = 10$ Э

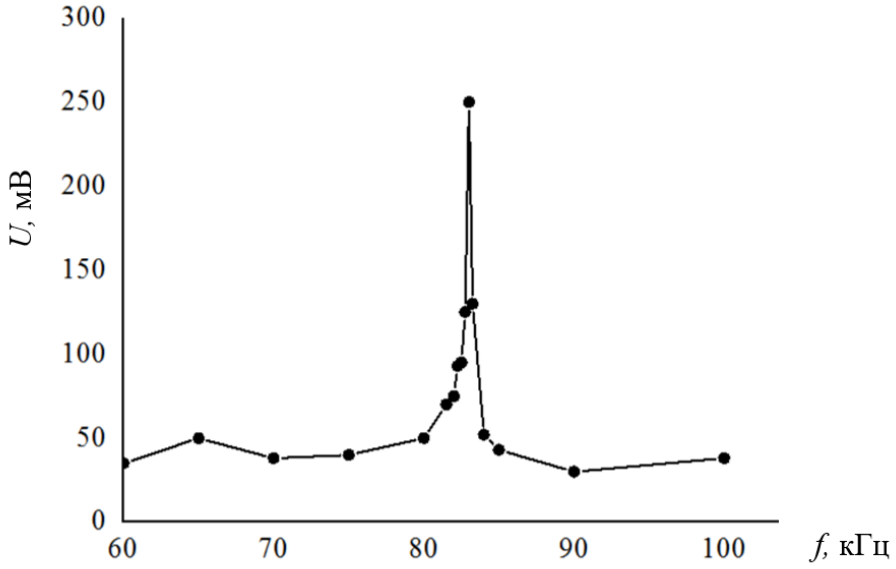


Рис. 3.15 Частотная зависимость МЭ эффекта для структуры арсенид галлия – никель (гальванически осажденный) в области резонанса, обусловленного нелинейным эффектом

Величина основного резонанса, обусловленного линейным МЭ эффектом, зависела от поля подмагничивания. На рис. 3.16 представлена полевая зависимость резонансного значения МЭ коэффициента по напряжению. Величина переменного магнитного поля была равна H=0.1 *Э*.

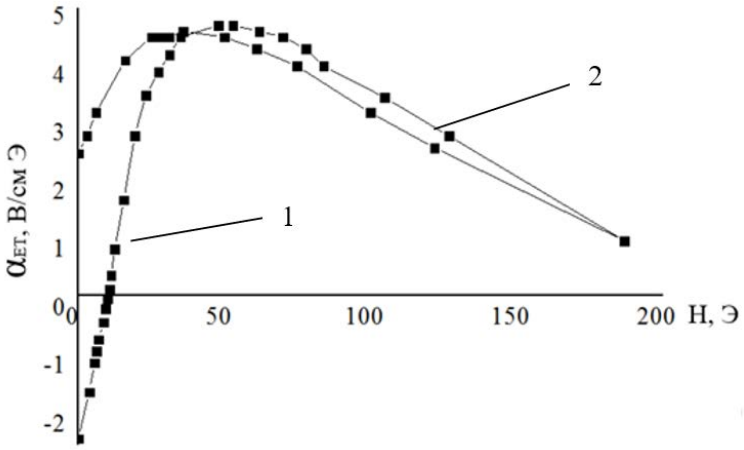


Рис. 3.16 Зависимость резонансного значения МЭ коэффициента по напряжению от величины поля подмагничивания для структуры никель – арсенид галлия – никель (толщина никеля *20 мкм*). 1 – поле возрастает, 2 – поле убывает

Как видно из рис. 3.16 полевые зависимости имеют типичный для таких структур вид, обусловленный зависимостью магнитострикции от магнитного поля. Зависимость магнитострикции от величины магнитного поля в области слабых полей, согласно данным работы [75] дополнительно представлена на рис. 3.17. Как видно из этого рисунка, в области слабых полей (для никеля порядка *75 Э*, для пермендюра порядка *200 Э*) магнитострикция является квадратичной функцией магнитного поля. Следует отметить, что зависимость магнитострикции от магнитного поля сильно зависит от размеров образца вследствие возникновения полей размагничивания. Приведенные на рис. 3.17 кривые измерялась на образцах длиной около *10-12 мм*, шириной *5-8 мм*, что вполне соответствует размерам образца, используемого в наших измерениях.

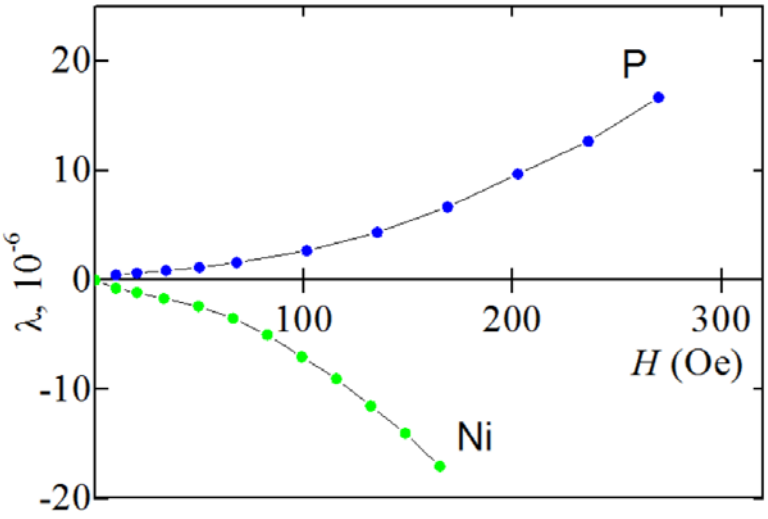


Рис. 3.17 Зависимость магнитострикции от магнитного поля в области слабых полей [75]

Вследствие квадратичной зависимости магнитострикции в области слабых полей величина МЭ коэффициента по напряжению линейным образом зависит от поля подмагничивания. Этот факт можно использовать при создании дифференциальных датчиков магнитного поля, принцип работы которых основан на нелинейном МЭ эффекте.

3.3.2 Магнитоэлектрический эффект в дискообразной структуре никель – полимер – цирконат титанат свинца – полимер – никель

Для эксперимента были изготовлены методом склеивания дискообразные структуры никель – полимер – цирконат-титанат свинца. Диаметр образцов был равен $D=8.7$ *мм*, толщина пьезоэлектрика ЦТС $t_p=0.32$ мм, толщина слоя никеля $t_m=0.25$ *мм*, толщина связывающего полимерного слоя порядка несколько мкм. Фотографии такой структуры приведены на рис. 3.8. Были проведены исследования частотных и полевых зависимостей МЭ эффекта. На рис. 3.18 показана частотная зависимость МЭ эффекта в низкочастотной области и области электромеханического резонанса. При измерениях напряженность поля подмагничивания $H=2$ *Э*, напряженность поля подмагничивания $H_{bias}=50$ *Э*.

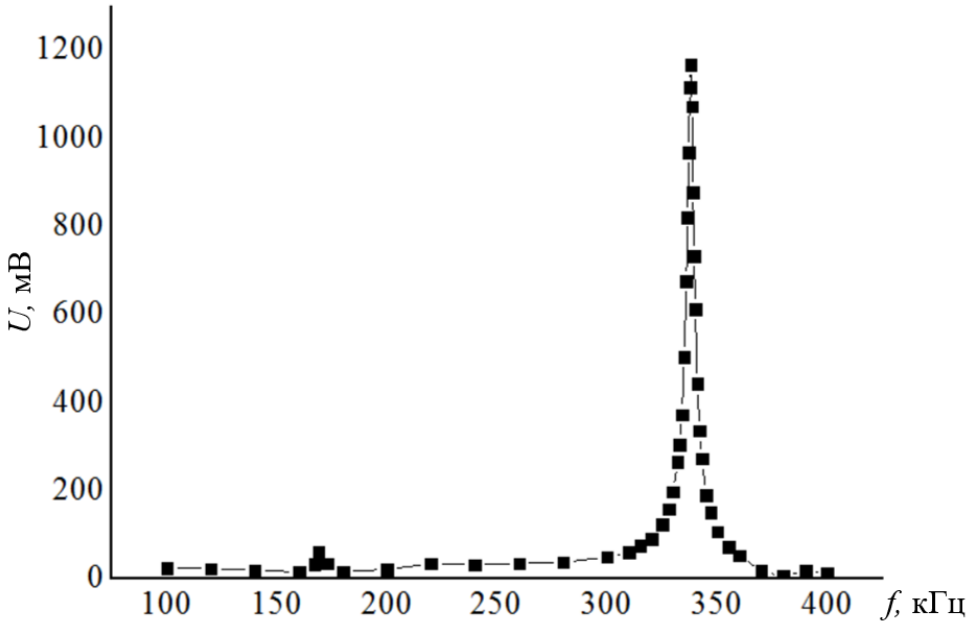


Рис. 3.18 Частотная зависимость МЭ эффекта для дискообразной структуры никель – полимер – ЦТС – полимер – никель. Поле подмагничивания $H_{bias} = 50$ Э

Для данных геометрических размеров основной резонанс наблюдается на частоте f_1=338 кГц. В полном соответствии с теорией, на частоте f_2=169 кГц наблюдается дополнительный резонанс, обусловленный нелинейным МЭ эффектом. Вследствие того, что величина поля подмагничивания много больше величины переменного магнитного поля, резонансное значение нелинейного МЭ эффекта много меньше резонансного значения линейного МЭ эффекта. На рис. 3.19 и рис. 3.20 приведены резонансные значения величины индуцируемого, вследствие нелинейного эффекта, напряжения от величины переменного магнитного поля.

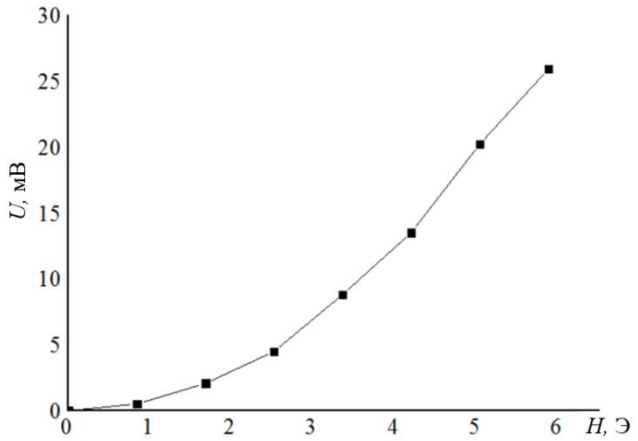


Рис. 3.19 Зависимость резонансного значения нелинейного МЭ эффекта для дискообразной структуры никель – полимер – ЦТС от величины напряженности переменного магнитного поля

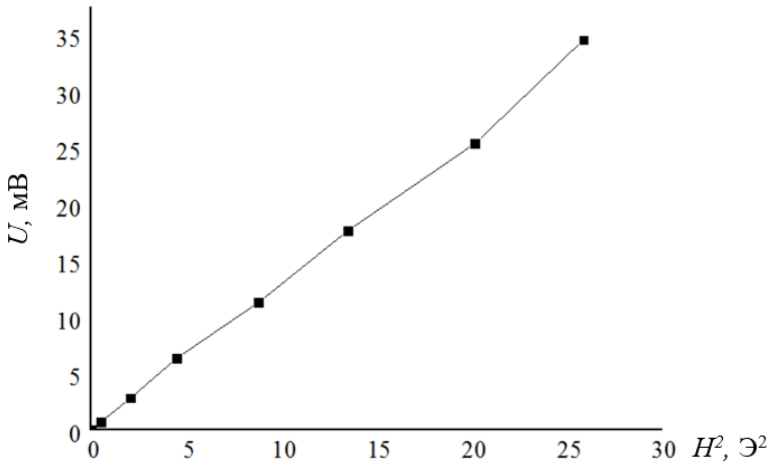


Рис. 3.20 Зависимость резонансного значения нелинейного МЭ эффекта для дискообразной структуры никель – полимер – ЦТС – полимер – никель от квадрата напряженности переменного магнитного поля

Как следует из этих рисунков, амплитуда индуцированного напряжения в области слабых полей квадратично зависит от величины напряженности переменного магнитного поля. При дальнейшем увеличении напряженности переменного магнитного поля наблюдается отклонение от квадратичной зависимости. На рис. 3.21 для сравнения приведены полевые зависимости

резонансного значения МЭ коэффициента по напряжению $\alpha_{E,T}$, характеризующего линейный эффект.

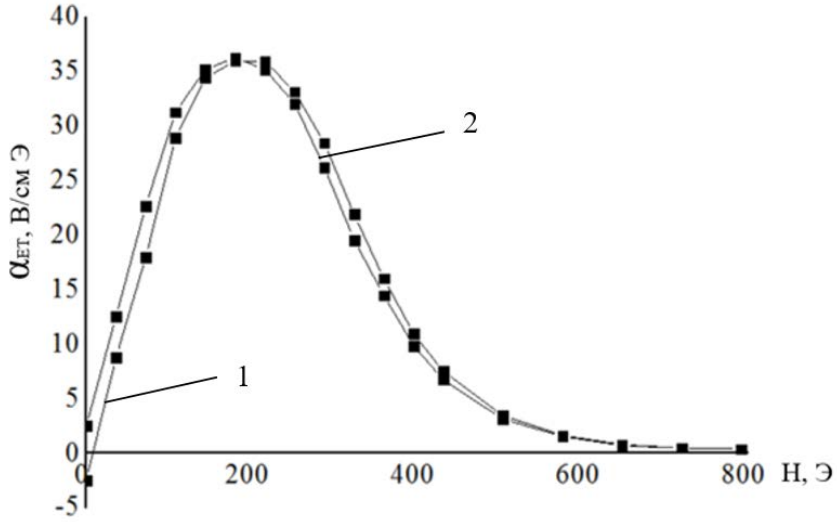


Рис. 3.21 Полевая зависимость резонансного значения МЭ коэффициента по напряжению для дискообразной структуры никель – полимер – ЦТС – полимер – никель. 1 – поле возрастает, 2 – поле убывает

Как видно из рисунка, наблюдается характерная зависимость, имеющая место вследствие гистерезиса структуры. Вследствие наличия остаточной намагниченности линейный МЭ эффект наблюдается, как и в [86], при нулевом поле подмагничивания.

3.3.3 Магнитоэлектрический эффект в структуре пермендюр – полимер – цирконат-титанат свинца в форме прямоугольной пластинки

Для экспериментального исследования МЭ эффекта были изготовлены прямоугольные структуры состава пермендюр – полимер – цирконат-титанат свинца. Длина пластинок $L=28$ *мм*, ширина $W=4,6$ *мм*. Толщина пьезоэлектрика ${}^{p}t=0,4$ *мм*, толщина пермендюра ${}^{m}t=0,2$ *мм*. Согласно результатам, полученным в главе 2, резонансное увеличение эффекта будет наблюдаться, когда параметр $\Delta_a^L=0$ или $\Delta_a^{NL}=0$.

Используя геометрические параметры структуры, величину модулей Юнга $Y_m = 180 ГПа$, $Y_p = 67 ГПа$ и числовые значения плотности пермендюра $\rho_m = 8100 кг/м^3$ и ЦТС $\rho_p = 7000 кг/м^3$ для частоты электромеханического резонанса получаем значение равное f_1=70 *кГц*. В соответствие с этим, на частоте f_2=35 *кГц* должен наблюдаться резонанс, обусловленный нелинейным МЭ эффектом, причем величина этого резонанса не должна зависеть от поля подмагничивания. На рис. 3.22 приведены частотные зависимости МЭ эффекта для такой структуры при поле подмагничивания равном нулю и при его значении $H_{bias} = 2$ *Э*.

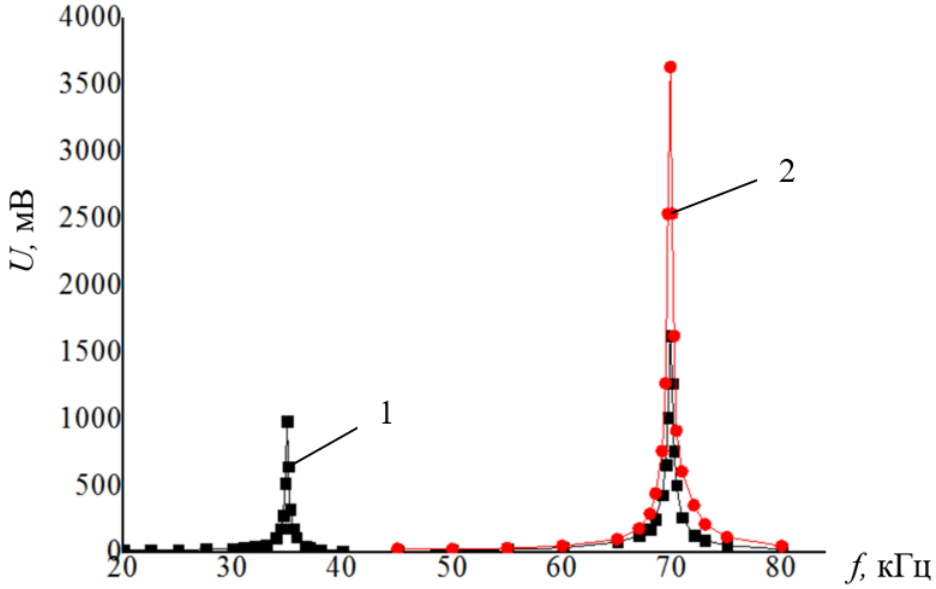


Рис. 3.22 Частотная зависимость МЭ эффекта для структуры пермендюр – полимер – ЦТС в форме прямоугольной пластинки.
1 - поле подмагничивания $H_{bias} = 0$,
2 – поле подмагничивания $H_{bias} = 2$ *Э*

Как следует из рисунка, на частоте примерно равной 70 кГц, точнее на частоте f_1=69.75 *кГц* наблюдается резонансное увеличение эффекта, связанное с линейным МЭ эффектом. Несмотря на то, что перед измерениями образцы тщательно размагничивались, этот резонанс наблюдается и при равном нулю поле подмагничивания. Его наличие связано с магнитным полем Земли. Как видно из рисунка, резонансное значение нелинейного эффекта не зависит от

поля подмагничивания. На рис. 3.23 приведена зависимость резонансного значения эффекта от квадрата напряженности переменного магнитного поля.

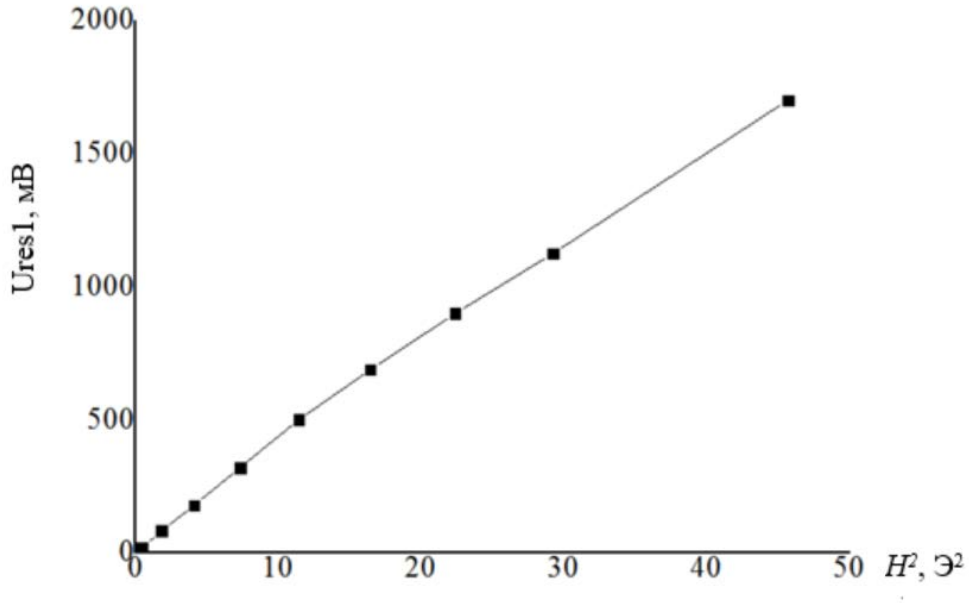


Рис. 3.23 Зависимость резонансного значения нелинейного МЭ эффекта для структуры пермендюр – полимер – ЦТС в форме пластинки от квадрата напряженности переменного магнитного поля

Как и для других структур, при малых значениях напряженности переменного магнитного поля величина МЭ эффекта пропорциональна квадрату напряженности.

3.4 Выводы по главе 3

В ходе проведенных экспериментов было установлено, что оптимальными структурами, полученными методом электрохимического осаждения никеля на пьезоэлектрическую подложку являются структуры металл – пьезоэлектрик – металл. При использовании подложки из арсенида галлия наилучшей адгезией обладают структуры, полученные с использованием подслоев из Au-Ge-Ni, а при использовании в качестве подложки ЦТС наилучшую адгезию показывают структуры, полученные с использованием подслоев V-Cu.

Экспериментальное исследование структур показало хорошее согласие теоретических результатов с экспериментальными данными. В полном соответствии с теорией, наряду с основным резонансном, наблюдается дополнительный резонанс, обусловленный нелинейным МЭ эффектом. Он возбуждается частотой магнитного поля в два раза меньшей частоты электромеханического резонанса. Его резонансное значение не зависит от поля подмагничивания и при малых переменных полях его величина пропорциональна квадрату напряженности переменного магнитного поля.

ГЛАВА 4 Устройства на основе нелинейного магнитоэлектрического эффекта

В современной электронной технике существует немало различных устройств, работа которых основана на взаимодействии с магнитным полем. Влияние магнитных полей настолько велико, что задачи по измерению и контролю магнитного поля весьма актуальны, для чего и необходимы датчики магнитного поля.

Среди датчиков магнитного поля (датчики Холла, SQUID, магниторезистивные датчики, датчики Виганда, феррозондовые датчики и др.), использующих различные физические эффекты, магнитоэлектрический (МЭ) датчик имеет значительные преимущества в оптимальном сочетании параметров чувствительности до *1 нТл* в диапазоне от *1÷1000 Гц*, энергопотребления, диапазона частот измеряемых магнитных полей, радиационной стойкости и наименьшей себестоимости в случае изготовления. Они имеют гораздо менее выраженную температурную чувствительность, что позволяет использовать их в широком диапазоне температур без дополнительной градуировки. Датчики на основе МЭ материалов предназначены для работы в цепях постоянного и переменного тока. Датчики на основе линейного МЭ эффекта обладают весьма одним существенным недостатком – для их работы необходимо подмагничивающее поле, которое создается или дополнительной катушкой индуктивности, или постоянным магнитом [102]. От этого недостатка свободны магнитоэлектрические датчики магнитных полей, работающие без постоянного магнитного поля смещения, могут быть изготовлены за счет использования в композитной структуре магнитных слоев с гистерезисом и за счет использования нелинейного МЭ эффекта смешения магнитных полей в композитных структурах [76-79]. В данном разделе представлено описание приборов, работающих на нелинейном МЭ эффекте, в основе которых лежит эффект, возникающий в результате суперпозиции линейного и нелинейного МЭ сигналов и тот факт, что частота

нелинейного отклика системы равна удвоенной частоте переменного магнитного поля.

4.1 Дифференциальный датчик магнитного поля

В главе 2 было показано, что в области слабых полей подмагничивания величина нелинейного сигнала соизмерима с линейным сигналом. При этом, если сигнал представляет собой сумму двух полей, переменного $H(t) = H_m \cos(\omega' t)$ с амплитудой H_m и постоянного величиной H_0, то, согласно выражению (2.45) амплитуда выходного сигнала на конденсаторе будет пропорциональна квадрату результирующего поля, т.е.:

$$U(t) = C \cdot (H_m \cos(\omega t) + H_0)^2, \qquad (4.1)$$

где $C = \frac{{}^{p}Y\, d\, g}{{}^{p}\varepsilon_{zz}\Delta^{Low}} \frac{{}^{m}Y\, {}^{m}t}{{}^{m}Y\, {}^{m}t + {}^{p}Y\, {}^{p}t}\, {}^{p}t$ – постоянная величина, зависящая от магнитострикционных, пьезоэлектрических и упругих свойств структуры, а параметр Δ^{Low} определяется выражением[89]:

$$\Delta_a^{Low} = 1 - K_p^{\,2}\left(1 - \frac{Y_p t_p}{Y_m t_m + Y_p t_p}\right), \qquad (4.2)$$

В этом случае возникает эффект, связанный со сложением сигналов одинарной и удвоенной частоты, в результате чего возникает разность амплитудных значений соседних максимумов, как показано на рис. 3.12. Можно показать, что разность амплитудных значений будет определяться следующим выражением:

$$\Delta U_m = 2C \cdot H_m H_0, \qquad (4.3)$$

Как следует из (4.2) разность двух соседних амплитудных значений сигнала будет в этом случае пропорциональна величине постоянного магнитного поля. Этот факт может быть положен в основу нового способа измерения постоянного магнитного поля [103].

Используя формулу (4.2), для возникающей разности амплитудных значений получим выражение в виде:

$$\Delta U_m = \mathrm{k} * H_0 \quad . \tag{4.4}$$

где чувствительность устройства $\mathrm{k} = 2CH_m$. Величина чувствительности пропорциональна величина переменного магнитного поля. Это свойство может быть использовано как переключатель диапазонов датчика.

На рис. 4.1 представлена типичная осциллограмма выходного напряжения на обкладках конденсатора при помещении его в переменного магнитное поле с частотой ω и постоянное магнитное поле напряженностью H_0.

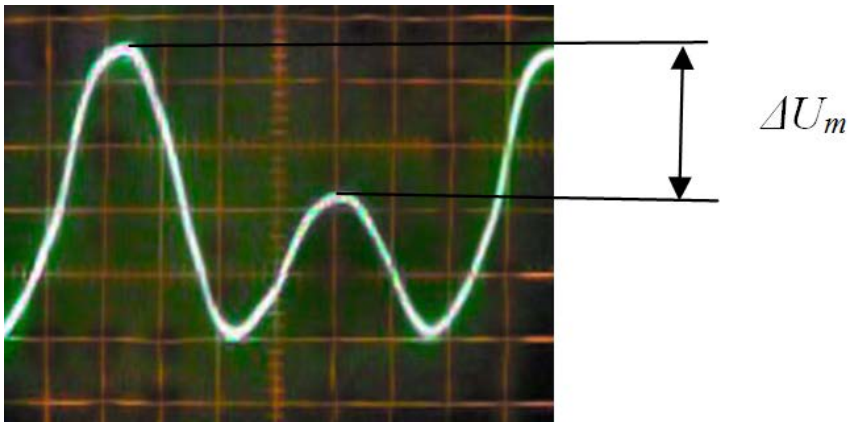


Рис. 4.1 Осциллограмма выходного напряжения на обкладках конденсатора при помещении его в переменного магнитное поле с частотой ω и постоянное магнитное поле напряженностью H_0

Как следует из (4.4) величина разности амплитудных значений пропорциональна напряженности постоянного магнитного поля и зависит от напряженности переменного магнитного поля. На рис. 4.1 представлена измеренная разность амплитудных значений между соседними максимумами для структуры, описанной в разделе 3.3.3 при различных значениях величины переменного магнитного поля.

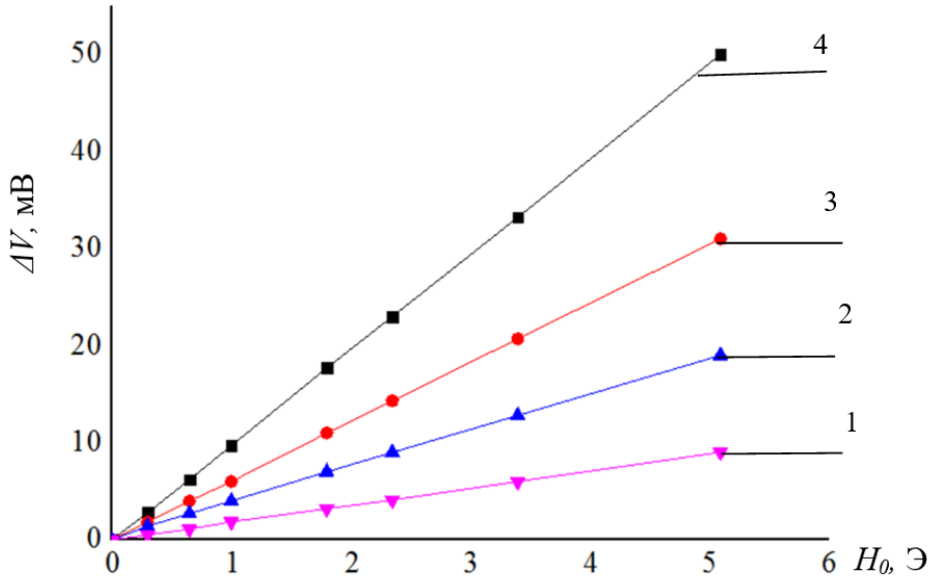


Рис. 4.2 Зависимость разности амплитудных значений напряжения ΔU_m от величины постоянного магнитного поля H_0 при различных значениях амплитуды переменного магнитного поля H_m. *1 – 10 Э, 2 – 20 Э, 3 – 30 Э, 4 – 40 Э*

Как следует из графиков, представленных на рисунке 4.2, в полном соответствии с формулой (4.4), наблюдается линейная зависимость разности амплитудных значений напряжения между соседними максимумами при различных значениях амплитуды переменного магнитного поля. Чувствительность способа зависит от величины напряженности переменного магнитного поля, возрастая с ее величиной. Для данных значений магнитного поля она достигает величины *100В/Тл* при амплитудных значениях напряженности переменного магнитного поля *40Э*, что на порядок превосходит чувствительность лучших датчиков Холла.

Дифференциальный датчик магнитного поля [104], конструкция которого представлена на рис. 4.3, состоит из конденсатора, представляющего собой образец 1, изготовленный из магнитострикционно-пьезоэлектрического композиционного материала, на который нанесены токопроводящие контакты 2. Образец расположен между катушек Гельмгольца 3, создающих переменное магнитное поле.

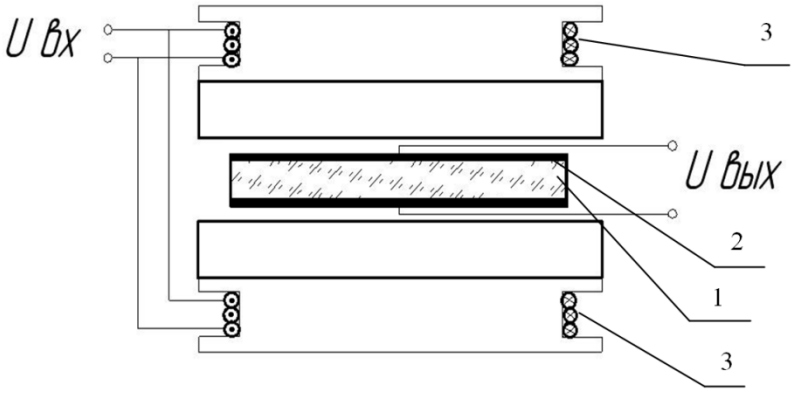


Рис. 4.3 Конструкция дифференциального датчика
постоянного магнитного поля
1 – магнитострикционно-пьезоэлектрический элемент,
2 – электроды, 3 – катушки Гельмгольца

В качестве устройства, создающего переменное магнитное поле, может быть использован соленоид [105]. Конструкция такого датчика представлена на рис. 4.4

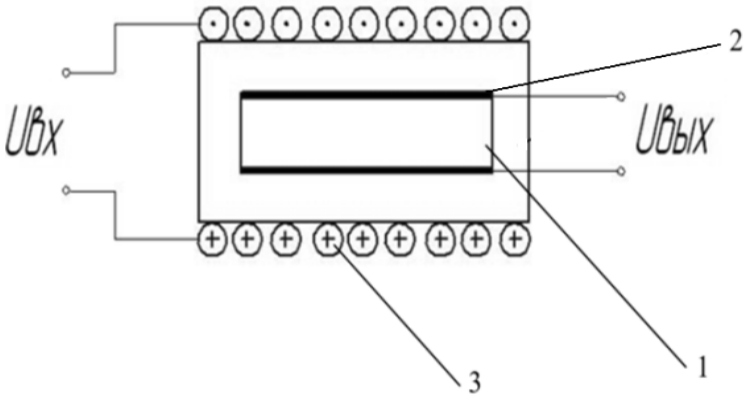


Рис. 4.4 Конструкция дифференциального датчика
магнитного поля с соленоидом
1 – магнитострикционно-пьезоэлектрический элемент,
2 – электроды, 3 – катушки соленоида

Измерение разности амплитудных значений, напряжения, возникающих в результате сложения сигналов с одинарной и удвоенной частотой, позволяют определить величину постоянного магнитного поля. Особо следует отметить, что поскольку оба сигнала (с одинарной и удвоенной частотой) формируются от одного источника, то разность фаз между ними остается постоянной, что

позволяет суммировать разность амплитудных значений в течение некоторого отрезка времени, что значительно повышает чувствительность датчика.

4.2 Магнитоэлектрический удвоитель частоты

Как уже отмечалось ранее, возникающее вследствие нелинейного МЭ эффекта на обкладках конденсатора переменное электрическое напряжение имеет частоту в два раза превышающую частоту входного сигнала. Этот факт может быть использован для создания магнитоэлектрических удвоителей частоты. На рис. 4.5 представлена конструкция такого устройства.

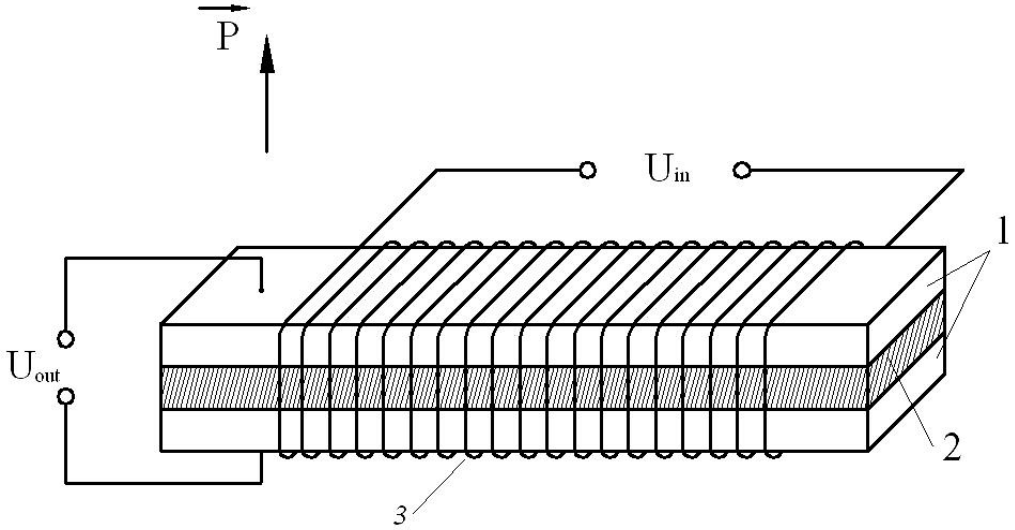


Рис. 4.5 – Схематичное изображение прибора-удвоителя частоты
1 - никелевые пластины, 2– пластинка из цирконата-титаната свинца,
3 – катушка индуктивности, содержащая N – витков

В основу работы удвоителя положена нелинейность магнитострикционного эффекта. Он представляет собой структуру из конденсатора и намотанной на него катушки индуктивности. Диэлектриком конденсатора является двухслойный композиционный материал, состоящий из механически связанных между собой пластин, изготовленных из магнитострикционного (1) и пьезоэлектрического (2) материала. Диэлектрик конденсатора предварительно поляризован при помощи подачи на обкладки конденсатора постоянного напряжения. Устройство работает следующим образом: при подаче на катушку индуктивности (3) переменного входного

напряжения *U(t)* внутри нее возникает переменное магнитное поле *H(t)* с частотой *f*, в котором находится магнитострикционный материал. Вследствие магнитострикции, в магнитострикционной компоненте возникают механические деформации, которые посредством механического взаимодействия передаются в пьезоэлектрическую фазу. Поскольку в области слабых полей магнитострикцию можно считать квадратичной функцией по напряженности магнитного поля, то возникающее, посредством механического взаимодействия с магнетиком, в пьезоэлектрике колебания среды будут совершаться с частотой, в два раза большей частоты переменного магнитного поля. Эти колебания, вследствие пьезоэффекта, индуцируют переменное электрическое поле с частотой *2f,* которое создает между обкладками конденсатора электрическое напряжение $U_{вых}$, которое снимается с электродов (3).

В отличие от прототипов, для работы устройства не требуется создания подмагничивающих полей. Магнитоэлектрический удвоитель содержит всего одну катушку индуктивности, что значительно упрощает конструкцию. Устройство также не подвержено действию токов Фуко, вызывающих потери энергии и неоправданный нагрев структуры. Кроме того, вследствие того, что зависимость магнитострикции является квадратичной функцией напряженности магнитного поля, в выходном напряжении отсутствует сигнал с исходной частотой, поэтому нет необходимости в его гашении, что в свою очередь приводит к повышению эффективности действия устройства.

4.3 Выводы по главе 4

Нелинейный МЭ эффект может быть положен в основу принципиального нового способа измерения постоянного магнитного поля, в основе которого лежит эффект, возникающий в результате сложения МЭ отклика от линейного эффекта и нелинейного эффекта. Вследствие сложения сигналов с одинарной и удвоенной частотой между амплитудными значениями соседних максимумов возникает разность напряжений, величина которой

пропорциональна напряженности постоянного магнитного поля. Чувствительность данного устройства зависит от величины переменного магнитного поля и составляет величину порядка *100В/Тл* при амплитудных значениях напряженности переменного магнитного поля *40Э*, что на порядок превосходит чувствительность лучших датчиков Холла.

Тот факт, что возникающее вследствие нелинейного МЭ эффекта на обкладках конденсатора переменное электрическое напряжение имеет частоту, в два раза превышающую частоту входного сигнала, может быть использован для создания магнитоэлектрических удвоителей частоты.

Эти устройства позволяют упростить конструкции приборов и улучшить их характеристики, уменьшить потери энергии и повысить эффективность действия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты диссертационной работы заключаются в следующем:

1 Впервые представлено подробное теоретическое описание нелинейного МЭ эффекта в магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах в виде пластинки и диска с учетом конечной толщины слоев. На основе совместного решения уравнений движения для магнитострикционной и пьезоэлектрической фаз, обобщенного закона Гука и материальных уравнений получено выражение для линейного и нелинейного МЭ отклика слоистых структур на переменное магнитное поле. Показано, что вследствие того факта, что в области малых полей магнитострикция является квадратичной функцией магнитного поля, то при отсутствии поля подмагничивания возникающее, вследствие МЭ эффекта, индуцированное напряжение будет представлять собой сигнал с удвоенной частотой, величина которого пропорциональна квадрату напряженности магнитного поля. В результате чего резонансное увеличение сигнала происходит на частоте переменного магнитного поля в два раза меньшей частоты основного электромеханического резонанса. При наличии поля подмагничивания возникает сигнал и на частоте переменного магнитного поля, в результате чего результирующий сигнал представляет собой сумму двух сигналов с частотами, равными одинарной и удвоенной частоте переменного магнитного поля. Величина линейного сигнала в области малых полей подмагничивания пропорциональна величине переменного магнитного поля и поля подмагничивания, величина нелинейного сигнала с удвоенной частотой не зависит от величины поля подмагничивания и пропорциональна квадрату переменного магнитного поля.

2 Разработана технология изготовления слоистых МЭ структур методом гальванического осаждения с использованием подслоев для улучшения адгезии, полученных методом напыления. В ходе проведенных экспериментов было установлено, что оптимальными структурами, полученными методом электрохимического осаждения никеля на пьезоэлектрическую подложку

являются структуры металл – пьезоэлектрик – металл. При использовании подложки из арсенида галлия наилучшей адгезией обладают структуры с подслоем из Au-Ge-Ni, а при использовании в качестве подложки ЦТС наилучшую адгезию показывают структуры с подслоем из V-Cu.

3 Проведено экспериментальное исследование линейного и нелинейного эффекта в структурах никель – арсенид галлия, никель – полимер – ЦТС – полимер – никель и пермендюр – полимер – ЦТС. Экспериментальное исследование структур показало хорошее согласие теоретических результатов с экспериментальными данными. В полном соответствии с теорией, наряду с основным резонансном, наблюдается дополнительный резонанс, обусловленный нелинейным МЭ эффектом. Он возбуждается частотой магнитного поля в два раза меньшей частоты электромеханического резонанса. Его резонансное значение не зависит от поля подмагничивания и при малых переменных полях его величина пропорциональна квадрату напряженности переменного магнитного поля.

4 Проведено экспериментальное исследование эффектов, возникающих в результате суперпозиции сигналов от линейного и нелинейного отклика. Показано, что в результате сложения сигналов с одинарной и удвоенной частотой между соседними амплитудными значениями напряжения возникает разность, величина которой пропорциональна произведению напряженности переменного и постоянного магнитного поля.

5 Предложен принципиально новый способ измерения постоянного магнитного поля, основанный на использовании нелинейного МЭ эффекта. Разработана конструкция дифференциального датчика постоянного магнитного поля. Экспериментально показано, что чувствительность данного устройства зависит от величины переменного магнитного поля и составляет величину порядка 100В/Тл при амплитудных значениях напряженности переменного магнитного поля 40Э, что на порядок превосходит чувствительность лучших датчиков Холла. Предложена конструкция магнитоэлектрического удвоителя частоты, в основе работы которого лежит нелинейный МЭ эффект.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Публикации в изданиях, рекомендованных ВАК РФ

1 Филиппов, Д.А. Магнитоэлектрический эффект в феррит-пьезоэлектрических нанопленочных структурах [Текст] / Д.А. Филиппов, Т.О. Фирсова // Вестник НовГУ. – 2010. – № 55. – С. 47-50.

2 Филиппов, Д.А. Распространение упругих волн в двухслойной структуре феррит-пьезоэлектрик[Текст] / Д.А. Филиппов, Т.А. Галичян, Т.О. Фирсова // Вестник НовГУ. – 2012. – № 68. – С. 68-73.

3 Galichyan T.A., Propagation of elastic waves in bilayer ferrite-piezoelectric structure / T.A. Galichyan, T.O. Firsova [Text] // Journal of Physics: Conference Series – 2013. – № 461. – P.1-3.

4 Филиппов, Д.А. Нелинейный магнитоэлектрический эффект в композиционных мультиферроиках в области электромеханического резонанса [Текст] / Д.А. Филиппов, В.М. Лалетин, Т.О. Фирсова //Вестник НовГУ. – 2013. – Т. 2. – № 73. – С. 117-120.

5 Лалетин, В.М. Нелинейный резонансный магнитоэлектрический эффект в магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах [Текст] / Лалетин В.М., Филиппов Д.А., Фирсова Т.О. // Письма в ЖТФ. – 2014. – Т. 40. – № 6. – С. 11-18.

6 Филиппов, Д.А. Нелинейный магнитоэлектрический эффект в композиционных мультиферроиках [Текст] / Д.А. Филиппов, В.М. Лалетин, Т.О. Фирсова // ФТТ. – 2014. – Т. 56. - № 5. – С. 944-948.

7 Филиппов, Д.А. Технология изготовления и магнитоэлектрические свойства структур цирконат-титанат свинца-никель [Текст] / Д.А. Филиппов, В.М. Лалетин, Т.О. Фирсова, Антоненков О.В. // Вестник НовГУ. – 2015. – № 6(89). – С. 100-104.

8 Фирсова Т.О. Технология изготовления слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структур [Текст] / Т.О, Фирсова // Международный научно-исследовательский журнал. – 2016. – №3 (45). – С. 85-90.

9 Филиппов Д.А. Теория линейного и нелинейного магнитоэлектрического эффекта в образцах из слоистых композиционных мультиферроиков в форме диска [Текст] / Д.А. Филиппов, Т.О. Фирсова, Г.С. Радченко // Международный научно-исследовательский журнал. – 2016. – №3 (45). – С. 78 – 85.

Статьи в других изданиях

1. Филиппов Д.А. Магнитоэлектрический эффект в феррит-пьезоэлектрических тонкопленочных структурах [Электронный ресурс] / Д.А. Филиппов, Т.О. Фирсова // Электронный научный журнал «Исследовано в России». – 2009. – С. 1195-1204.

2. Филиппов Д.А. Дифференциальный датчик магнитного поля на основе магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры / Д.А. Филиппов, Т.О. Фирсова [Электронный ресурс] // электронный журнал «Молодой ученый». – 2013. – С. 108-110.

3. Firsova T. Nonlinear resonance magnetoelectric effect in magnetostrictive piezoelectric structure [Text] / T. Firsova // Young Scientist USA. – 2014. – B.1. – P. 28-30.

Патентные документы

1 Патент на изобретение № 2522128 Российская Федерация, МПК G 01 R 33/02. Способ измерения постоянного магнитного поля [Текст] / Филиппов Д.А., Лалетин В.М., Фирсова Т.О.; патентообладатель Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого. – заявл. 25.12.2012; опубл. 10.07.2014, Бюл. №19. – 6 с.: ил.

2 Патент на полезную модель № 138798 Российская Федерация, МПК G 01 R 33/02. Разностный датчик постоянного магнитного поля [Текст] / Филиппов Д.А., Лалетин В.М., Фирсова Т.О.; патентообладатель Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого. – заявл. 18.04.2013; опубл. 27.03.2014, Бюл. №9. – 1 с.: ил.

3 Патент на изобретение № 2526293 Российская Федерация, МПК G 01 R 33/02. Дифференциальный датчик постоянного магнитного поля [Текст] / Филиппов Д.А., Лалетин В.М., Фирсова Т.О.; патентообладатель Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого. – заявл. 01.03.2013; опубл. 20.08.2014, Бюл. №19. – 6 с.: ил.

Программы для ЭВМ

1. Расчет характеристик нелинейного магнитоэлектрического эффекта в слоистых структурах магнетик-пьезоэлектрик [Текст] / Т.О. Фирсова, Д.А. Филиппов; Правообладатель: Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого. – № 2016611132; дата поступления: 15.02.2016.

Статьи в сборниках трудов

1. Филиппов, Д.А. Магнитоэлектрический эффект в магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах [Текст] / Д.А. Филиппов, Т.О. Фирсова, В.М. Лалетин, В.М. Сарасеко // Сборник научных трудов четырнадцатой Международной конференции «Электромеханика, Электротехнологии, Электротехнические материалы». – Крым Алушта – 2012. – С. 46-47.

2. Фирсова, Т.О. Дифференциальный датчик магнитного поля / Т.О. Фирсова // Сборник научных трудов 17-го международного молодежного форума «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке. – Харьков – 2013. – Т.1. – С.32-34.

3. Фирсова, Т.О. Моделирование физических процессов работы датчика магнитного поля на основе магнитострикционно-пьезоэлектрической структуры [Текст] / Т.О. Фирсова // Сборник научных трудов Молодежной Международной конференции «XXXIX Гагаринские чтения». – Москва – 2013. – С.82-83.

4. Филиппов, Д.А. Нелинейный магнитоэлектрический эффект в магнитострикционно-пьезоэлектрических композитах [Текст] / Д.А. Филиппов,

Т.О. Фирсова, Г.С. Радченко, В.М. Лалетин // Сборник научных трудов 17-го международного симпозиума «Порядок, беспорядок и свойства оксидов». – Ростов-на-Дону-пос. Южный – 2014. – С. 332-335.

5. Filippov, D.A. Linear and nonlinear magnetoelectric effect in bilayer composite structures on the basic lead zirconate titanate – nickel [Text] / D. A. Filippov, T.O. Firsova // Proceeding of the International meeting – Rostov-on-Don – Yuzhny. – Russia. –2015. – P. 107-111.

6. Филиппов, Д.А. Линейный и нелинейный магнитоэлектрический эффект в композиционных мультиферроиках композитах [Текст] / Д.А. Филиппов, Т.О. Фирсова // Сборник научных трудов Международной научно-практической конференции – Под общ. ред. Е.П. Ткачевой. – Белгород – 2015. – ч.1 – 164 с. ISSN 2413-0869.

Тезисы докладов конференций

7. Фирсова, Т.О. Магнитоэлектрический эффект в феррит-пьезоэлектрических тонкопленочных структурах [Текст] / Т.О. Фирсова // Материалы доклада конференции по физике и астрономии для молодых ученых Санкт-Петербурга и Северо-Запада. – Санкт-Петербург – 2010. – С. 121-122.

8. Фирсова, Т.О. Магнитоэлектрический эффект в структуре магнитострикционно-пьезоэлектрическая пленка-подложка [Текст] / Т.О. Фирсова // Материалы доклада конференции по физике и астрономии для молодых ученых Санкт-Петербурга и Северо-Запада. – Санкт-Петербург – 2011. – С. 18.

9. Фирсова, Т.О. Магнитоэлектрический эффект в тонкопленочной структуре феррит-пьезоэлектрическая пленка, выращенная на подложке [Текст] / Т.О. Фирсова // Материалы 50-ой юбилейной Международной научной студенческой конференции «Студент и научно-технический прогресс» – Новосибирск – 2012. – С.71.

10. Фирсова, Т.О. Распространение упругих волн в структуре феррит-пьезоэлектрик [Текст] / Т.О. Фирсова // Материалы доклада конференции по

физике и астрономии для молодых ученых Санкт-Петербурга и Северо-Запада. – Санкт-Петербург – 2012. – С. 36-37.

11. Филиппов, Д.А. Распространение упругих волн в двухслойной структуре феррит-пьезоэлектрик [Текст] / Д.А. Филиппов, Т.А. Галичян, Т.О. Фирсова // Материалы докладов аспирантов, соискателей, студентов, НовГУ. – В. Новгород – 2012. – С. 167-169.

12. Filippov, D.A. A difference sensor of a static magnetic field based on the magnetostrictive – piezoelectric structures [Text] / D.A. Filippov, V.M. Laletin, T.O. Firsova // Abstracts of International Conference «Functional Materials» ICFM 2013. – Крым – 2013. – С.240.

13. Filippov, D.A. Nonlinear resonance magnetoelectric effect in magnetostrictive piezoelectric structures [Text] / D.A. Filippov, V.M. Laletin, T.O. Firsova // Abstracts of International Conference «Functional Materials» ICFM 2013. – Крым – 2013. – С.242.

14. Фирсова, Т.О. Нелинейный магнитоэлектрический эффект в электромагнетиках [Текст] / Т.О. Фирсова // Материалы доклада конференции по физике и астрономии для молодых ученых Санкт-Петербурга и Северо-Запада. – Санкт-Петербург – 2014. – С.175-176.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред: М. Гостехиздат. – 1957. –532с.
2. Дзялошинский И. Е. К вопросу о пьезомагнетизме // ЖЭТФ. – 1957. – Т. 33. – Вып. 3. – С. 807-808.
3. Дзялошинский И.Е. К вопросу о магнитоэлектрическом эффекте в антиферромагнетиках // ЖЭТФ. – 1959. – Т. 37. – С. 881-882.
4. Астров Д.Н. Магнитоэлектрический эффект в окиси хрома // ЖЭТФ. – 1961. – Т. 40. – С. 1035-1041.
5. Folen V.J., Rado G.T., Stalder E.W. Anysotropy of the magnetoelectric effect in Cr_2O_3 // Phys. Rev. Lett. – 1961. – V. 6. – № 11. – P.607-608.
6. Freeman A.I., Schmid H. Magnetoelectric interaction phenomena in crystals // Eds. – London, N.-Y., Paris: Gordon and Breach. – 1975. – p.228.
7. Смоленский Г.А., Чупис И.Е. Сегнетомагнетики // УФН. – 1982. – Т.137. – № 3. – С. 415-448.
8. Веневцев Ю.Н., Гагулин В.В., Любимов В.Н.. Сегнетомагнетики: – М.: Наука. – 1982. – с.224.
9. Звездин А.К., Пятаков А. П. Фазовые переходы и гигантский магнитоэлектрический эффект в мультиферроиках // УФН. – 2004. – Т. 174 – № 4. – С. 465-470.
10. Звездин А.К. Пятаков А.П., Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики // Успехи физических наук. – 2012. – Т. 182 – № 6. – С. 593-620.
11. Туров Е. А. Может ли сосуществовать в антиферромагнетиках магнитоэлектрический эффект со слабым ферромагнетизмом и пьезомагнетизмом // УФН. – 1994. – Т.164. – № 3. – С. 325-332.
12. Legg G.J., Lanchester P.G. Electrostriction and the magnetoelectric effect in YIG // J. Phys. C: Sol. St. Phys. – 1980. – №13. – P. 6547-6551.

13. Бичурин М.И., Петров В.М. Влияние электрического поля на спектр антиферромагнитного резонанса в борате железа // ФТТ. – 1987. – Т.29. – № 8. – С. 2509-2510.
14. Гуревич Л.Э., Филиппов Д. А. Нелинейный магнитоэлектрический эффект // ФТТ. – 1987. – Т. 29. – №11. – С. 3446-3448.
15. Бломберген Н. Нелинейная оптика. – М.: Мир. – 1966. – с.424.
16. Шавров В.Г. О влиянии электрического поля на резонансную частоту антиферромагнетиков // ФТТ. – 1965. – Т.7. – №1. – С. 328-329.
17. Шавров В. Г. О магнитоэлектрическом эффекте // ЖЭТФ. – 1965. – Т. 48. – №5. – С. 1419 – 1426.
18. Kita E., Siratori K., Tasaki A.J. Electronic shift in the antiferromagnetic resonance and the mechanism of the parallel magnetoelectric effect of Cr_2O_3 // J. Phys. Soc. Jap. – 1979. – V. 46. – № 3 – P. 1033-1034.
19. Schmid H. Multiferroic-magnetoelectrics // Ferroelectrics. – 1994. – V.162. – P.317-338.
20. Смоленский Г.А., Исупов В.А., Крайник Н.Н., Аграновская А.И. К вопросу о сосуществовании сегнетоэлектрического и ферримагнитного состояний // Известия АН СССР. Сер. Физическая. – 1961. – Т. 25. – № 11. – С. 1333–1337.
21. Choi Y. J., Zhang C. L., Lee N. and Cheong S-W. Cross-Control of Magnetization and Polarization by Electric and Magnetic Fields with Competing Multiferroic and Weak-Ferromagnetic Phases // Phys. Rev. Lett. – 2010. – V.105 – p. 097201.
22. Морозов А.И. Переключение намагниченности ферромагнетика электрическим полем // Физика твердого тела. – 2014. – Т.56. – Вып. 5. – С. 833-840.
23. Попов Ю.Ф., Пятаков А.П., Кадомцева А.М., Воробьев Г.П., Звездин А.К., Мухин А.А., Иванов В.Ю. Особенности магнитных, магнитоэлектрических и магнитоупругих свойств мультиферроика ферробората самария $SmFe_3(BO_3)_4$ // ЖЭТФ. – 2010. – Т. 138. – С. 226-230.

24. Кадомцева А.М., Попов Ю.Ф., Воробьев Г.П., Пятаков А.П., Кротов С.С., Камилов К.И. Магнитоэлектрические и магнитоупругие свойства редкоземельных ферроборатов // Физика низких температур. – 2010. – Т.36. – С. 640-653.
25. Гуфан Ю.М. О вынужденном сегнетомагнетизме в магнитоупорядоченных пьезоэлектриках // Письма в ЖЭТФ. – 1968. – №8(5). – С. 271-273.
26. Rado G T, Ferrari J M, MaischW G Magnetoelectric susceptibility and magnetic symmetry of magnetoelectrically annealed $TbPO_4$ // Phys. Rev. – 1984. – B 29. – c. 4041.
27. Nenert G, Palstra T.T.M. Magnetic and magnetoelectric properties of Ho_2BaNiO_5 // Phys. Rev. – 2007. – B. 76. – P. 024415(1-6).
28. Freydman A. L., Balaev A. D., Dubrovskiy A. A., Eremin E. V., Temerov V. L. and Gudim I. A. Direct and inverse magnetoelectric effects in $HoAl_3(BO_3)_4$ single crystal // J. Appl. Phys. – 2014. – V. 115. – p. 174103.
29. Фрейдман А.Л., Балаев А.Д., Дубровский А.А., Еремин Е.В., Шайхутдинов К.А., Темеров В.Л., Гудим И.А. Влияние электрического поля на намагниченность монокристалла $SmFe_3(BO_3)_4$ // ФТТ. – 2015. – Т.57 (№7). – С. 1334-1338.
30. Гуревич Л.Э., Филиппов Д.А. К теории линейного магнитоэлектрического эффекта в антиферромагнетиках // ФТТ. – 1986. – Т. 28. – №9. – С. 2696-2699.
31. Bichurin M.I., Filippov D.A. The microscopic mechanism of the magnetoelectric effect in the microwave range // Ferroelectric. – 1997. – V. 204. – №1-4. – P.225-232
32. Van den Boomgaard J., Terrell D.R., Born R.A.J., Giller H.F.J.I. An In Situ Grown Eutectic Magnetoelectric Composite Materials: Part I // Journal of Materials Science – 1974. – V. 9. – P. 1705-1710.

33. Van Run A.M.J.G, Terrell D.R., Scholing J.H. An In Situ Grown Eutectic Magnetoelectric Composite Materials: Part II // J. Mater. Sci. – 1974.– V. 9. – P. 1710-1715.
34. Nan C.-W., Bichurin M.I., Dong S., Viehland D., Srinivasan G. Multiferroic magnetoelectric composites: historical perspective, status and future direction // Journal of Applied Physics. – 2008. – Т. 103. – № 3. – с. 031101.
35. Srinivasan G. Magnetoelectric composites // Annual Review of Material Research – 2010. – V. 40. – P. 163-178.
36. Van Suchtelen J. Product properties: A New Application of Composite Materials // Philips Res. Rep. – 1972. – V. 27. – P. 28-37.
37. Van Suchtelen J. Non structural Application of Composite Materials // Ann. Chim. Fr. – 1980. – V. 5. – P. 139-145.
38. Bichurin M.I.; Filippov D.A.; Petrov V.M.; Laletsin V.M.; Paddubnaya N.N.; Srinivasan G. Resonance magnetoelectric effects in layered magnetostrictive-piezoelectric composites // Phys. Rev. B. – 2003. – V. 68. – P. 132408 (1-4).
39. Филиппов Д.А.; Бичурин М.И.; Петров В.М.; Лалетин В.М.; Поддубная Н.Н.; Srinivasan G. Гигантский магнитоэлектрический эффект в композиционных материалах в области электромеханического резонанса // Письма в ЖТФ. – 2004. – Т. 30. – № 1. – С. 15-20.
40. Филиппов Д.А., Бичурин М.И., Петров В.М, Лалетин В.М., Srinivasan G. Резонансное усиление магнитоэлектрического эффекта в композиционных феррит-пьезоэлектрических материалах // ФТТ. – 2004. – Т. 46. – №9. – С. 1621-1627.
41. Bunget I., Raetchi V. Magnetoelectric Effect in the Heterogeneous System NiZn Ferrite – PZT Ceramic // Phys. Stat. Sol. – 1981. – V. 63. – P. 55.
42. Bunget I., Raetchi V. Dynamic Magnetoelectric Effect in the Composite System of Ni Zn Ferrite and PZT Ceramics // Rev. Roum. Phys. – 1982. – V. 27. – P. 401-404.

43. Лалетин В.М. Физические свойства композиционной керамики в системе ЦТБС - феррит кобальта. // Письма в ЖТФ. – 1991. – Т.17. Вып.19. – С.71-75.
44. Лалетин В.М. Физические свойства композиционной керамики в системе ЦТБС - феррит никеля. // Письма в ЖТФ. – 1992. – Т.18. – Вып.15. – С.27-30.
45. V.M. Laletin, G. Srinivasan. Magnetoelectric Effects in Composites of Nickel Ferrite and Barium Lead Zirconate Titanate // Ferroelectrics. – 2002. – V. 280. – P.177-185.
46. Калгин А.В., Гриднев С.А., Gribe Z.H. Прямой магнитоэлектрический эффект в двухслойных композитных структурах $Tb_{0.12}Dy_{0.2}Fe_{0.68}$–$PbZr_{0.53}Ti_{0.47}O_3$ при изгибных и продольных колебаниях // ФТТ. – 2014. – Т.56. – Вып.11. – С. 2111-2114.
47. Ryu J., Carazo A.V., Uchino K., Kim H. Magnetoelectric Properties in Piezoelectric and Magnetostrictive Laminate Composites // Jpn. J. Appl. Phys. – 2001 – V.40. – №8. – P.4948 – 4951.
48. Srinivasan G., Rasmussen E. T., Gallegos J., Srinivasan R., Bokhan Yu. I., Laletin V.M. Novel magnetoelectric bilayer and multilayer structures of magnetostrictive and piezoelectric oxides. // Physical Review B. – 2001. – V.64. – P. 214408 (1-6).
49. Ryu J., Priya S., Uchino K., Kim H.E. Magnetoelectric Effect in Composites of Magnetostrictive and Piezoelectric Materials // J. of Electroceramics. – 2002. – V. 8 – P. 107-119.
50. Guo Y.-Y., Zhou J.-P., Liu P. Magnetoelectric characteristics around resonance frequency under magnetic field in Pb(Zr, Ti)O_3/Terfenol-D laminate composite // Curr. Appl. Phys. – 2010. – V. 10. – P. 1092-1095.
51. Wan J. G., Liu J.-M., Chand H.L.W, Choy C.L., Wang G.H., Nan C.W. Giant magnetoelectric effect of a hybrid of magnetostrictive and piezoelectric composites // J. Appl. Phys. – 2003. – V. 93. – №12. – P.9916-9919.

52. Li L., Lin Y. Q. and Chen X. M. $CoFe_2O_4/Pb(Zr_{0.52}Ti_{0.48})O_3$ disk-ring magnetoelectric composite structures // J Appl Phys. – 2007. – №102. – p.064103.
53. Li L., Chen X. M., Zhu H.Y. Enhanced magnetoelectric properties of Terfenol-D disk/$Pb(Zr,Ti)O_3$ ring multiferroic heterostructures with $Pb(Zr,Ti)O_3$ piezoelectric ring poled radially // J Alloys Compd. – 2012. – № 526. – P.116-118.
54. Pan D.A., Bai Y., Chu W. Y., Qiao L. J. Magnetoelectric effect in a Ni–PZT–Ni cylindrical layered composite synthesized by electro-deposition // J Phys D: Appl Phys. – 2008. – V.41. – p.022002.
55. Laletin V., Sreenivasulu G., Petrov V.M., Garg T., Kulkarni A.R., Venkataramani N. and Srinivasan G. Hysteresis and remanence in magnetoelectric effects in functionally graded magnetostrictive-piezoelectric layered composites // Phys. Rev. – 2012. – B. 85. – p.104404.
56. Zhang C. L., Chen W. Q. and Zhang Ch. Magnetoelectric effects in functionally graded multiferroic bilayers // Journal of Applied Physics. – 2013. – V. 113. – 084502.
57. Li M H, Wang Z G, Wang Y J, Li J F and Viehland D Giant magnetoelectric effect in self-biased laminates under zero magnetic field // Appl. Phys. Lett. – 2013. – V.102. – p. 082404.
58. Harshe G., Dougherty J.O., Newnham R. E. Theoretical modelling of multilayer magnetoelectric composites // Int. J. Appl. Electromagn. Mater. – 1993. – V. 4. – P. 145-159.
59. Harshe G., Dougherty J. P., Newnham R. E. Theoretical modelling of 3-0 0-3 magnetoelectric composites // Int. J. Appl. Electromagn. Mater. – 1993 – V. 4. – P. 161-171.
60. Mantese J.V. et al. Applicability of Effective Medium Theory to Ferroelectric/ferromagnetic Composites with Composition and Frequency-Dependent Complex Permittivities and Permeabilities // J. Appl. Phys. – 1996. – V. 79. – P. 1655-1660.

61. Bichurin M.I., Petrov V.M. and Srinivasan G. Modelling of magnetoelectric effect in ferromagnetic/piezoelectric multilayer composites // Ferroelectrics. – 2002. – V. 280. – P. 165-176.
62. Bichurin M. I., Petrov V.M. Srinivasan G. Theory of Magnetoelectric Effects in Ferromagnetic Ferroelectric layer Composites // J. Appl. Phys. – 2002. – V. 92. – № 12. – P. 7681-7683.
63. Bichurin M.I., Petrov V.M., Srinivasan G. Theory of low-frequency magnetoelectric coupling in magnetostrictive-piezoelectric bilayers // Phys. Rev. B. – 2003. – V. 68. – P. 054402 (1-13).
64. Петров В.М.; Бичурин М.И.; Татаренко А.С., Сринивасан Г. Эффективные параметры двухслойного феррит-пьезоэлектрического композита // Вестник НовГУ: сер. Технические науки. – 2003. – № 23. – С. 20-23.
65. Idahosa A. Osaretin and Roberto G. Rojas Theoretical model for the magnetoelectric effect in magnetostrictive/piezoelectric composites // Phys. Rev. B 2010. – V. 82. – P. 174415(1-8).
66. Бичурин М.И., Петров В.М., Филиппов Д.А., Сринивасан Г., Лалетин В. М. Магнитоэлектрические композиционные материалы на основе феррит-пьезоэлектриков // Перспективные материалы. – 2004. – № 6. – С. 5-12.
67. Aleshin V. Properties of anisotropic piezoactive polycrystals // J. of Appl. Phys. – 2000. – V. 88. – P. 3587-3591.
68. Алешин В.И., Цихоцкий Е.С., Яценко В.К. О прогнозировании свойств двухфазных композиционных материалов с пьезоактивным компонентом // ЖТФ. – 2004. – Т. 74. – С. 62-67.
69. Филиппов Д.А. Теория МЭ эффекта в двухслойных ферромагнет-пьезоэлектрических структурах // Письма в ЖТФ. – 2004. – Т. 30. – № 23. – С.24-31.

70. Филиппов Д.А. Теория МЭ эффекта в гетерогенных структурах на основе ферромагнетик – пьезоэлектрик // ФТТ. – 2005. – Т. 47. – №6. – С. 1082-1084.
71. Filippov D.A., Srinivasan G., Gupta A. Magnetoelectric effect in ferromagnetic film on ferroelectric substrate // Journal of Physics: Condensed Matter – 2008. – V.20. – P.425206(1-4).
72. Бичурин М.И., Петров В.М., Аверкин С.В., Филиппов Д.А. Электромеханический резонанс в магнитоэлектрический слоистых структурах // ФТТ. – 2010. – Т. 52. – №10. – С.1975-1980.
73. Филиппов Д.А. Лалетин В.М., Galichyan T.A. Магнитоэлектрический эффект в двухслойной магнитострикционно-пьезоэлектрической структуре// ФТТ. – 2013. – Т.55. – С. 1728-1733.
74. Talleb H., Gensbittel A., Ren Z. Multiphysics modeling of multiferroic artificial materials by the finite element method // Eur. Phys. J. Appl. Phys. – 2016. – V. 73. – P. 30901 (1-9).
75. Burdin D.A., Chashin D. V., Ekonomov N. A., Fetisov L. Y., Fetisov Y. K., Srinivasan G. Sreenivasulu G. Nonlinear magnetoelectric effects in planar ferromagnetic-piezoelectric structures // JMMM. – 2014. – V. 358 – 59. – P. 98-104.
76. Бурдин Д. А., Фетисов Ю. К., Чашин Д. В., Экономов Н. А. Датчик магнитных полей гетеродинного типа на основе нелинейного магнитоэлектрического эффекта // Нано- и микросистемная техника. – 2014. – № 2. – С. 39-42.
77. Fetisov Y. K., Burdin D.A., Chashin D.V., Ekonomov N.A. High-Sensitivity Wideband Magnetic Field Sensor Using Nonlinear Magnetoelectric Effect // IEEE Sensors Journal. – 2014. – V.14. – Issue 7. – P. 2252-2256.
78. Федулов Ф.А., Фетисов Л.Ю., Фетисов Ю.К., Маковкин С.А. Датчик магнитных полей на основе магнитоэлектрического эффекта удвоения частоты в структуре ферромагнетик-пьезоэлектрик // Нано - и микросистемная техника. – 2015.– №6 (179).– С.59-64.

79. Burdin D.A., Chashin D.V., Ekonomov N.A., Fetisov Y.K., Stashkevich A.A. High-sensitivity dc field magnetometer using nonlinear resonance magnetoelectric effect // JMMM. – 2016. – V.405 – P. 244-248.
80. Yang Shi, Yuan-Wen Gao Theoretical study on nonlinear magnetoelectric effect and harmonic distorsion behavior in laminated composite // Journa of Alloys and Compounds. – 2015. – V. 646 – P. 351-359.
81. Filippov D. A., Galichyan T.A., Laletin V.M. Influence of an interlayer bonding on the magnetoelectric effect in the layered magnetostrictive-piezoelectric structure // Appl. Phys. A. – 2014. – V. 116. – P. 2167-2171.
82. Бурдин Д.А., Фетисов Ю.К., Чащин Д.В., Экономов Н.А. Температурные характеристики магнитоэлектрического взаимодействия в дисковых резонаторах цирконат-титанат свинца – никель // ЖТФ. – 2013. – Т. 83. – С. 107-112.
83. Бурдин Д.А., Фетисов Ю.К., Чащин Д.В., Экономов Н.А. Влияние температуры на характеристики резонансного магнитоэлектрического эффекта в структуре магниониобат-титанат свинца – никель // Письма в ЖТФ. – 2012. – Т. 38. – №6. – С. 41-47.
84. Лалетин В.М., Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Поддубная Н.Н. Магнитоэлектрический эффект в структурах на основе металлизированных подложек арсенида галлия // Письма в ЖТФ. – 2014. – Т.40. – № 21. – С. 71-77.
85. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука. – 1979. – 640 с.
86. Бурдин Д. А., Фетисов Л. Ю., Фетисов Ю. К., Чашин Д. В. и Экономов Н. А. Резонансный магнитоэлектрический эффект без поля смещения в монолитной структуре пьезоэлектрический лангатат-ферромагнетик с гистерезисом // ЖТФ. – 2014. – Т.84. – Вып. 9. – С.90-95.
87. Srinivasan G. Vreugd C.P. De, Laletin V.M., Paddubnaya N., Bichurin M.I., Petrov V.M. and Filippov D.A. Resonant magnetoelectric coupling in trilayers

of ferromagnetic alloys and piezoelectric lead zirconate titanate: The influence of bias magnetic field // Physical Review B. – 2005. – V. 71. – p. 184423.

88. Лалетин В.М., Филиппов Д.А., Фирсова Т.О. Нелинейный резонансный магнитоэлектрический эффект в магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах // Письма в ЖТФ. – 2014. – Т. 40. – Вып. 6. – С. 11-18
89. Филиппов Д.А., Лалетин В.М., Фирсова Т.О. Нелинейный магнитоэлектрический эффект в композиционных мультиферроиках // Физика твердого тела. – 2014. – Т. 56. – Вып. 5. – С. 944-948.
90. Митрохин В.И., Рембеза С.И., Антонов Р.А. Фотопьезоэлектрическое индуцирование резонансных акустических волн в монокристаллах полуизолирующего арсенида галлия // Физика и техника полупроводников. – 2011. – Т. 45. – Вып. 12. – С. 1611-1616
91. Митрохин В.И., Рембеза С.И. Полупроводниковый пьезоэлектрический резонатор как высокоизбирательный приемник оптических сигналов // Вестник Воронежского государственного университета. – 2011. – Т.7. – №10. – С. 9-12.
92. Bichurin M. I., Petrov R. V., and Petrov V. M. Magnetoelectric effect at thickness shear mode in ferrite-piezoelectric bilayers // Applied Physics Letters. – 2013. – V. 103. – P. 092902.
93. Sreenivasulu G., Qu P., Piskulich E., Petrov V. M., Fetisov Y. K., Nosov A. P. , Qu Hongwei, and Srinivasan G. Shear strain mediated magneto-electric effects in composites of piezoelectric lanthanum gallium silicate or tantalate and ferromagnetic alloys // Applied Physics Letters. – 2014. – V. 105. – P. 032409.
94. Tichy J., Erhart J., Kittinger E. Fundamentals of Piezoelectric Sensorics: Mechanical, Dielectric, and Thermodynamical Properties of Piezoelectric Materials. – Springer. – 2010 – 207 p.

95. Филиппов Д.А., Галичян Т.А., Фирсова Т.О. Распространение упругих волн в двухслойной структуре феррит-пьезоэлектрик // Вестник НовГУ. – 2012. – № 68. – С. 68-73.
96. Galichyan T.A., Firsova T.O. Propagation of elastic waves in bilayer ferrite-piezoelectric structure // Journal of Physics: Conference Series – 2013. – №461. – P.1-3.
97. Mazon W.P. Electrostrictive Effect in Barium Titanate Ceramics //Phys. Rev. – 1948. – V.74. – №9. – P.1134-1147.
98. Филиппов Д.А., Фирсова Т.О., Радченко Г.С. Теория линейного и нелинейного магнитоэлектрического эффекта в образцах из слоистых композиционных мультиферроиков в форме диска // Международный научно-исследовательский журнал. – 2016. – №3 (45). – С. 78 – 85.
99. Филиппов Д.А., Лалетин В.М., Фирсова Т.О., Антоненков О.В. Технология изготовления и магнитоэлектрические свойства структур цирконат-титанат свинца – никель // Вестник НовГУ. – 2015. – № 6(89). – С. 100-104.
100. Фирсова Т.О. Технология изготовления слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структур // Международный научно-исследовательский журнал. – 2016. – №3 (45). – С. 85-90.
101. Остащенко А.Ю., Каменцев Г.Е., Фетисов Ю.К., Сринивасан Г. Магнитоэлектрический отклик многослойной структуры феррит – пьезоэлектрик на импульс магнитного поля // Письма в ЖТФ. – 2004. – Т. 30. – Вып. 18. – С. 36-41.
102. Патент на изобретение № 2244318 Российская Федерация, МПК G01R33/02. Датчик магнитного поля / Бичурин М.И., Килиба Ю. В.; патентообладатель Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого. – № 2003118058/28, заявл. 16.06.2003; опубл.10.01.2005.
103. Патент на изобретение № 2522128 Российская Федерация, МПК G 01 R 33/02. Способ измерения постоянного магнитного поля /

Филиппов Д.А., Лалетин В.М., Фирсова Т.О.; патентообладатель Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого. – заявл. 25.12.2012; опубл. 10.07.2014.

104. Патент на полезную модель № 138798 Российская Федерация, МПК G 01 R 33/02. Разностный датчик постоянного магнитного поля / Филиппов Д.А., Лалетин В.М., Фирсова Т.О.; патентообладатель Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого. – заявл. 18.04.2013; опубл. 27.03.2014.
105. Патент на изобретение № 2526293 Российская Федерация, МПК G 01 R 33/02. Дифференциальный датчик постоянного магнитного поля / Филиппов Д.А., Лалетин В.М., Фирсова Т.О.; патентообладатель Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого. – заявл. 01.03.2013; опубл. 20.08.2014.