



**HAL**  
open science

# Parametric magnetoacoustic effects in magnetic dielectrics and composites materials

Vasyl' V. Rudenko

► **To cite this version:**

Vasyl' V. Rudenko. Parametric magnetoacoustic effects in magnetic dielectrics and composites materials. Physics [physics]. Ecole Centrale de Lille, 2007. Russian. NNT: . tel-00291549

**HAL Id: tel-00291549**

**<https://theses.hal.science/tel-00291549>**

Submitted on 27 Jun 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ  
ТАВРИЧЕСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМ В.И.  
ВЕРНАДСКОГО**

Руденко Василий Викторович

УДК 534-16

**ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИЕ  
ЭФФЕКТЫ В МАГНИТНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ И  
КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ**

01.04.11 – Магнетизм

Диссертационная работа на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Симферополь – 2007

## СОДЕРЖАНИЕ

СОДЕРЖАНИЕ .....	2
ВВЕДЕНИЕ.....	5
ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ.....	9
ГЛАВА 1. МАГНИТОУПРУГИЕ ЭФФЕКТЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЯ .....	14
1.1. Магнитоупругие эффекты.....	14
1.1.1. Феноменологическое описание магнитоупругих явлений. ....	14
1.1.2. Микроскопические модели магнитоупругих явлений .....	17
1.1.3. Магнитоупругая связь в ферритах-шпинелях .....	19
1.1.4. Магнитоупругая связь в Терфеноле-D.....	21
1.2. Магнитоакустические явления .....	21
1.2.1. Магнитоупругие волны .....	21
1.2.2. Магнитоупругое затухание .....	23
1.2.3. Влияние намагниченности на скорость звука в НЧ диапазоне .....	24
1.3. Параметрические и нелинейные магнитоакустические эффекты в гематите .....	25
1.3.1. Параметрическая генерация резонансных колебаний.....	25
1.3.2. Нелинейный сдвиг частоты резонанса в гематите.....	27
1.4. Обращение волнового фронта в магнетиках .....	31
1.4.1. Параметрическое обращение волнового фронта в твердых телах	31
1.4.3. Стабильность фазы обращенной волны.....	37
1.4.2. Магнитоакустическое сопряжение фазы. ....	37
1.4.4. Компенсация фазовых искажений в акустической ОВФ - микроскопии. ....	39
1.4.5. Нелинейная ОВФ микроскопия на второй гармонике фазово- сопряженной волны.....	41
1.6.2. Ультразвуковые пористые и композитные пьезопреобразователи .....	42

Заключение к главе 1 .....	44
ГЛАВА 2. МАГНИТОУПРУГИЕ ВОЛНЫ В НИКЕЛЕВЫХ ФЕРРИТАХ-ШПИНЕЛЯХ.....	46
2.1. Исследуемые материалы .....	46
2.2. Методика эксперимента.....	48
2.2.1. Измерение петли гистерезиса .....	48
2.2.2. Измерение скорости звука.....	49
2.2.3. Измерение полевых зависимостей скорости звука.....	50
2.3. Экспериментальные результаты и обсуждение.....	52
2.3.1. Полевые зависимости скорости поперечного звука .....	52
2.3.2. Многомодовость в феррите состава $Fe_{2,026}Ni_{0,95}Co_{0,024}O_4$ .....	54
2.3.3. Анизотропия скорости поперечного звука .....	55
2.3.4. Полевые зависимости скорости продольного звука.....	57
2.3.5. Полевые зависимости частоты собственной моды.....	57
2.4. Использование образцов ферритов в системе ОВФ .....	59
2.5. Заключение к главе 2 .....	63
ГЛАВА 3. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ МАГНИТОУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПОРИСТЫХ ФЕРРИТАХ И КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ .....	64
3.1. Образцы материалов.....	65
3.2. Методики измерения линейных параметров и полученные результаты .....	66
3.2.1. Ультразвуковой импульсный спектрометр с индукционным возбуждением .....	67
3.2.2. Непрерывная методика .....	69
3.2.3. Квазипродольная мода собственных колебаний.....	70
3.2.4. Акустические параметры исследуемых материалов .....	72
3.3. Параметрические взаимодействия в пористом феррите и композите – методика, результаты, обсуждение.....	74

3.3.1. Исследование параметрических взаимодействий.....	74
3.3.2. Измерение эффективности параметрического взаимодействия ...	75
3.3.3. Математическое описание параметрического взаимодействия ....	76
3.4. Обсуждение результатов.....	77
3.5. Заключение к главе 3.....	78
ГЛАВА 4. ТРЁХФОНОННЫЕ СВЯЗАННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ .....	80
4.1. Теоретическое описание трехфононного связанного состояния.....	80
4.1.1. Уравнения движения трёхфононного коррелятора. ....	80
4.1.2. Численное моделирование динамики генерации трёхфононных связанных возбуждений.....	84
4.2. Эксперимент .....	87
4.2.1. Линейные характеристики нормальной магнитоупругой моды ..	87
4.2.2. Экспериментальное исследование трехфононных связанных возбуждений.....	90
4.3. Обсуждение результатов.....	91
4.4. Заключение к главе 4.....	93
ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ .....	95
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ .....	97
АННОТАЦИЯ.....	103
ПРИЛОЖЕНИЕ 1. ПОЛЕВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НОРМИРОВАННОЙ СКОРОСТИ ЗВУКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАННЫХ ФЕРРИТОВ .....	105

## ВВЕДЕНИЕ

Обращение волнового фронта (ОВФ) ультразвука давно привлекает к себе внимание своеобразием физических свойств обращенных волновых пучков и теми уникальными возможностями, которые открывает применение такой техники в физических исследованиях, неразрушающем контроле, измерительных технологиях и медицине. Повышение качества изображения при акустоскопии, точное измерение скоростей потоков и движущихся микрообъектов, разрушение опухолей с высокой точностью – вот далеко не полный перечень возможностей, реализуемых с помощью применения ОВФ техники. Для создания параметрических усилителей, обращающих волновой фронт, целесообразно применение магнитоакустических материалов, обладающих достаточно сильной динамической магнитоупругой связью. К таким материалам относятся, в первую очередь, монокристаллы высокотемпературных слабых ферромагнетиков с анизотропией типа «легкая плоскость»  $\text{FeVO}_3$  и  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  (АФЛП), являющиеся модельными объектами для исследования нелинейных магнитоакустических явлений [1]. Однако использование таких кристаллов в ультразвуковой аппаратуре затруднено вследствие низких уровней интенсивности магнитоупругих волн, ярко выраженной анизотропии магнитоупругих свойств и трудностей в получении массивных образцов для активных элементов с широкой апертурой. Этих недостатков лишены поликристаллические магнитострикционные ферриты, керамическая технология получения которых достаточно хорошо отработана. В настоящее время в устройствах параметрического обращения волнового фронта ультразвука используются шпинели на основе феррита никеля [2, 3]. Механизм и особенности процессов обращения волнового фронта изучены теоретически и экспериментально в работах [4–7].

Предложен и реализован ряд ОВФ устройств, в частности, акустический микроскоп [8] и система нелинейной визуализации ультразвуковых изображений [9, 10]. Несмотря на относительно слабую магнитоупругую связь, никелевые ферриты обеспечивают возможность реализации запорогового режима обращения фронта с гигантским (более 80 дБ) усилением. В то же время, выявленные при использовании этих ферритов, ограничения по уровням интенсивности, порогам возбуждения и длительности обращенных импульсов, вызывают необходимость поиска новых, оптимальных составов и структур параметрически активных материалов.

В диссертации представлены результаты исследования ряда образцов ферритов с различным замещением. Приведены зависимости скорости продольного и поперечного звука от магнитного поля [11] и характеристики сигналов обращенных волн.

В гидроакустических и медицинских приложениях ОВФ существенную роль играет акустическое согласование параметрически активной среды с жидкостью. Одним из подходов к решению задачи снижения акустического импеданса активной твердотельной среды является использование пористых активных материалов. В настоящее время этот подход применяется при разработке пьезоэлектрических ультразвуковых преобразователей [12, 13]. В рамках диссертационной работы впервые предложено использование пористых ферритов для систем акустического ОВФ, синтезированы образцы пористых никелевых ферритов, исследованы их магнитоакустические характеристики и эффективность параметрического взаимодействия.

Другой подход предполагает использование магнитострикционных композитов, обладающих низким акустическим импедансом благодаря сниженной плотности и скорости звука по сравнению с ферритом [14, 15]. К числу таких материалов относятся композиты на основе редкоземельного

интерметаллического соединения  $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_2$  (Терфенол-D). Данное соединение, обладая гигантской магнитострикцией и скомпенсированной магнитной анизотропией в области комнатных температур, демонстрирует величину коэффициента магнитоупругой связи порядка 80 % [16, 17]. Сильная магнитоупругая связь проявляется как в гигантском магнитострикционном деформировании, так и в сильной зависимости линейных [18] и нелинейных [19] модулей упругости от напряженности магнитного поля. Композитные материалы на основе Терфенола-D содержат магнитострикционный материал в виде мелких (от сотен до десятков микрон) частиц, внедренных в диэлектрическую матрицу, что позволяет решить проблему проникновения высокочастотного магнитного поля в глубину материала. Такие структуры обладают достаточно высокой магнитострикцией и имеют рабочий частотный диапазон, расширенный от единиц герц до единиц мегагерц, что обуславливает актуальность изучения в них параметрических магнитоакустических процессов.

Постановка задачи изучения параметрических магнитоупругих взаимодействий в композитных и пористых магнитных материалах потребовала разработки новой экспериментальной методики исследования чувствительности акустических параметров магнетиков к переменным магнитным полям. Такие исследования являются ключом к разработке устройств, использующих принцип параметрического ОВФ.

В диссертации представлена оригинальная импульсная методика [20, 21], позволяющая измерять глубину модуляции скорости ультразвука переменным магнитным полем в магнитострикционных магнетиках в подпороговых и запороговых параметрических режимах.

Параметрическое взаимодействие ультразвука с полем продольной магнитной накачки является эффектом 2-го порядка по переменному полю и деформации. Несмотря на то, что параметрические и нелинейные магнитоупругие взаимодействия более высоких порядков также



представляют как фундаментальный, так и прикладной интерес, экспериментальные исследования таких взаимодействий представлены очень узко. Причиной тому являются трудности реализации относительно слабых эффектов высших порядков в реальных материалах при экспериментально достижимых уровнях возбуждения. В диссертации впервые экспериментально реализована и теоретически описана генерации связанных трехфононных возбуждений в антиферромагнетике  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  с анизотропией типа легкая плоскость в относительно слабом переменном магнитном поле [22]. При достаточно высоких уровнях начального возбуждения магнитоупругих волн трехфононные состояния могут генерироваться в специфическом запороговом режиме, сопровождающемся формированием сингулярности акустического поля за конечное время накачки. Данное явление в применении к бегущим акустическим волнам допускает широкое разнообразие возможностей излучения связанных фононов высокой интенсивности из активной магнитной среды, что может представить интерес для приложений.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** Использование параметрических магнитоупругих эффектов, в частности, обращения волнового фронта ультразвука, позволяет заметно улучшить известные методики и реализовать принципиально новые возможности в ультразвуковой микроскопии, гидроакустических исследованиях, диагностике и терапии в медицине.

**Связь работы с научными программами, планами, темами.** Работа выполнена при поддержке трехсторонней франко- российско- украинской программы ECONET 2005-2007, проекта INTERREG IIIa-198 при поддержке Ecole Centrale de Lille (Франция), совместной украинско- французской программы «ДНПРО».

**Целью работы** является поиск перспективных материалов и структур, представляющих интерес в качестве активных сред для систем обращения волнового фронта ультразвука, таких как ферриты с различным замещением и пористостью, магнитострикционные композиты на основе Терфенола-D; а также поиск параметрических магнитоакустических эффектов высших порядков нелинейности в магнитных диэлектриках. Для достижения сформулированной цели были поставлены следующие **основные задачи исследования:**

- разработка экспериментальной методики измерения глубины модуляции скоростей звука переменным магнитным полем в допороговых и запороговых режимах параметрической накачки в магнитострикционных материалах;

- определение величины магнитоупругой связи и инкрементов параметрической неустойчивости в образцах никелевых ферритов различного состава и структуры;

- исследование зависимости частоты и добротности собственных мод акустических колебаний в образцах пористых ферритов и композитов от напряженности внешнего статического магнитного поля;

- измерение зависимости амплитуды акустических колебаний от амплитуды и фазы продольной параметрической накачки на удвоенной частоте звука с целью определения эффективности модуляции скорости звука переменным магнитным полем в композитных материалах и ферритах различной пористости;

- экспериментальное наблюдение и теоретическое описание допороговых и запороговых процессов генерации трехфононных связанных возбуждений в кристалле  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  в поле поперечной параметрической накачки на утроенной частоте квазизвуковой магнитоакустической моды.

**Объект исследования:** магнестрикционные ферриты на основе феррита никеля различного состава и пористости, композитные материалы на основе Терфенола-D и антиферромагнитные диэлектрики с анизотропией типа «легкая плоскость».

**Предмет исследования:** параметрические взаимодействия магнитоупругих колебаний и волн с переменными магнитными полями.

**Методы исследования:** При измерениях зависимостей скорости звука от напряженности постоянного магнитного поля применялась классическая эхо-импульсная методика. Инкременты параметрического усиления бегущих волн определялись методом обращения волнового фронта звука продольной импульсной накачкой. Для измерений зависимостей резонансных частот и добротностей магнитоакустических мод использовался индукционный метод возбуждения и регистрации магнитоупругих колебаний в непрерывном и импульсном режимах. Экспериментальное исследование допороговых и запороговых параметрических взаимодействий в ферритах, композитных и пористых материалах и наблюдение 3х-фононных связанных возбуждений в гематите

осуществлялись с использованием оригинальной амплитудно-фазовой импульсной методики, представленной в диссертации. Описание экспериментально исследуемых параметрических магнитоакустических процессов выполнено методами нелинейной теории связанных магнитоупругих колебаний и волн в магнетиках.

**Научная новизна полученных результатов.** В диссертации представлены следующие новые результаты:

– Экспериментально определены зависимости скоростей звуковых волн различной поляризации от напряженности внешнего статического магнитного поля в образцах никелевых ферритов, легированных малыми добавками ионов Co, Cu, Bi, In и редкоземельных ионов Sm, Tb, Yb и Tm; впервые обнаружена аномально высокая для поликристаллических никелевых ферритов шпинелей магнитоупругая связь, на уровне 59%, для образца состава  $\text{Fe}_{2,026}\text{Ni}_{0,95}\text{Co}_{0,024}\text{O}_4$ . Чувствительность скорости звука к магнитному полю в этом образце составила  $\sim 100\%/кЭ$ , что примерно втрое превышает ранее известные значения для никелевых ферритов. При использовании данного образца в системе обращения волнового фронта экспериментально определён инкремент усиления, составляющий приблизительно  $4.5 \text{ мкс}^{-1}$ , при том, что известные ранее значения инкремента усиления в ферритах не превышали  $2 \text{ мкс}^{-1}$ .

– С помощью оригинальной импульсной методики впервые измерена чувствительность скорости звука к переменному магнитному полю в композитах на основе  $\text{Tb}_{0,3}\text{Dy}_{0,7}\text{Fe}_2$  (Терфенол-D) и пористых никелевых ферритах. Для композита, содержащего 55% Терфенола-D получено значение  $4.39\%/кЭ$ . В образце никелевого феррита состава  $\text{Fe}_{1,943}\text{Ni}_{0,945}\text{Co}_{0,026}\text{Sm}_{0,059}\text{O}_4$  с объёмом пор 43% чувствительность скорости звука к переменному магнитному полю составила  $3.39\%/кЭ$ .

– Экспериментально и теоретически продемонстрирована возможность генерации связанных трехфононных возбуждений в

антиферромагнетике в поперечном переменном магнитном поле. Математически описано и смоделировано динамическое поведение такой системы. Показано, что при достаточно высоких уровнях начального возбуждения магнитоупругих волн трехфононные возбуждения могут генерироваться в специфическом запороговом режиме, сопровождающемся формированием сингулярности акустического поля за конечное время накачки.

**Научное и практическое значение полученных результатов состоит в следующем:**

– полученное максимальное значение коэффициента магнитоупругой связи в поликристаллических ферритах состава  $\text{Fe}_{2,026}\text{Ni}_{0,95}\text{Co}_{0,024}$ , достигающее 59% для поперечных волн, позволяет, в частности, понизить пороговые значения амплитуды переменного магнитного поля при запороговом параметрическом обращении волнового фронта ультразвука, повысить инкремент параметрической неустойчивости и понизить длительность импульсов обращенных волн без снижения уровня их интенсивности;

– разработанная амплитудно-фазовая импульсная методика регистрации параметрических магнитоупругих взаимодействий позволяет проводить систематические исследования динамических характеристик параметрически активных магнитных материалов и изучать нелинейные магнитоакустические эффекты высших порядков в магнетиках;

– полученные результаты измерения инкремента параметрического усиления в материалах с низким акустическим импедансом (композите на основе Терфенола-D и пористом никелевом феррите) демонстрируют принципиальную возможность реализации в них запороговых параметрических режимов, представляющих интерес для медицинских и гидроакустических приложений;

– генерация связанных трехфононных возбуждений в магнетиках

допускает широкое разнообразие возможностей излучения связанных фононов высокой интенсивности из активной магнитной среды, что может быть использовано в функциональных устройствах формирования ультразвуковых сигналов.

**Личный вклад соискателя.** Соискателем лично выполнены все эксперименты, результаты которых представлены в диссертации.

Соискателем самостоятельно решены следующие задачи: разработка и изготовление импульсного спектрометра [23], разработка интерфейсного ПО и драйверов для сопряжения его с компьютером; программирование цифровых генератора, осциллографа, источника питания; разработка и создание дополнительного оборудования, в частности, переключателя полярности магнитного поля. Соискатель является автором оригинальной импульсной методики, использующейся при изучении параметрических взаимодействий второго порядка нелинейности [20, 21] и трёх-фононных связанных возбуждений в магнитных материалах [22]. Постановка задач, методическая проработка экспериментов и теоретическая интерпретация результатов выполнены соискателем совместно с В. Л. Преображенским, Ф. Перно, В. Н. Бержанским и С. Н. Полуляхом. Образцы для исследований предоставили А.В.Куневич и S.Busbridge.

**Апробация результатов диссертации.** Результаты диссертации докладывались на международных конференциях «Functional Materials», Партенит, 2005 и 2007 гг.; «АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА», Минск, 2007г.

**Публикации.** По материалам диссертации опубликовано 4 статьи и одна принята в печать в журналах, утвержденных списком ВАК Украины, а так же в зарубежных журналах, опубликовано 6 тезисов докладов на международных научных конференциях.

## ГЛАВА 1. МАГНИТОУПРУГИЕ ЭФФЕКТЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЯ

В настоящей главе приводится описание некоторых магнитоупругих эффектов, описываются особенности распространения акустических волн в магнитоупругих средах; приводятся результаты исследований процессов параметрической генерации акустических и магнитоэластических волн; приводится описание процесса обращения волнового фронта в ферритах.

### 1.1. Магнитоупругие эффекты.

#### 1.1.1. Феноменологическое описание магнитоупругих явлений.

Магнитострикция и родственные ей магнитоупругие явления возникают в результате изменения магнитного состояния вещества. Сопутствующие этим изменениям деформации происходят как под действием внешнего магнитного поля, так и при изменении других внешних факторов, а именно температуры и механических напряжений. Ниже даны перечень этих явлений и используемая при их описании терминология.

а) Магнитострикция. Различают следующие виды магнитострикции: линейная магнитострикция (относительное удлинение образца  $\lambda = \Delta l / l$  под действием магнитного поля); объемная магнитострикция  $\lambda = \Delta V / V$ ; эффект Видемана — закручивание стержня, по которому течет электрический ток, при одновременном его намагничивании вдоль оси; моноклинная или сдвиговая магнитострикция, приводящая к изменению углов между осями кристалла [24].

Поскольку магнитострикция проявляет себя по-разному при различных процессах намагничивания, различают магнитострикцию в области технического намагничивания (т. е. магнитострикцию, сопутствующую процессам вращения и смещения доменных границ) и магнитострикцию

парапроцесса (ее иногда называют обменной магнитострикцией, поскольку в области парапроцесса она обусловлена обменным взаимодействием).

б) Спонтанная магнитострикция. Изменение температуры магнетика (при  $H = 0$ ) вызывает изменение спонтанной намагниченности, а это в свою очередь приводит к спонтанной деформации решетки – спонтанной магнитострикции. Этот эффект иногда называют термострикцией, но этот термин в литературе не получил широкого распространения. Эффект спонтанной магнитострикции особенно велик при переходе вещества из парамагнитного состояния в магнитоупорядоченное, т. е. при температурах Кюри  $T_C$  или Нееля  $T_N$ .

в) Механострикция. Это дополнительная часть упругих деформаций магнитострикционной природы, которую вызывает механическое напряжение. Различают механострикцию в области технического намагничивания, т. е. обусловленную перераспределением под действием упругих напряжений (растяжения, сжатия и др.) доменов и векторов в магнитоупорядоченном веществе, и механострикцию в области парапроцесса, обусловленную изменением под действием упругих напряжений обменного взаимодействия. Оба вида механострикции приводят к аномалиям модулей упругости магнетиков [24].

г) Магнитоупругий эффект. Так исторически называют эффект влияния упругих напряжений на намагниченность. Он является термодинамически обратным магнитострикции и поэтому его иногда называют обратным магнитострикционным эффектом. Различают магнитоупругие эффекты за счет процессов вращения и смещения доменных границ и за счет парапроцесса. Первый эффект приводит к тому, что кривая намагничивания приобретает или «пологий», или «крутой» ход. Это означает, что механические напряжения создают дополнительную (магнитоупругую) анизотропию. Второй эффект приводит к изменению намагниченности



насыщения ( $\Delta M_S$ -эффект). Он обусловлен изменением обменного взаимодействия при действии упругих напряжений.

Известный эффект влияния упругих напряжений (давления) на температуру Кюри и Нееля можно считать разновидностью магнитоупругого эффекта. Он также является эффектом, родственным магнитострикции парапроцесса.

д)  $\Delta E$ -эффект. Это изменение модулей упругости ферро- и ферримагнетика под действием магнитного поля. Как будет показано позже, именно этот эффект играет ключевую роль в процессах распространения низкочастотных (по сравнению с частотами спиновых волн) акустических волн в магнетиках при комнатной температуре, представленных в работе. Поэтому остановимся на нём поподробнее.

Обозначим через  $C_0 = p/(\Delta l/l)_0$  истинный модуль упругости, т. е. тот модуль, который имеет ферромагнетик, если переориентация векторов  $\vec{M}_S$ , и смещение доменных границ при действии упругого напряжения  $\vec{p}$  не происходят. Для этого необходимо поместить ферромагнетик в поле  $H = H_S$ , где  $H_S$  — поле магнитного насыщения. Тогда для ферро- и ферримагнетиков при  $H = 0$  модуль упругости можно написать в виде

$$C = p[(\Delta l/l)_0 + (\Delta l/l)_M]^{-1} \quad (1.1)$$

где  $(\delta l/l)_M$  — механострикция. Она вызывает нарушение закона Гука. Вычитая из последнего выражения величину  $C_0 = p/(\delta l/l)_0$ , получим

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{(\Delta l/l)_M}{(\Delta l/l)_0} \quad (1.2)$$

Этой формулой выражается  $\Delta E$ -эффект. Чем больше механострикция, тем «сильнее»  $\Delta E$ -эффект. Нетрудно видеть, что можно дать и другое

определение:  $\Delta E$ -эффект — это изменение модуля упругости в магнитном поле, вызванное тем, что магнитное поле компенсирует механоупругость и «подтягивает» модуль  $C$  до значения  $C_0$ . Аналогично можно записать тензорные выражения для  $\Delta E$ -эффекта. Современное состояние теории магнитоупругого взаимодействия позволяет рассчитать величины перенормировки модулей упругости монокристаллов по данным измерения констант магнитоупругости, магнитокристаллической анизотропии, намагниченности насыщения и упругих модулей в парафазе. Расчеты перенормировок для полидоменных образцов и поликристаллов представляют значительные трудности и могут быть выполнены лишь в специальных случаях.

Все вышеперечисленные эффекты являются проявлениями магнитоупругой связи — взаимосвязи магнитной и упругой подсистем магнетика.

### *1.1.2. Микроскопические модели магнитоупругих явлений*

Так как явление зависимости модулей упругости от магнитного поля напрямую связано с магнитоупругостью, достаточно будет рассмотреть основные микроскопические механизмы магнитоупругости.

1. Магнитоупругость, обусловленная изменением магнитного дипольного взаимодействия ионов в решетке; эта магнитоупругость является существенно анизотропной в кристалле. Представим себе, что у нас имеются два элементарных магнитных диполя (два соседних атома решетки), связанные между собой взаимодействием и находящиеся в магнитном поле. Пусть  $r_0$  — равновесное расстояние между ними, соответствующее минимуму энергии их взаимодействия при наличии поля. Изменим теперь направление поля на  $90^\circ$ , диполи повернутся по полю, энергия взаимодействия их изменится и минимуму энергии будет

соответствовать другое равновесное расстояние  $r_1$ . Изменение длины  $r_0-r_1$  в нашем случае и есть магнитострикция.

2. «Обменная» магнитострикция, обусловленная изменением электростатической (обменной) энергии решетки. Она может быть изотропной и анизотропной в зависимости от вида вещества. Этот тип магнитострикции возникает в области парапроцесса, т. е. в поле  $H > H_S$ . Магнитное поле ориентирует атомные магнитные моменты (те, которые при данной температуре дезориентированы тепловым движением), в результате чего обменная энергия изменяется. Этому же изменению обменной энергии соответствует другое равновесное расстояние между атомами в решетке, т. е. возникает «обменная» магнитострикция. Она особенно велика в области точки Кюри, где парапроцесс достигает большой интенсивности. В кубической решетке обменное взаимодействие изотропно и, следовательно, обменная магнитострикция носит объемный характер. В магнетиках, обладающих более низкой симметрией, обменные взаимодействия могут обладать анизотропией и, следовательно, обменная магнитострикция может быть анизотропной.

3. Одноионная магнитострикция. Этот механизм связан с тем, что электронное облако (при  $M_L \neq 0$ ) иона анизотропно, т. е. имеет квадрупольный момент. При наложении поля  $H$  магнитный момент  $M_J$ , ориентируясь по полю, одновременно вызывает поворот квадрупольного момента, что в свою очередь вызывает «возмущение» внутрикристаллического поля, т. е. магнитострикцию. Ясно, что такой механизм должен приводить к сильной анизотропии магнитострикции, так как при повороте электронного облака кристалл в одном направлении должен растягиваться, а в другом, перпендикулярном ему, – сжиматься. Описанный механизм магнитострикции носит название «одноионного», поскольку здесь один ион, взаимодействуя с внутрикристаллическим полем, может вызвать локальную магнитострикцию в кристалле. (Рассмотренные

выше магнитодипольный и обменные механизмы магнитострикции иногда называют «двухионными», поскольку здесь взаимодействия и, следовательно, соответствующая им магнитострикция возможны при наличии по крайней мере двух магнитных ионов.)

### *1.1.3. Магнитоупругая связь в ферритах-шпинелях*

В ферритах железа (магнетит), никеля, меди, марганца, лития магнитострикция при намагничивании до насыщения – такого же порядка ( $\sim 10^{-6}$ ) величины, как и в железе, и в никеле. Однако если в состав феррита-шпинели входят, даже в небольших количествах, ионы  $\text{Co}^{2+}$  (располагающиеся в октаэдрических позициях), то магнитострикция сильно возрастает [24]. Известно, что магнитострикция сильно зависит от способа отжига в магнитном поле, который создает магнитную текстуру. Если кристалл кобальтового феррита,  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ , охлажден в присутствии поля, параллельного оси  $[100]$ , то магнитострикция в перпендикулярном направлении ( $H \perp [100]$ ) достигает огромных значений, превышающих  $+800 \cdot 10^{-6}$  [25].

Большая магнитострикция кобальтовых ферритов-шпинелей связана с тем, что ион  $\text{Co}^{2+}$  в октаэдрических позициях решетки шпинели имеет неполностью «замороженный» орбитальный магнитный момент и, следовательно, несферическое орбитальное облако. В результате одноионного механизма возникают большие отрицательные значения констант магнитострикции и не менее большие положительные значения констант магнитной кристаллографической анизотропии. Эти константы на один – два порядка выше аналогичных констант для любых ферритов, не содержащих ионы  $\text{Co}^{2+}$ . Благодаря этому присутствие ионов  $\text{Co}^{2+}$  в ферритах-шпинелях даже в небольших количествах приводит к значительным изменениям этих констант.

Ион  $\text{Fe}^{2+}$ , как и ион  $\text{Co}^{2+}$ , в решетке феррита-шпинели в октаэдрических

В-позициях также обладает неполностью «замороженным» орбитальным моментом [24]. Однако симметрия электронных орбиталей  $\text{Fe}^{2+}$  такова, что знаки констант анизотропии и магнитострикции для этих ионов оказываются противоположными тому, что наблюдаются для ионов  $\text{Co}^{2+}$ . Вклад ионов  $\text{Fe}^{2+}$  в величину констант анизотропии и магнитострикции меньше, чем у ионов  $\text{Co}^{2+}$ . В ферритах-шпинелях, содержащих ионы  $\text{Fe}^{2+}$ , как правило, одновременно присутствуют в В-узлах и ионы  $\text{Fe}^{3+}$ , что приводит к электронным «перескокам»  $\text{Fe}^{2+} \leftrightarrow \text{Fe}^{3+}$  и сопровождается увеличением электрической проводимости. В таких ферритах ионы железа в В-узлах должны иметь промежуточную валентность. Спин – орбитальная связь ионов с промежуточной валентностью ниже, чем у отдельного иона  $\text{Fe}^{2+}$ . Об этом говорят эксперименты с магнетитом, часть ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в котором замещена ионами  $\text{Cr}^{3+}$ . При таком замещении число обменивающихся электроном ионов  $\text{Fe}^{2+}$  растет, что и приводит к росту константы магнитострикции в несколько раз [24].

Возникновение ионов  $\text{Fe}^{2+}$  является одним из основных трудно контролируемых факторов при синтезе поликристаллических ферритов. Для его минимизации используется целый ряд технологических приемов, среди которых синтез в атмосфере кислорода, введение специальных компенсирующих добавок или добавок, понижающих температуру спекания.

Среди ферритов, нашедших широкое применение в электронной технике, следует отметить феррит никеля  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$  и композиции на его основе. При правильно подобранной технологии синтеза он имеет высокое сопротивление, что важно при работе на высоких частотах. Высокое значение температуры Кюри позволяет использовать его в широком диапазоне температур.  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$  имеет достаточно высокую константу магнитострикции  $-2.6 \cdot 10^{-6}$  и константу анизотропии  $-6.2 \cdot 10^{-3}$ .

Магнитная восприимчивость является одной из важнейших

характеристик магнитных материалов и магнитоакустические материалы не являются исключением. Для ее увеличения идут по пути введения в  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$  феррита цинка  $\text{ZnFe}_2\text{O}_4$ , что приводит к росту при определенных концентрациях удельной намагниченности (но снижает температуру Кюри). Увеличению магнитной восприимчивости способствует и уменьшение константы магнитной анизотропии. С этой целью в  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$  вводится определенное количество ионов кобальта, который дает противоположный по знаку вклад в энергию магнитной анизотропии, что приводит при определенной температуре к ее полной компенсации [25].

#### *1.1.4. Магнитоупругая связь в Терфеноле-D*

Благодаря тому, что  $\text{TbFe}_2$ ,  $\text{DyFe}_2$ ,  $\text{SmFe}_2$  и др. обладают гигантской магнитострикцией, открываются благоприятные возможности для более детального изучения явления механострикции и  $\Delta E$ -эффекта, так как они в указанных материалах очень велики, в соединении  $\text{TbFe}_2$ , например,  $\Delta E$ -эффект равен 56 % в поле  $H = 25$  кЭ при комнатной температуре и достигает до 60 % в поле  $H = 65$  кЭ при 210 К [24]. Наибольший  $\Delta E$ -эффект (160 %) наблюдался в соединении с малой магнитной анизотропией  $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_2$  [24, 12]. В этом соединении большую величину по сравнению с металлами и сплавами группы железа имеет отрицательный  $\Delta E$ -эффект.

## **1.2. Магнитоакустические явления**

### *1.2.1. Магнитоупругие волны*

В магнитоупорядоченных веществах, помимо магнитных (спиновых) волн, при определенных условиях могут возникать магнитоупругие волны [26]. Колебания магнитных моментов атомов вызывают, вследствие магнитострикции, смещения – колебания атомов в решетке. Эти магнитострикционные колебания тем больше, чем больше взаимодействие магнитных атомов с решеткой (магнитоупругое или магнон-фононное

взаимодействии). Если частоты колебаний магнитных моментов и упругих колебаний будут близки друг другу, то возникают смешанные («гибридные») магнитоупругие волны и соответствующие им гибридные квазичастицы — магнон-фононы.

В магнитоупругой волне переменными величинами являются как компоненты напряжения (или деформации), так и компоненты намагниченности. Дисперсионное соотношение в простейшем случае для магнитной волны (при малых волновых векторах  $\vec{k}$ , т. е. больших длинах волн) можно интерпретировать в терминах прецессии магнитных моментов, и тогда дисперсионное соотношение для них можно написать в виде (1.5):

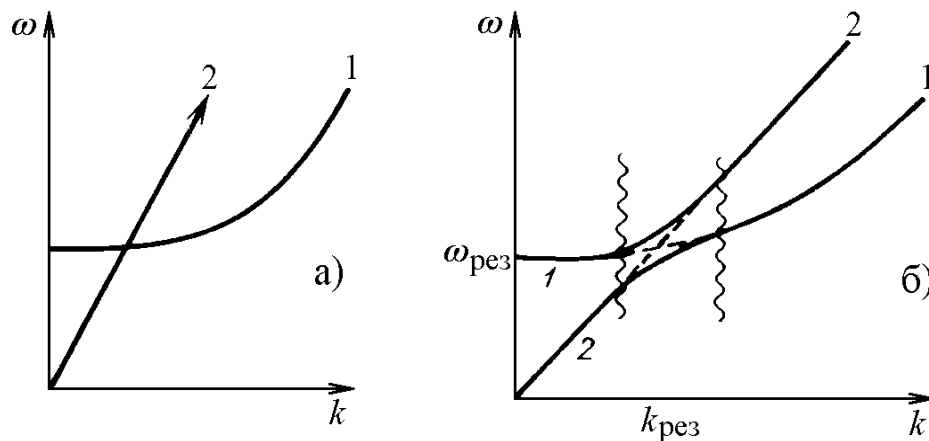
$$\omega_M = \gamma(H_{\text{эф}} + \alpha k_M^2) \quad (1.3)$$

где  $\gamma = e/mc$  — магнитомеханическое отношение для электрона,  $\alpha$  — постоянная, связанная с обменным интегралом.

Для упругих (звуковых) волн можно написать дисперсионное соотношение в виде

$$\omega_y = c_{\text{УПР}} k_{\text{УПР}}, \quad (1.4)$$

где  $c_{\text{УПР}}$  и  $k_{\text{УПР}}$  — скорость и волновое число упругих волн в магнитоупорядоченном веществе. На рисунке 1.1, а представлены графики дисперсионных соотношений (1.3) и (1.4) для случая, когда магнитные и упругие волны не взаимодействуют. На самом деле при  $\omega_M = \omega_{\text{УПР}}$  и  $\omega_M = \omega_{\text{УПР}}$ , т.е. при резонансных условиях, возникает взаимодействие между этими волнами, что приводит к возмущению их спектров. В результате дисперсионные кривые упругих и магнитных волн, которые в отсутствие взаимодействия пересекались бы, при наличии такого взаимодействия «расталкиваются» (на рисунке 1.1, б — в области, выделенной вертикальными волнистыми линиями). В этой области происходит переход упругой волны (2) в магнитную (1) и магнитной (1) в упругую (2).



**Рисунок 1.1.** Зависимость частоты магнитной и упругой волн от волнового вектора: а — в отсутствие магнитоупругого взаимодействия, б — при наличии такового (вертикальными волнистыми линиями выделена область образования магнитоупругих или магнитоакустических волн)

Другими словами, здесь происходит взаимное превращение магнонов и звуковых фононов. Это явление носит название магнитоупругого или магнито-акустического резонанса.

### 1.2.2. Магнитоупругое затухание

Выше, при рассмотрении динамических магнитоупругих явлений, не принимались во внимание потери энергии возбуждений. Однако давно было замечено, что упругие колебания ферромагнитного образца сопровождаются сильным затуханием, которого практически нет в парамагнитном образце. Сильное затухание упругих колебаний в ферромагнетиках обусловлено тем, что эти колебания вызывают колебания векторов  $M_S$  доменов и доменных границ (вследствие магнитоупругой связи), которые сопровождаются потерями энергии в магнитной подсистеме. При этом возникают следующие их виды.

1. Потери на локальные вихревые токи. Они возникают вследствие колебаний векторов  $M_S$  и доменных границ. Эти потери велики в металлических ферро- и ферримагнетиках и малы в ферритах. Ясно, что скрытой причиной этих потерь является магнитострикция, вызывающая



колебания намагниченности и доменных границ под действием переменных деформаций [24].

2. Необратимые колебания векторов доменных границ под действием переменных упругих напряжений, т. е. потери на магнитоупругий гистерезис. Здесь также скрытой причиной возникновения потерь является магнитострикция (магнитоупругое взаимодействие).

Эти виды потерь исчезают, если наложить на образец поле  $H_S$ , так как в этом поле образец становится однодоменным, а вектор  $M_S$  «закрепляется» в направлении действия поля  $H_S$ .

3. Однако, оказывается, и в этом случае в ряде магнито-упорядоченных веществ (инварные сплавы) возникает сильное магнитоупругое затухание. Дело в том, что упругие колебания вызывают, вследствие изменения межатомных расстояний, изменение обменного взаимодействия, которое в свою очередь приводит к изменению величины  $I_S$ . Это явление в динамическом режиме будет сопровождаться потерями на микровихревые токи (поскольку изменяется величина  $M_S$ ).

4. Потери энергии релаксационного типа. Они возникают вследствие передачи энергии магнитной подсистемой подсистеме колеблющихся атомов решетки (спин-решеточная релаксация).

### *1.2.3. Влияние намагниченности на скорость звука в НЧ диапазоне*

В области частот, малых по сравнению с частотой активационной ветви спектра магнонов, динамика спиновой системы магнетиков сводится к поворотам вектора намагниченности, смещению доменных границ и другим механизмам перемагничивания, которые с большой степенью точности можно считать квазистатическими. Как мы увидим далее, перенормировка магнитоупругой связью тензора упругости ( $\Delta E$  – эффект) является основным механизмом влияния на скорость распространения упругих, а точнее магнитоупругих волн в магнетиках. Поэтому в круге

задач, рассматриваемых в диссертации, влияние намагниченности на скорость звука представляется как добавочный член модулей упругости, который эффективно описывает влияние поля на скорость звука, как бегущих продольных и поперечных волн, так и собственных мод образцов исследованных материалов.

### **1.3. Параметрические и нелинейные магнитоакустические эффекты в гематите**

Известно, что гематит ( $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ) отличается сильной динамической магнитоупругой связью и аномально высокой магнитоакустической нелинейностью [1]. Магнитоупругая связь обуславливает перенормировку упругих констант, зависящую от напряженности внешнего магнитного поля, что является основой параметрического взаимодействия.

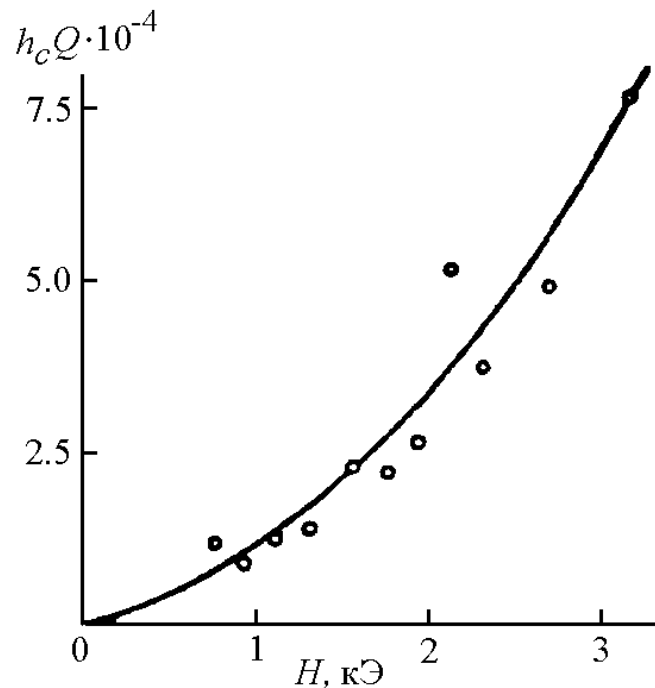
#### *1.3.1. Параметрическая генерация резонансных колебаний*

Одним из известных, хорошо изученных параметрических явлений в магнитоупругости является процесс генерации резонансных колебаний с помощью воздействия переменного магнитного поля с удвоенной частотой по отношению к резонансной частоте. Это явление впервые наблюдалось на феррите гранате европия в работе [27]. На кристалле гематита параметрический резонанс впервые реализован в работе [28] в непрерывном режиме продольной накачки. Эксперимент проводился на образце в форме диска диаметром 6 мм и толщиной 0.48 мм, вырезанном в базисной плоскости и помещенном в постоянное магнитное поле параллельное плоскости диска. Переменное поле накачки с частотой  $\omega_p$  в интервале 1-10 МГц создавалось катушкой индуктивности с осью, параллельной постоянному полю. Магнитоупругие колебания регистрировались второй катушкой, ориентированной перпендикулярно катушке накачки и принимавшей сигнал от сопровождающих переменные деформации

колебаний намагниченности на частоте  $\omega_p/2$ . Зависимость пороговой напряженности поля накачки от напряженности постоянного поля, представленная на рисунке 1.2, описывается соотношением:

$$h_c = Q_n^{-1} \Omega_n / \frac{\partial \Omega_n}{\partial H} \quad (1.5)$$

где  $Q_n$  и  $\Omega_n(H)$  – добротность и частота магнитоупругой моды соответственно.



**Рисунок 1.2. Зависимость пороговой напряженности поля накачки от напряженности постоянного поля.**

При этом полевая зависимость собственной частоты колебаний равна [29]:

$$\Omega_n(H) = \Omega_n(\infty) \sqrt{1 - \frac{2H_E H_{ms}^1}{H(H + H_D) + 2H_E H_{ms}^2}} \quad (1.6)$$

где  $H_E$ ,  $H_D$ ,  $H_{ms}$  – эффективные поля обменного взаимодействия, взаимодействия Дзялошинского и магнестрикции соответственно. Формула (1.5) имеет простой физический смысл: критическая глубина

модуляции резонансной частоты равна частоте релаксации магнитоупругого колебания.

В импульсном режиме многомодовое параметрическое возбуждение звука в гематите реализовано в работах [30, 31]. Отметим, что многомодовое параметрическое возбуждение магнитоупругих колебаний позволяет наблюдать родственной обращению волнового фронта эффект параметрического эхо реализованный экспериментально на легкоплоскостном антиферромагнетике  $\text{FeVO}_3$  в работе [32].

### *1.3.2. Нелинейный сдвиг частоты резонанса в гематите*

Исследование магнитоакустических эффектов в антиферромагнетиках с анизотропией типа лёгкая плоскость представляет как фундаментальный, так и прикладной интерес [33, 1]. Как линейные, так и нелинейные эффекты определяются сильным взаимным влиянием упругой и магнитной подсистем кристалла [28, 32, 34].

В работе [34] изложены результаты экспериментального наблюдения нелинейного сдвига частоты резонансной магнитоакустической моды образца гематита. Кратко остановимся на теоретическом подходе к описанию нелинейного акустического резонанса в антиферромагнетике, развитом в работе [34]. Аналогичный подход использован в главе 3 диссертации.

Энергию длинноволновых акустических колебаний антиферромагнетика с анизотропией типа «лёгкая плоскость» (АФЛП) удобно записать в виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & \frac{1}{2} \sum_n \mu_n [\dot{A}_n^2 + \Omega_n^2 A_n^2] - 2h_{\perp}(t) \sum_n G_n A_n + \\ & + \sum_{m,n,q} \frac{1}{3!} \Phi_{mnq} A_n A_m A_q + \sum_{m,n,q,p} \frac{1}{4!} \Psi_{mnqp} A_n A_m A_q A_p, \end{aligned} \quad (1.7)$$

$$\mu_n = \Omega_n^{-2} (\mathbf{C}_2 + \Delta\mathbf{C}_2) \int d\vec{r} \mathbf{U}_n^2, \quad (1.8)$$

$$\Phi_{mnq} = (\mathbf{C}_3 + \Delta\mathbf{C}_3) \int d\vec{r} \mathbf{U}_m \mathbf{U}_n \mathbf{U}_q, \quad (1.9)$$

$$\Psi_{mnpq} = (\mathbf{C}_4 + \Delta\mathbf{C}_4) \int d\vec{r} \mathbf{U}_m \mathbf{U}_n \mathbf{U}_q \mathbf{U}_p, \quad (1.10)$$

$$G_n = -\frac{(H + H_D) \mathbf{B}_2}{(\omega_{S0}/\gamma)^2} \int d\vec{r} \mathbf{U}_n, \quad (1.11)$$

где  $\Omega_n$  – частота нормальной звуковой (магнитоупругой) моды (полагаем  $\Omega_n \ll \omega_{S0}$ ,  $\omega_{S0}$  – частота антиферромагнитного резонанса);  $\mathbf{U}_n(\vec{r}, t) = A_n(t) \mathbf{U}_n(\vec{r})$  – деформация в нормальной моде;  $\mathbf{C}_i$  – модули упругости  $i$ -того порядка;  $\mathbf{B}_1$  и  $\mathbf{B}_2$  – тензоры магнитоупругих констант;  $H$  и  $h_\perp(t)$  – постоянное и переменное магнитные поля, которые полагаются ортогонально ориентированными в базисной плоскости;  $H_D$  – поле Дзялошинского. Магнитные поправки к модулям упругости второго и третьего порядка соответственно равны [35]:

$$\Delta\mathbf{C}_2 = -\frac{H_E}{M_0} \left( \frac{2\mathbf{B}_2}{\omega_{S0}/\gamma} \right)^2, \quad (1.12)$$

$$\Delta\mathbf{C}_3 = -3 \left( \frac{4H_E}{M_0} \right)^2 \frac{\mathbf{B}_1 \mathbf{B}_2^2}{(\omega_{S0}/\gamma)^4}, \quad (1.13)$$

где  $H_E$  – обменное поле.

За кубическую нелинейность моды связанных магнитоупругих колебаний ответственно взаимодействие с амплитудой (1.10). Магнитный вклад в модули упругости четвёртого порядка определяется соотношением

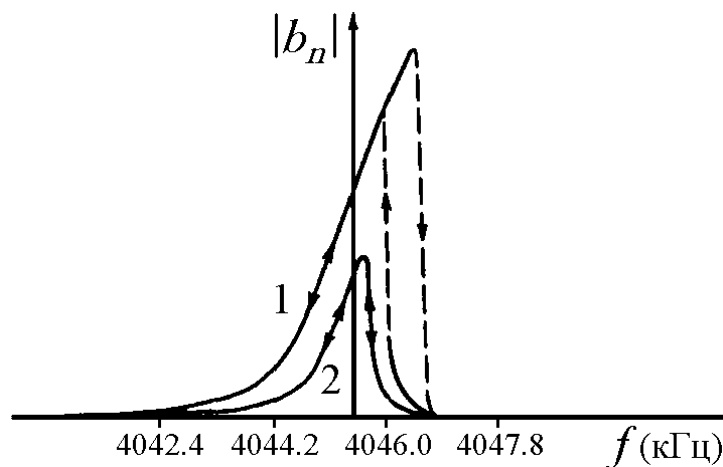
$$\Delta C_4 = -12 \left( \frac{H_E}{M_0} \right)^3 \frac{(2B_2)^4}{(\omega_{S0}/\gamma)^6} \left( 1 + \frac{1}{4} \frac{\gamma^2 H H_D}{\omega_{S0}^2} \right) \quad (1.14)$$

Кубическая нелинейность приводит к экспериментально наблюдаемому нелинейному сдвигу резонансной частоты магнитоупругих колебаний образца (см. рисунок 1.3). При резонансном возбуждении кристалла гармоническим переменным полем  $h_{\perp}(t) = h_{\perp} \cos \omega t$  амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) вынужденных акустических колебаний формально аналогична соответствующей гистерезисной характеристике нелинейного осциллятора:

$$2 \left( \frac{\Delta \omega}{\Omega_n} \right) = -\frac{R_n}{\Omega_n^2} |b_n|^2 \pm \sqrt{\left( \frac{\mu_n^{-1} G_n h_{\perp}}{\Omega_n^2 |b_n|} \right)^2 - Q_n^{-2}}, \quad (1.15)$$

где  $2b_n$  – амплитуда магнитоупругих колебаний с частотой  $\omega$ ,  $\Delta \omega = \omega - \Omega_n$ ,

$$R_n = -\frac{1}{2} \mu_n^{-1} \Psi_{nnnn} + \frac{5}{6} (\mu_n^{-1} \Omega_n^{-1} \Phi_{nnn})^2.$$



**Рисунок 1.3** Амплитудно-частотные характеристики магнитоупругого резонанса при  $H = 2$  кЭ;  $h_{\perp 1} / h_{\perp 2} = 2$ .

Экспериментальное наблюдение нелинейного сдвига частоты производилось на монокристалле гематита, возбуждённом на поперечной полуволновой акустической моде с поляризацией, перпендикулярной оси  $C_3$ . Образец имел форму тонкого диска диаметром 4.9 мм и толщиной 0.48 мм, вырезанного параллельно базисной плоскости. Возбуждение и регистрация производилась индукционным способом (подробнее о методике см. гл. 4, п. 4.2.1.). Представленная на рисунке 1.3 АЧХ качественно соответствует теоретической (1.15) и отражает явление бистабильности нелинейного резонансного возбуждения. Детальное исследование режимов бистабильности в гематите представлено в работе [36].

Для выявления механизма нелинейного сдвига частоты  $\Delta\omega_N$  была измерена его зависимость от напряжённости внешнего магнитного поля  $H$  ( $\Delta\omega_N = \omega_N - \Omega_n$ ),  $\omega_N$  – частота, соответствующая максимальной амплитуде  $2|b_n|$  при данном  $h_{\perp}$ ). Применительно к рассматриваемому типу колебаний, пренебрегая собственной нелинейностью упругой подсистемы, из (1.15) можно получить следующую зависимость  $\Delta\omega_N(H)$  :

$$\frac{\Delta\omega}{\Omega_n} = \frac{9}{4} \left( \frac{C_{44}}{2B_{14}} \right) \frac{\zeta_n^3}{1 - \zeta_n} \left( 1 + \frac{1}{4} \frac{\gamma^2 H H_D}{\omega_{S0}^2} \right) |b_n|^2, \quad (1.16)$$

где  $\zeta_n = \frac{H_E}{M_0} \left( \frac{2B_{14}}{\omega_{S0}/\gamma} \right) + C_{44}^{-1}$  – коэффициент связи, который определяет

линейную перенормировку частоты  $\Omega_n^2 = C_{44}(1 - \zeta_n)\pi^2 / \rho l^2$  и в исследуемом образце описывается соотношением:

$$\zeta_n = 0.42 \left( H_{KЭ} + \frac{H_{KЭ}^2}{22} + 0.56 \right), \quad (1.17)$$

полученным из измерения зависимости  $\Omega_n(H)$ .

На рисунке 1.4 представлены результаты измерений величины  $\Delta\omega_N(H)$ . Результаты расчёта по формуле (1.16) показаны сплошной кривой.

Сильная полевая зависимость нелинейного сдвига частоты, величина которого согласуется с изложенной теорией, показывает, что нелинейное самовоздействие звуковых волн в гематите практически целиком обусловлено магнитоупругим взаимодействием. Отметим, что нелинейный сдвиг частоты резонанса проявляется как основной механизм ограничения амплитуды параметрических колебаний в экспериментах по параметрическому возбуждению звука продольной накачкой .

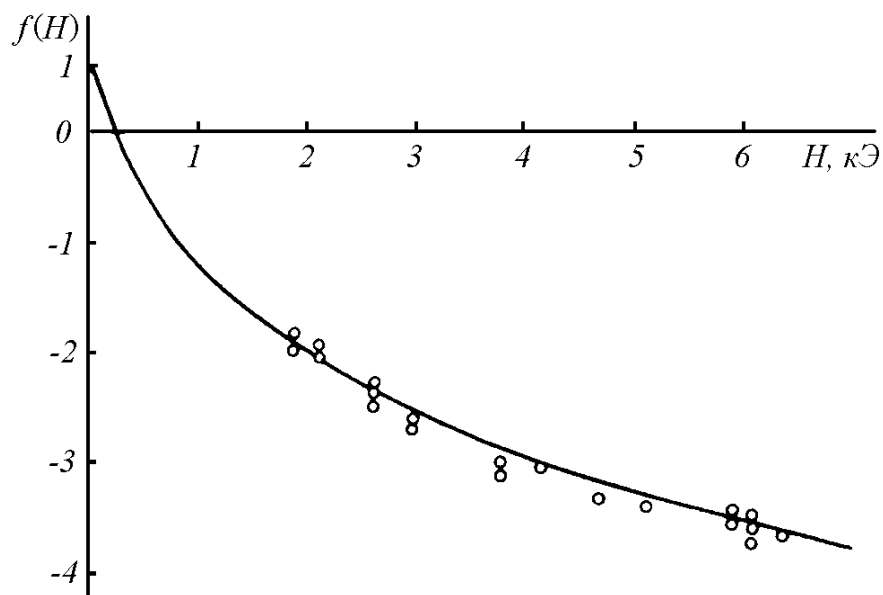


Рисунок 1.4. Зависимость нелинейного сдвига частоты от напряжённости

магнитного поля: 
$$f(H) = \lg \left[ \frac{\Delta\omega_N}{\Omega_n} / \left( \frac{C_{44}}{2B_{14}} b_n \right)^2 \right].$$

## 1.4. Обращение волнового фронта в магнетиках

### 1.4.1. Параметрическое обращение волнового фронта в твердых телах

Обращением волнового фронта называется такое преобразование



волнового поля, при котором направление распространения волн меняется на противоположное с сохранением первоначального распределения амплитуд и фаз [4]. Теоретическая возможность реализации этого преобразования следует из инвариантности уравнений волнового поля в прозрачной среде по отношению к изменению знака времени. Преобразованию инверсии времени соответствует так называемое фазовое сопряжение спектральных компонент поля. В зависимости от того, каким образом достигается эффект ОВФ в условиях эксперимента, о нем говорят или как о преобразовании обращения времени или как о волновом фазовом сопряжении.

Параметрическая генерация бегущей обратной магнитоупругой магнитоупругой волны впервые была реализована на кристалле железиттриевого граната в работе [37] в СВЧ диапазоне в области магнитоакустического резонанса. Следует отметить, что использование магнитоакустического резонанса для обращения волнового фронта связано с трудностью принципиального характера, обусловленной гиротропией магнитоупругой волны. Направление прецессии намагниченности в обратной волне вблизи резонанса совпадает с направлением прецессии в прямой волне, что препятствует воспроизведению фазы на источнике первичной волны. Эта особенность резонансных магнитоупругих волн связана с существенным нарушением инвариантности волнового поля по отношению к обращению времени в намагниченной среде. Вдали от области ферромагнитного резонанса в ультразвуковом диапазоне частот влияние гиротропии на акустические процессы пренебрежимо мало.

Параметрическое ОВФ ультразвука в твердом теле основывается на принципе модуляции скорости звука переменным электромагнитным полем [38]. Явление генерации обратной волны основано на параметрическом взаимодействии двух акустических волн, обладающих частотой  $\omega$ , и электромагнитного поля накачки, обладающего удвоенной частотой  $\omega_p = 2\omega$ .

Данное взаимодействие может быть интерпретировано как распад фотона, обладающего частотой  $\omega_p = 2\omega$  и волновым вектором  $\vec{k}_p \approx 0$  (величиной волнового вектора фотона можно пренебречь, т.к. скорость распространения электромагнитных колебаний превосходит скорость распространения ультразвука на пять порядков) на два фотона, обладающих противоположно направленными волновыми векторами  $\vec{k}_1 = -\vec{k}_2$  и равными частотами  $\omega_i = \omega_c = \omega$ , где  $\omega_i$  и  $\omega_c$  соответственно частоты падающей и обращенной волн. Законы сохранения энергии и импульса для данного взаимодействия записываются следующим образом:

$$\begin{cases} \vec{p}_p = \vec{p}_i + \vec{p}_c \\ E_p = E_i + E_c \end{cases} \quad (1.17)$$

откуда можно заключить, что:

$$\begin{cases} \vec{k}_p = \vec{k}_i + \vec{k}_c \\ \omega_p = \omega_i + \omega_c \end{cases} \quad (1.18)$$

Векторная диаграмма, представляющая законы сохранения, соответствующие формуле (1.18), приведена на рисунке 1.5.

Рассмотрим волновое уравнение, описывающее случай незатухающего распространения акустической волны:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = v^2(t) \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (1.19)$$

Пусть скорость звука модулируется электромагнитным полем:

$$v^2(t) = v_0^2 \cdot (1 + 2 \cdot m \cdot \cos \omega_p \cdot t), \quad (1.20)$$

где  $m = \frac{\Delta V}{V_0}$  – глубина модуляции.

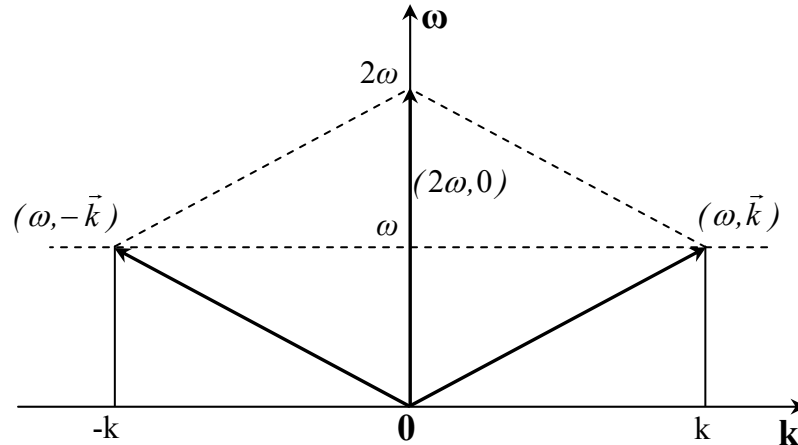


Рисунок 1.5. Векторная диаграмма законов сохранения энергии и импульса при параметрическом взаимодействии фононов с электромагнитным полем накачки.

На рисунке 1.6. представлена зависимость скорости звука от приложенного магнитного поля для магнитострикционной керамики, выполненной из поликристаллического никелевого феррита.

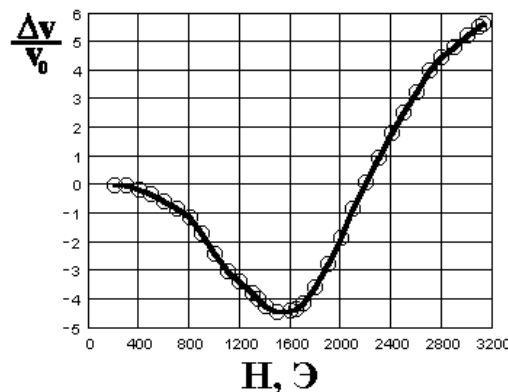


Рисунок 1.6. Зависимость скорости поперечного звука от приложенного магнитного поля [39].

Акустическое поле может быть представлено в виде суммы падающей (A) и сопряженной (B) волн.

$$u(t, z) = A(t, z) \cdot e^{j(\omega t - kz)} + B(t, z) \cdot e^{j(\omega t + kz)} + c.c. \quad (1.21)$$

Уравнения, приведенные выше (формулы 1.19-1.21) могут быть преобразованы в систему уравнений, связывающую прямую и обратную

волны [39]:

$$\begin{cases} \frac{\partial A}{\partial t} + v_0 \frac{\partial A}{\partial z} = i \cdot h \cdot B^* \\ \frac{\partial B^*}{\partial t} - v_0 \frac{\partial B^*}{\partial z} = -i \cdot h \cdot A \end{cases}, \quad (1.22)$$

где параметр  $h = \frac{m \cdot \omega}{2}$ .

Система (1.22) дополняется граничными условиями  $A|_{z=0} = A_0$ ,  $B^*|_{z=L} = 0$ , где  $L$  – пространственная протяженность активной зоны. При решении системы (1.22) с данными граничными условиями для сопряженной волны можно получить выражение [40]:

$$B^* = -i \cdot A_0 \cdot \frac{\sin(q \cdot (L - z))}{\cos(q \cdot L)}, \quad (1.23)$$

содержащее параметр  $q = \frac{h}{v_0}$ .

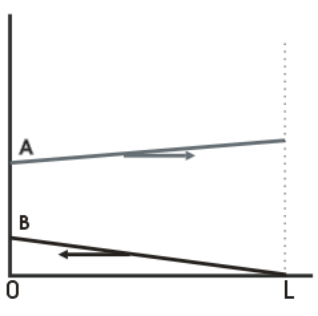
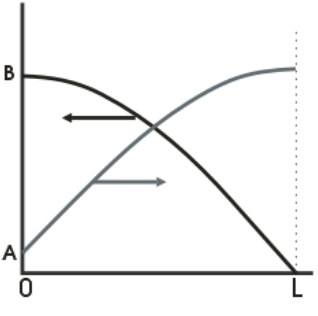
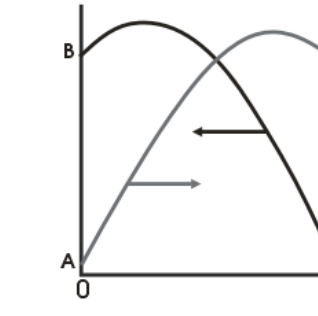
В зависимости от значения параметра  $q$  возможны три основных режима генерации обращенной волны, представленные в таблице 1.1.

В квазилинейном импульсном запороговом режиме начальный этап формирования акустического отклика осуществляется по экспоненциальному закону с инкрементом усиления  $\Gamma$ . По окончании импульса накачки, в процессе эвакуации обратной волны из активной среды, форма обращенного импульса определяется пространственным распределением амплитуды фазосопряженной волны в активной среде на момент окончания накачки (рис.1.7) [41]. При увеличении длительности накачки нарастание амплитуды обращенной волны ограничивается нелинейными эффектами связанными либо с собственной нелинейностью активной среды, либо с конечностью мощности источника накачки (так

называемое истощение накачки).

Таблица 1.1.

Режимы генерации фазово-сопряженной волны.

$qL \ll 1$	$qL \leq \frac{\pi}{2}$	$qL > \frac{\pi}{2}$
Линейный режим	Подпороговый режим усиления	Запороговый режим усиления
		
$B^* = -i \cdot A_0 \cdot q \cdot (L - z)$	$B^* = -i \cdot A_0 \cdot \frac{\sin(q \cdot (L - z))}{\cos(q \cdot L)}$	$B^* = q \cdot L \cdot \sin[q \cdot L \cdot (v \cdot t / L - 1)]$
$B^* / A_0 \Big _{z=0} \ll 1$	$B^* / A_0 \Big _{z=0} = -i \cdot A_0 \cdot \operatorname{tg}(q \cdot L) > 1$	$B^* / A_0 \Big _{z=0} \propto \exp[\Gamma \cdot \tau] \gg 1$ ( $\tau$ – время накачки)

Поскольку запороговый режим ОВФ позволяет реализовать усиление обратной бегущей волны в твердом теле, в настоящее время именно этот режим ОВФ привлекает к себе наибольшее внимание.

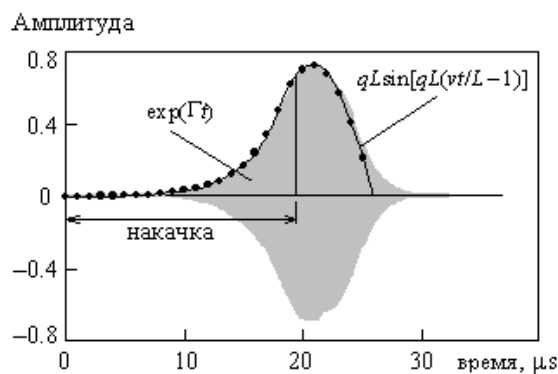
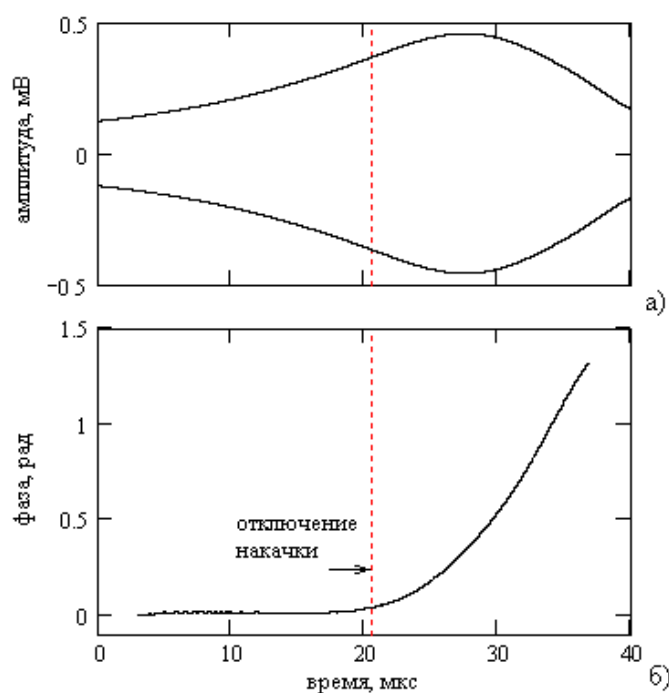


Рисунок 1.7. Форма обращенной волны, зарегистрированная во время эксперимента и ее огибающая, рассчитанная теоретически [41].

### 1.4.3. Стабильность фазы обращенной волны

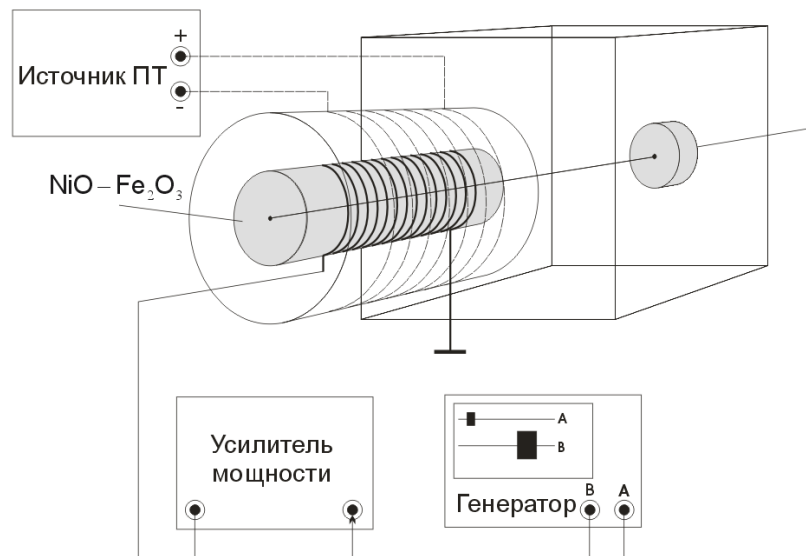
В момент прекращения действия накачки экспоненциальный рост амплитуды обращенной волны прекращается и в дальнейшем огибающая импульса обращенной волны следует ходу синусоиды (рисунок 1.7). Как показывают экспериментальные результаты, во время работы накачки фаза обращенной волны является стабильной. В момент прекращения работы электромагнитной накачки фаза теряет стабильность (рисунок 1.9). Таким образом, для того, чтобы производить фазовые измерения в фазово-сопряженных импульсах, необходимо выбрать параметры временного окна в области, находящейся внутри временного интервала, соответствующего периоду действия накачки.



**Рисунок 1.9.** Зависимость фазы обращенной волны (а) и огибающей ее амплитуды (б) от времени.

### 1.4.2. Магнитоакустическое сопряжение фазы.

На рисунке 1.8 представлена схема экспериментальной установки, при помощи которой может производиться наблюдение обращенной волны.



**Рисунок 1.8.** Схема эксперимента по наблюдению эффекта генерации обращенной волны в магнестрикционной керамике ( $\text{NiO-Fe}_2\text{O}_3$ ) [42]. 1 – генерация входного импульса на частоте  $\omega$ ; 2 – излучение импульса накачки на удвоенной частоте ( $2\omega$ ). Накачка производится в момент нахождения падающей волны в активной зоне магнестрикционного образца. Для создания запорогового режима усиления обращенной волны импульс накачки должен обладать достаточной мощностью, по этой причине в эксперименте используется усилитель мощности, позволяющий увеличивать амплитуду импульса накачки до нескольких киловольт ( $\approx 2.5 \text{ kV}$ ). Дополнительная катушка, питаемая постоянным током, используется для перемещения рабочей точки системы на линейный участок кривой магнито-акустического взаимодействия (рисунок 1.6). Коэффициент усиления обратной волны на частоте 30 МГц превысил 80 дБ при абсолютной величине ее интенсивности, составившей по оценкам сотни ватт на квадратный сантиметр.

В параметрических ОВФ устройствах могут использоваться электро- и магнито-акустически активные среды. В ультразвуковом диапазоне частот превышение порога параметрической неустойчивости реализуется в магнитных материалах. Генерация обратной бегущей ультразвуковой волны в гематите в условиях продольной накачки на удвоенной частоте наблюдалась в работе [43].

В настоящее время активной средой, нашедшей практическое применение для систем обращения волнового фронта ультразвука, являются поликристаллические магнитострикционные диэлектрики на основе никелевых ферритов [8-10]. Магнитоупругая связь в таких материалах обеспечивает эффективную модуляцию скорости звука переменным магнитным полем, что позволяет работать в запороговом режиме обращения с гигантским параметрическим (свыше 80 дБ) усилением обращенной волны. Керамическая технология позволяет изготавливать образцы с широкой угловой апертурой, что необходимо для точного воспроизведения акустического поля первичной волны.

#### *1.4.4. Компенсация фазовых искажений в акустической ОВФ - микроскопии.*

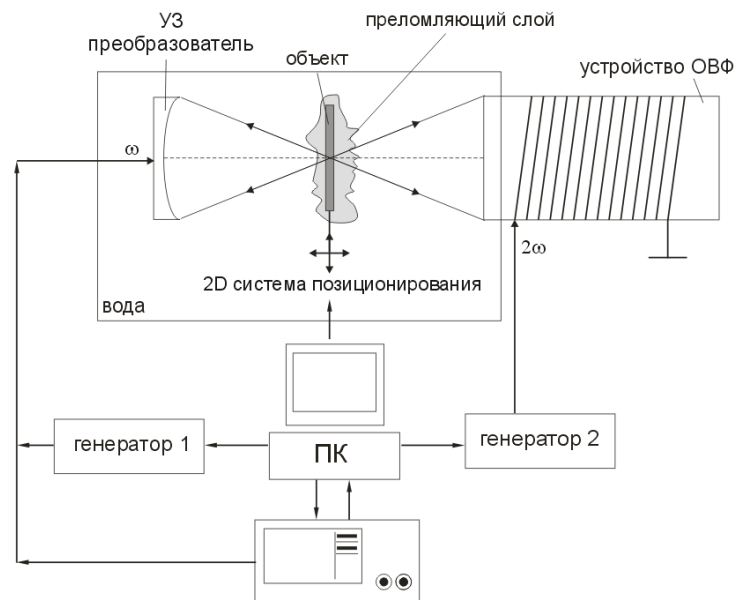
Явление ОВФ может быть использовано для построения на его основе разнообразных систем акустоскопии [8].

Упрощенная схема акустической системы визуализации объектов с ОВФ усилителем на базе магнитострикционной керамики, показана на рисунке 1.10. Визуализируемый объект и УЗ преобразователь были помещены в емкость с водой. Объект находился в фокальной плоскости преобразователя диаметром 10мм и фокусным расстоянием 3см (в воде). Цилиндрический магнитострикционный элемент ОВФ диаметром 15мм и длиной 35мм был расположен симметрично относительно объекта (рисунок 1.10).

На преобразователь с генератора 1 подавались радио импульсы длительностью 2мкс на несущей частоте 10МГц. В момент, когда зондирующий импульс начинал распространяться внутри активной зоны элемента ОВФ, с генератора 2 на катушку накачки активного элемента, подавался импульс переменного магнитного поля на удвоенной частоте (20МГц). В этих условиях коэффициент усиления обращенной волны



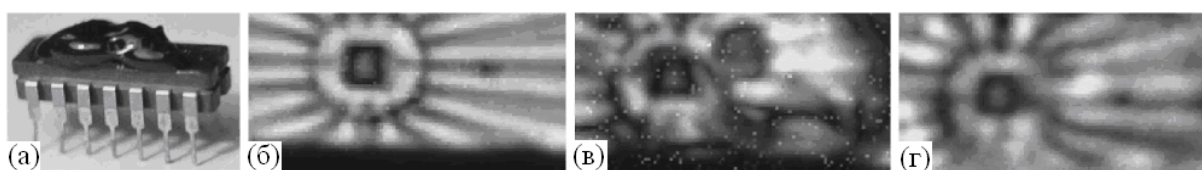
достигал значения 80дБ. Обращенный импульс распространялся по той же траектории, но в обратном направлении и регистрировался преобразователем. В данных условиях имел место эффект компенсации фазовых искажений.



**Рисунок 1.10. Упрощенная схема акустической системы визуализации на базе магнестрикционного ОВФ устройства [8].**

Рассматриваемая схема установки очень близка к классической схеме акустического микроскопа. Для целей демонстрации преимуществ использования ОВФ, полученные данные сравнивались с результатами, регистрируемыми классической системой, в режиме работы «на проход». В случае использования классической системы, устройство ОВФ заменяется на УЗ преобразователь, идентичный первому.

На рисунке 1.11 представлены результаты акустоскопии объекта. После сравнения изображений 1.11.б – 1.11.г можно заключить, что, несмотря на то, что применение эффекта ОВФ не позволяет достичь качества исходного изображения, оно позволяет значительно повысить качество получаемой информации, и получить различимое изображение внутренней структуры исследуемого объекта.



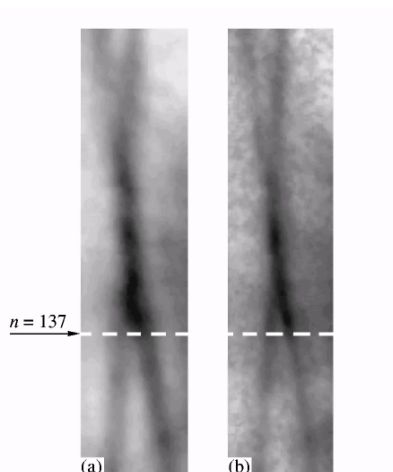
**Рисунок 1.11. (а) Фотография микрочипа с помещенным на его поверхность преломляющим слоем канифоли, (б) Изображение внутренней структуры микрочипа без преломляющего слоя, полученное по классической схеме с двумя преобразователями, (в) Изображение данного микрочипа с искажениями, вызванными преломляющим слоем, (г) Изображение, полученное с использованием ОВФ, полученное при тех же условиях, что и (в).**

В работе [44] сообщаются результаты применения техники параметрического ОВФ в неразрушающем экспресс контроле качества стальных труб.

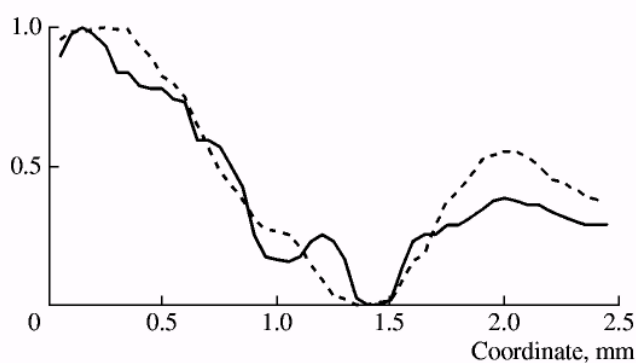
#### *1.4.5. Нелинейная ОВФ микроскопия на второй гармонике фазово-сопряженной волны.*

Применение ОВФ предоставляет возможность получать изображения на второй гармонике обращенной волны. В качестве визуализируемого объекта использовались две скрещенные проволоки, диаметром 0.12 мм, которые сравнительно просто позволяют оценить пространственное разрешение получаемого изображения. Пространственное разрешение было измерено как минимальное расстояние между двумя минимальными амплитудами принятого сигнала, разрешенными в линии полученного изображения (рисунок 1.12, 1.13).

В рассматриваемом эксперименте пространственное разрешение системы составляло 600мкм и 300мкм на частотах 10 и 20МГц соответственно, что свидетельствует о том, что получение изображения на второй гармонике, позволяет повысить разрешение получаемых изображений.



**Рисунок 1.12. Акустические изображения области пересечения двух проволок, полученное при помощи ОВФ. (а) Изображение получение на частоте 10МГц, (б) – Изображение на частоте 20МГц.**



**Рисунок 1.13. Пространственное разрешение уровня сигнала по линии 137 на рисунке 1.12. Пунктирной линией показан сигнал на частоте 10МГц, сплошной – на частоте 20МГц.**

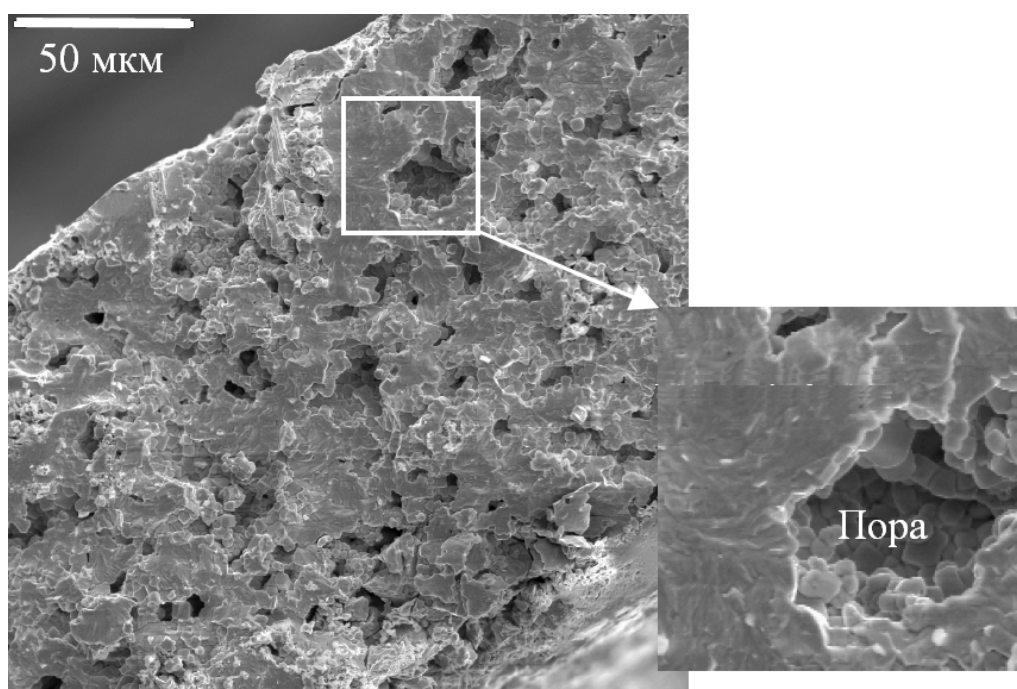
### *1.6.2. Ультразвуковые пористые и композитные пьезопреобразователи*

Твердотельные ультразвуковые преобразователи обладают заметно более высоким акустическим импедансом, чем вода [45]. Одним из решений задачи уменьшения акустического импеданса, внедрённых в технологию производства ультразвуковых пьезопреобразователей, является создание пористых электроакустически активных материалов. В работе [12]

оценивалась эффективность такого метода, ниже кратко сообщаются результаты этих исследований.

Пористые пьезоэлектрические ультразвуковые преобразователи были изготовлены фирмой Ferroperm Piezoceramics A/S с высокой точностью контроля количества и размеров внедрённых воздушных пор. Такой материал коммерциализирован под кодовым названием Pz37. На рисунке 1.17 приведена микрофотография данного материала, сделанная с помощью электронного микроскопа.

С помощью измерения плотности пористого материала и такого же материала, но без пор (Soft PZT) было определено процентное содержание пор – 25%. Внедрение пор позволило снизить плотность с  $7680 \text{ кг/м}^3$  до  $5680 \text{ кг/м}^3$ , а так же скорость звука с  $4410 \text{ м/с}$  до  $2775 \text{ м/с}$ . Такое изменение параметров среды привело к снижению акустического импеданса с  $33.9 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$  до  $15.7 \text{ кг}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ . Акустический коэффициент прохождения, составил 23% для пористого материала против 11% монолитной твердотельной структуры.



**Рисунок 1.17. Микрофотография фрагмента пористого материала Pz37.**

Другой подход к уменьшению акустического импеданса материалов состоит в изготовлении композитных материалов, где активный элемент в виде порошка наполняет матрицу, акустические параметры которой ближе к воде, чем параметры активного элемента. В работе [15] авторами дано теоретическое описание пьезоэлектрического отклика композитных материалов, применяющихся для изготовления ультразвуковых преобразователей. Предложено новое теоретическое приближение для вычисления связи гранул с полимерной матрицей. Полученные результаты свидетельствуют об эффективности применения рассмотренных подходов для создания композитных структур со сниженным акустическим импедансом и высокими эксплуатационными показателями.

### **Заключение к главе 1**

Анализ предшествующих работ показывает, что наиболее актуальным направлением исследований в области параметрических магнитоакустических процессов в настоящее время является параметрическое обращение волнового фронта ультразвука с широким спектром перспективных приложений в ультразвуковой технике.

Такие характеристики устройств ОВФ, как пороги параметрической неустойчивости, инкременты усиления, скорости звука и акустический импеданс, уровни ограничения амплитуды и связь с источником накачки определяются свойствами активной среды. При этом требования к параметрам активной среды могут меняться в зависимости от конкретных приложений.

Магнитоакустические свойства параметрически активных сред определяются их химическим составом и структурой. В этой связи актуальной является задача исследования эффективности параметрического взаимодействия в материалах варьируемого состава. Решению этой задачи применительно к поликристаллам на основе феррита никеля посвященна

глава 2 диссертации. В главе 3 впервые исследуются параметрические процессы в магнетиках с гетерогенной структурой: пористых ферритах и металл-диэлектрических композитах, характеризующихся относительно низким акустическим импедансом. Задача исследования эффективности параметрического взаимодействия в таких материалах потребовала разработки специальной экспериментальной методики, представленной в главе 2.

Экспериментально исследованные к настоящему времени параметрические магнитоакустические эффекты относятся к разряду эффектов второго порядка. Сильная магнитоупругая связь и гигантская магнитоакустическая нелинейность ряда магнетиков позволяет реализовать параметрические и нелинейные эффекты высших порядков, представляющие интерес как с точки зрения фундаментальных исследований нелинейной динамики твердых тел, так и с точки зрения приложений в ультразвуковой технике. В главе 4 представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований нового параметрического эффекта – генерации трехфононных связанных возбуждений в антиферромагнитном кристалле  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ .

## ГЛАВА 2. МАГНИТОУПРУГИЕ ВОЛНЫ В НИКЕЛЕВЫХ ФЕРРИТАХ-ШПИНЕЛЯХ

Как отмечено в главе 1, в настоящее время в устройствах параметрического обращения волнового фронта ультразвука используются шпинели на основе феррита никеля с базовой формулой  $\text{NiO-Fe}_2\text{O}_3$  [8]. Несмотря на относительно слабую магнитоупругую связь по сравнению, например, с гематитом, они обеспечивают возможность реализации запорогового режима обращения волнового фронта с гигантским (более 80 дБ) усилением. В то же время, выявленные при использовании этих ферритов, ограничения по уровням интенсивности, порогам возбуждения и длительности обращенных импульсов, вызывают необходимость поиска новых, оптимальных составов и структур параметрически активных материалов. В этой главе представлены результаты исследования магнитоакустических свойств ряда образцов никелевых ферритов, легированных малыми добавками ионов  $\text{Co}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{V}$ ,  $\text{In}$  и редкоземельных ионов  $\text{Sm}$ ,  $\text{Tb}$ ,  $\text{Yb}$  и  $\text{Tm}$ . Приведены результаты измерений зависимостей скорости продольных и поперечных ультразвуковых волн от напряженности магнитного поля для составов, обнаруживших наиболее сильную магнитоупругую связь. Также представлены зависимости резонансных частот собственных магнитоакустических мод образцов. Для остальных составов зависимости приведены в приложении 1.

### 2.1. Исследуемые материалы

Образцы ферритов, изготовленные методом горячего прессования, имели форму параллелепипеда с размерами 42x14x14 мм. Тестировались ферриты следующих составов:

- №1  $\text{Fe}_{2,026}\text{Ni}_{0,95}\text{Co}_{0,024}\text{O}_4$   
 №2  $\text{Fe}_{1,960}\text{Ni}_{0,975}\text{Co}_{0,024}\text{Bi}_{0,001}\text{In}_{0,04}\text{O}_4$   
 №3  $\text{Fe}_{1,962}\text{Ni}_{0,97}\text{Co}_{0,026}\text{Cu}_{0,01}\text{Tm}_{0,032}\text{O}_4$   
 №4  $\text{Fe}_{1,96}\text{Ni}_{0,97}\text{Co}_{0,03}\text{Cu}_{0,01}\text{Yb}_{0,03}\text{O}_4$   
 №5  $\text{Fe}_{1,862}\text{Ni}_{1,092}\text{Co}_{0,025}\text{Cu}_{0,02}\text{O}_4$   
 №6  $\text{Fe}_{1,917}\text{Ni}_{1,044}\text{Co}_{0,024}\text{Cu}_{0,01}\text{Sm}_{0,04}\text{O}_4$   
 №7  $\text{Fe}_{1,967}\text{Ni}_{0,957}\text{Co}_{0,006}\text{Cu}_{0,05}\text{Tb}_{0,02}\text{O}_4$

Эффективность магнитоупругой связи определяется упругими характеристиками системы, магнитоупругими константами и восприимчивостью магнитной системы. Восприимчивость в поликристаллических образцах тем выше, чем меньше внутренние активные поля, связанные с полем анизотропии, полями остаточных упругих напряжений и размагничивающими полями немагнитных пор, стабилизирующих направление вектора магнитного момента. Легирование ионами Co в пределах  $x = 0.02 - 0.03$  преследовало цель уменьшить анизотропию кристаллитов, поскольку знак констант анизотропии в  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  и  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$  - противоположен [25]. Для того, чтобы уменьшить размер пор необходимо было уменьшить размер кристаллитов, что осуществлялось введением ионов редких земель. Ионы Sm, Tm, Tb, Yb имеют большой ионный радиус 1.13, 1.00, 0.89 и 0.85 Å, который значительно превосходит размер тетраэдрических  $r_{\text{тетр}}=0.57$  Å и октаэдрических  $r_{\text{окт}}=0.71$  Å пустот никелевого феррита. Предполагается, что эти ионы, также как и ионы Bi и In не входят в структуру феррита, но снижают температуру спекания, и препятствуют росту кристаллов, концентрируясь в межкристаллитных границах. Оксид меди имеет более низкую температуру плавления и понижает температуру спекания феррита на 100-200 °С. Его введение способствует также уменьшению числа дефектов, в том числе препятствует восстановлению ионов железа из  $\text{Fe}^{3+} \rightarrow \text{Fe}^{2+}$  при высоких температурах.



В рамках настоящей работы экспериментально установлено, что в ферритах, подвергнутых меньшему термическому воздействию при отжиге (30 мин) магнитоупругая связь существенно выше, чем в ферритах, которые отжигались 40 мин. Анализ поверхности образцов после химического травления показал, что размер кристаллитов в образцах со временем отжига 30 мин существенно меньше.

## 2.2. Методика эксперимента

### 2.2.1. Измерение петли гистерезиса

Для анализа поведения скорости ультразвука в зависимости от поля было произведено измерения петли гистерезиса для исследуемых образцов. Петля гистерезиса измерялась следующим образом: с помощью датчиков Холла измерялась величина поля, в котором находился образец, а так же поле на торце образца (рисунок 2.1.).

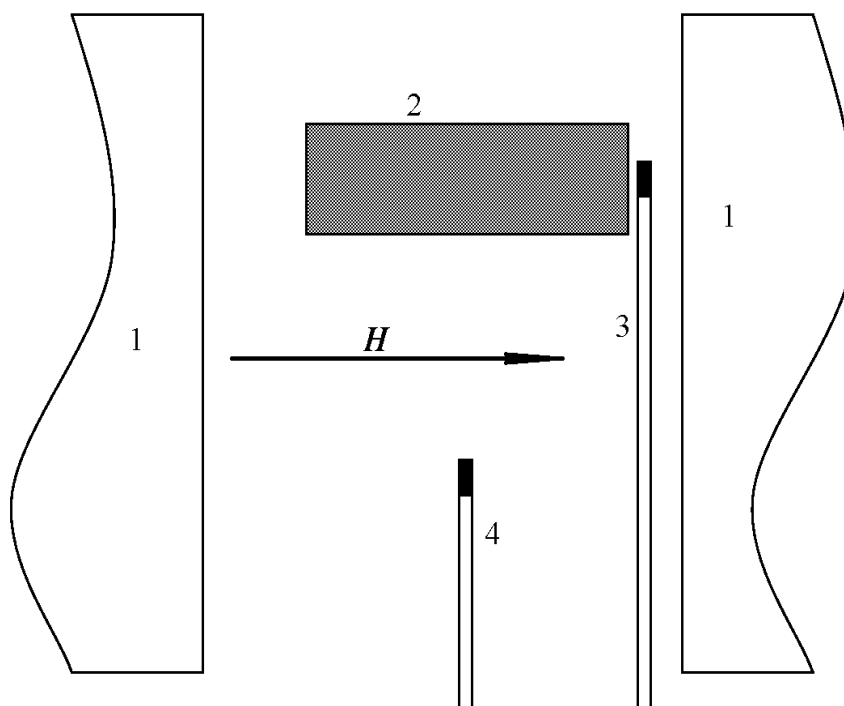


Рисунок 2.1. Схема эксперимента по измерению петли магнитного гистерезиса. 1 – полюса электромагнита, 2 – исследуемый образец, 3, 4 – датчики Холла,  $H$  – магнитное поле, создаваемое электромагнитом.

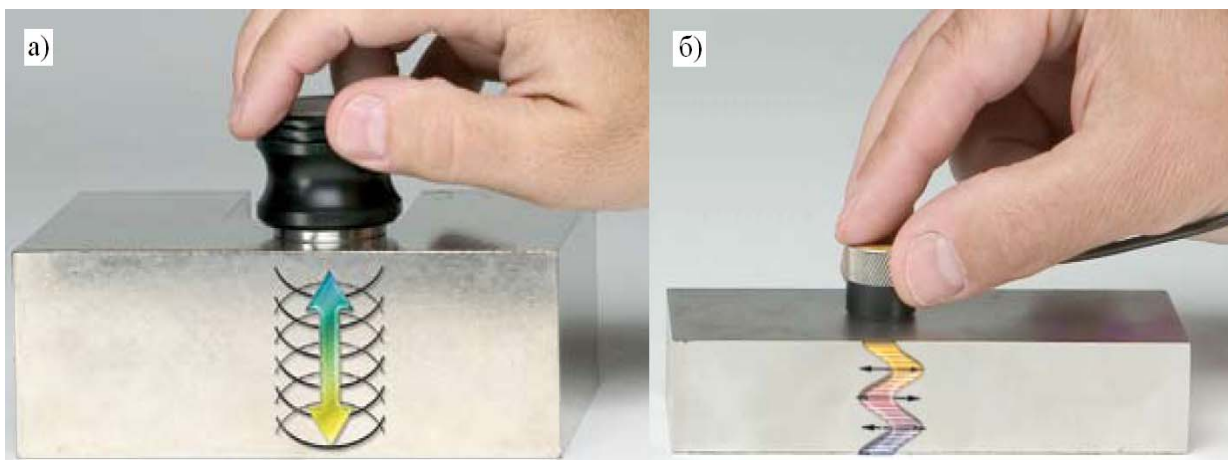
Полагая, что напряженность поля, измеряемая датчиком 3, близка к индукции поля внутри образца, и применяя формулу  $B_m = B(H_{ext}) - H_{ext}$ , где  $H_{ext}$  – внешнее намагничивающее поле, измеряемое датчиком 4, были получены петли гистерезиса, приведённые ниже.

### 2.2.2. Измерение скорости звука

Для измерения скорости звука применяется широко известный эхо-импульсный метод (см. рисунок 2.2): к поверхности исследуемого образца прижимается либо приклеивается ультразвуковой пьезопреобразователь, на него подается короткий высоковольтный радиоимпульс с необходимой частотой заполнения, что вызывает возбуждение ультразвуковой волны в образце. Достигнув противоположной грани, волна отражается и принимается тем же преобразователем. Скорость распространения ультразвука вычисляется по известной формуле:

$$V = \frac{2l}{t}, \quad (2.1)$$

где  $l$  – длина образца,  $t$  – время задержки между возбуждённым импульсом и принятым.



**Рисунок 2.2.** Демонстрация принципа эхо-импульсного метода, а) – продольные, б) – поперечные волны.

Для измерения зависимости скорости звука в образцах ферритов от внешнего магнитного поля была осуществлена серия эхо-импульсных экспериментов, схема которых изображена на рисунке 2.3. В зазоре электромагнита устанавливалось необходимое поле подмагничивания. Возбуждение продольных и поперечных звуковых волн на частотах 5 и 1,4 МГц осуществлялось пьезопреобразователями соответствующей поляризации. Ультразвуковой импульс, сформированный преобразователем, распространялся по образцу вдоль длинной стороны до свободного торца и обратно, принимался тем же преобразователем и регистрировался с помощью цифрового осциллографа. Принятый сигнал программно обрабатывался, фиксируя время задержки на заданном уровне первого полупериода. Скорость звука вычислялась по формуле (2.1). На рисунке 2.3 а, б, в показаны варианты геометрии эксперимента. Векторы  $\vec{u}$  и  $\vec{k}$  обозначают направления вектора смещения и волнового вектора соответственно.

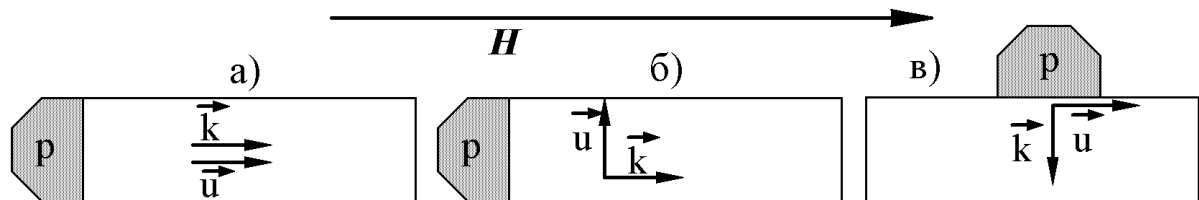
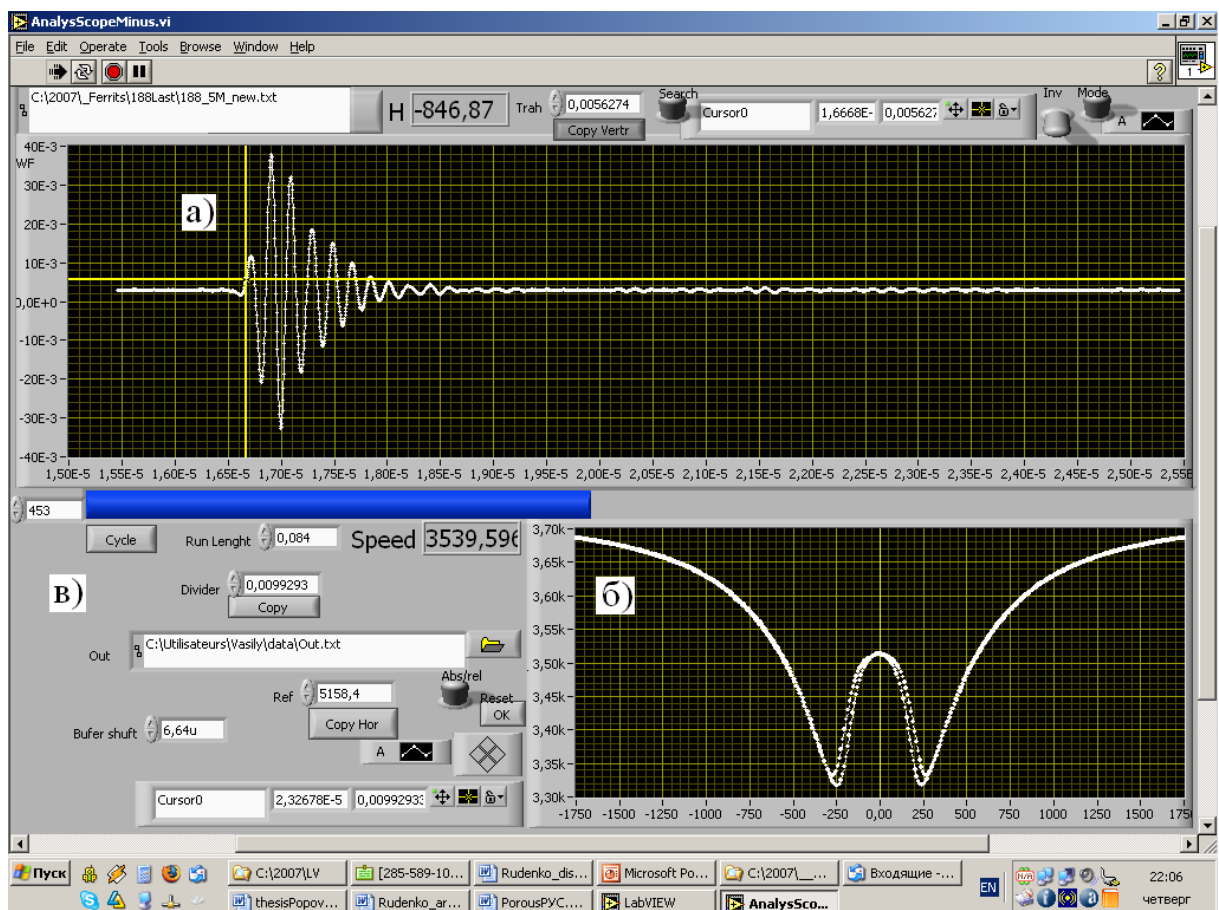


Рисунок 2.3. Схема эксперимента, а), б) и в) – различные геометрии распространения продольных (а) и поперечных (б, в) волн, р – пьезопреобразователь,  $\vec{k}$  – волновой вектор,  $\vec{u}$  – вектор смещения.

### 2.2.3. Измерение полевых зависимостей скорости звука

Эксперименты проводились в автоматическом режиме. Генератор сигналов произвольной формы, цифровой осциллограф и блок питания электромагнита управлялись с помощью программы, реализованной на

языке инженерного программирования LabVIEW 7. Эта программа, пошагово изменяя внешнее поле, записывала принятый сигнал в двумерный массив данных (зависимость смещения в зоне детектирования от времени и поля), после чего этот массив обрабатывался другой программой. Такой подход позволяет корректно настроить схему определения скорости звука, учесть необходимые поправки (например, учесть задержку, вносимую кварцевым буфером преобразователей, подобрать оптимальный порог чувствительности), а так же воспроизвести ход эксперимента в любое время на любом (удалённом) компьютере. Зависимости абсолютной и относительной скоростей от поля записываются в текстовый файл. Копия экрана программы обработки данных приведена на рисунке 2.4.



**Рисунок 2.4.** Копия экрана программы, а) – принятый ультразвуковой сигнал, б) – зависимость скорости звука от магнитного поля, в) – область управления и настроек.

## 2.3. Экспериментальные результаты и обсуждение

### 2.3.1. Полевые зависимости скорости поперечного звука

На рисунке 2.5 приведены результаты измерений полевой зависимости нормированной скорости поперечного звука и петли магнитного гистерезиса для образцов двух составов №4 и №1 соответственно, обнаруживших наиболее сильную магнитоупругую связь (зависимости, соответствующие другим составам, приведены в приложении 1). В связи с тем, что магнитная восприимчивость определяет магнитное состояние вещества в магнитном поле, одной из причин различия в поведении кривых для продольных и поперечных волн является разница продольной и поперечной магнитных восприимчивостей.

Величины полей максимальной магнитоупругой связи для всех исследованных образцов лежат в пределах 180-220 Э.

В то время как образец №4 демонстрирует значение максимальной перенормировки скорости поперечного звука на уровне 12%, в образце №1 максимум перенормировки для волны, распространяющейся параллельно полю намагничивания, достигает 19%. Основным отличием составов образцов №1 и №4 является избыток в составе №1 ионов  $Fe^{2+}$  с сильной спин-орбитальной связью. Тензометрические измерения магнитострикции образцов в полях насыщения показали значения  $\sim 4.2 \cdot 10^{-5}$  и  $\sim 3.7 \cdot 10^{-5}$  для образцов №1 и №4 соответственно.

Положение минимума скорости звука коррелирует с полем замыкания петли магнитного гистерезиса, что свидетельствует об определяющем вкладе в магнитоупругую связь процессов вращения намагниченности в кристаллитах. Величина коэффициента магнитомеханической связи вычисляется по формуле [33]:

$$\xi(H) = \sqrt{1 - \frac{V^2(H)}{V^2(\infty)}}, \quad (2.2)$$

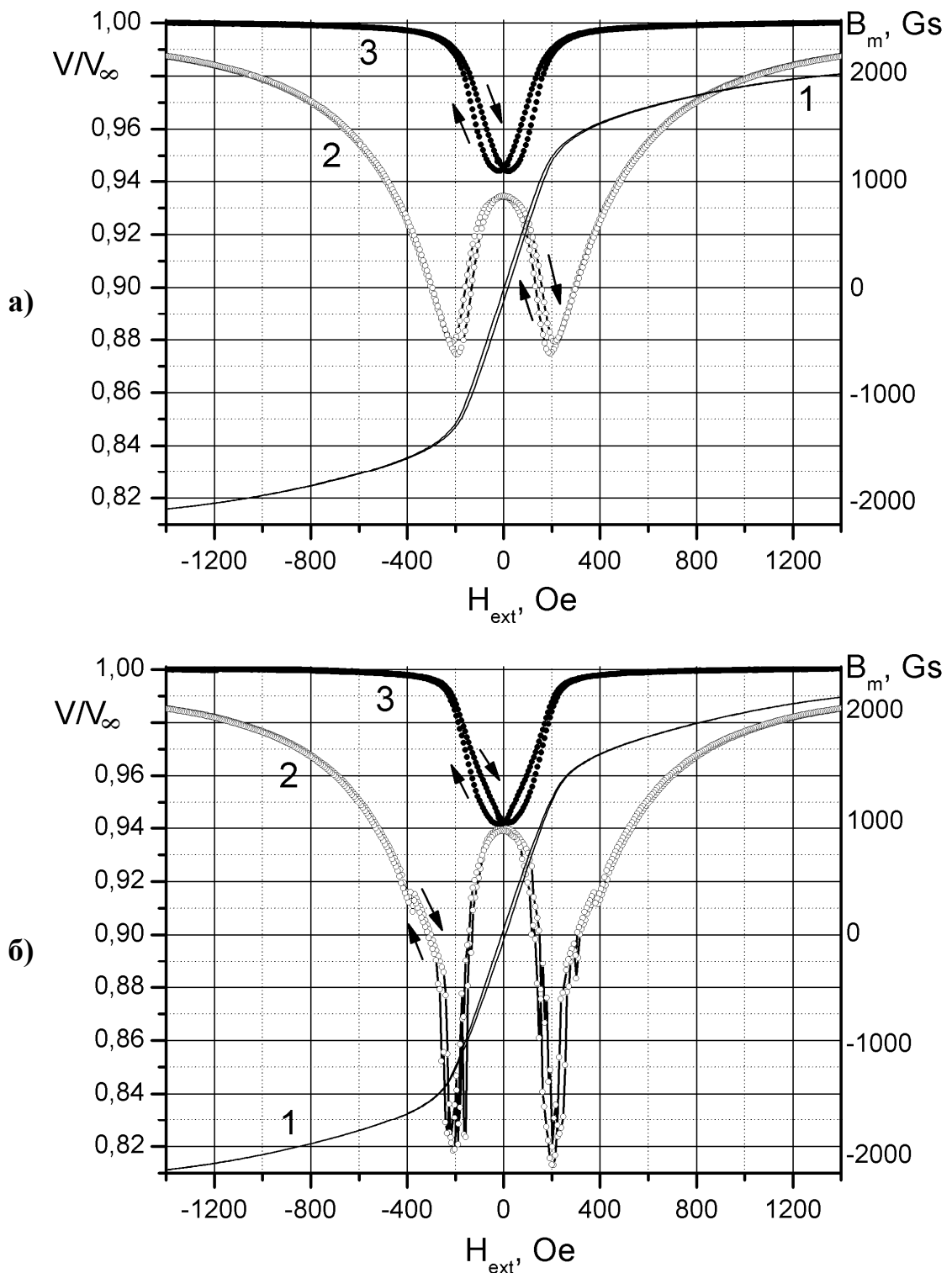


Рисунок 2.5. Зависимость нормированной скорости поперечного звука от внешнего поля для образца №4 (а) и №1 (б): кривая 2 соответствует геометрии  $\vec{k} \parallel \vec{H}$  (рис. 2.3, б), кривая 3 – геометрии  $\vec{k} \perp \vec{H}$  (рис. 2.3, в). Кривая 1 – петля перемagnичивания этого же образца,  $B_m = B(H_{ext}) - H_{ext}$ ,  $H_{ext}$  – внешнее намагничивающее поле.

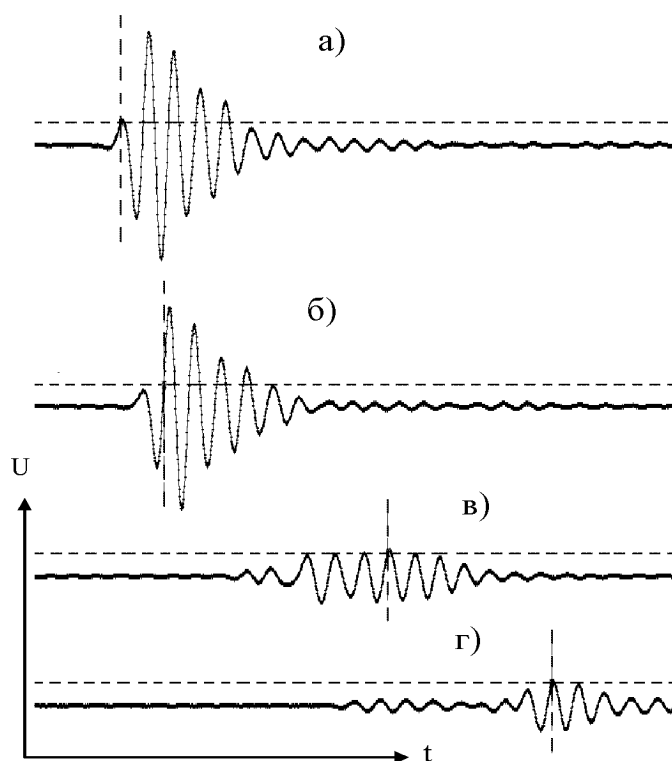
где  $V(H)$  – минимальная скорость звука,  $V(\infty)$  – максимальная скорость звука, соответствующая полю насыщения, в котором магнитоупругая связь выключена.

В образцах №4 и №1 магнитомеханическая связь для рассматриваемой моды достигает соответственно 47% и 59%. При этом максимальная крутизна полевой зависимости скорости звука, определяющая пороги параметрической неустойчивости в условиях параллельной электромагнитной накачки, в образце №1 равна 100%/кЭ, что в три с половиной раза выше, чем в образце №4 и в наиболее чувствительных к полю никелевых ферритах ранее исследованных составов.

### 2.3.2. Многомодовость в феррите состава $Fe_{2,026}Ni_{0,95}Co_{0,024}O_4$

Помимо количественного отличия в величине магнитоупругой перенормировки, полевые зависимости скорости поперечного звука в образце №1 отличает наличие разрывов, типичных для интерференции мод при многомодовом распространении. На рисунке 2.6 приведены осциллограммы регистрируемого ультразвукового эхо-импульса в области скачка при разной величине внешнего поля: а)  $H = 660$  Э; б)  $H = 600$  Э; в)  $H = 400$  Э; г)  $H = 270$  Э. По установленному порогу чувствительности (горизонтальный пунктир) программа определяет время задержки (вертикальный пунктир). Разрывы на кривых на рисунке 2.7 обусловлены трансформацией импульса типа (в)→(г). Наблюдаемые особенности практически не зависят от частоты звука, что видно из сопоставления кривых на рисунке 2.7, полученных на частотах 5 и 1,4 МГц. Причиной возникновения разрывов может быть неоднородность распределения внутреннего магнитного поля по сечению образца, возникающая из-за того, что образец имеет конечные размеры, а так же вследствие нахождения его в зазоре электромагнита, полюса которого дополнительно искажают внутреннее поле в феррите. Вследствие достаточно сильной

магнитоупругой связи магнитная неоднородность приводит к искажению волнового фронта и отражениям звука от боковых поверхностей образца с последующей их интерференцией.



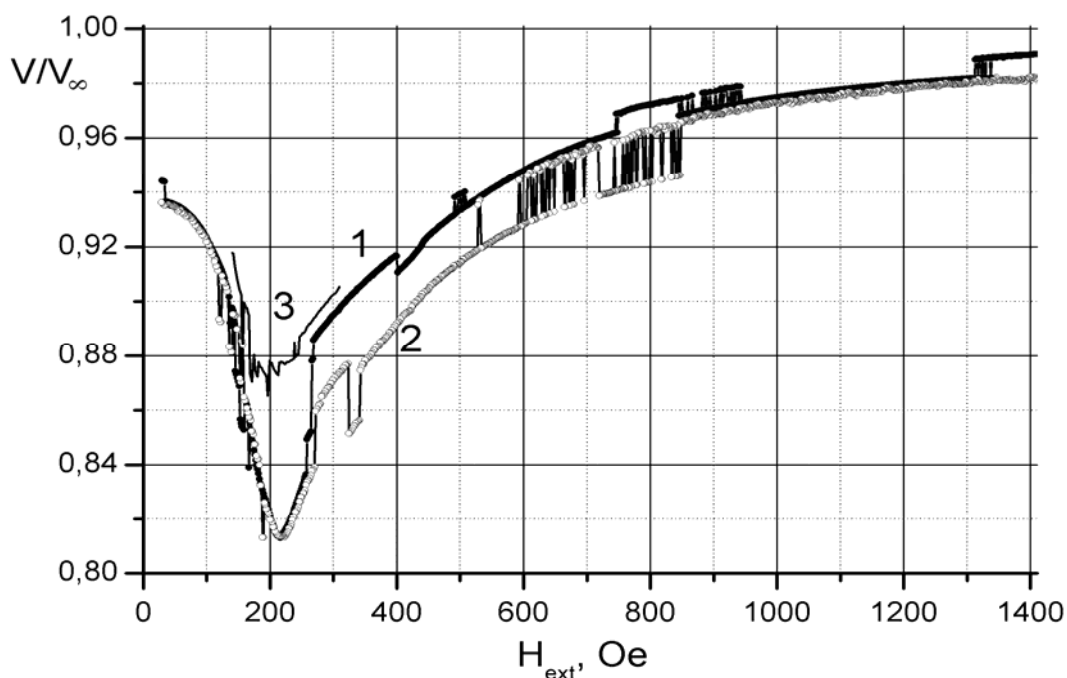
**Рисунок 2.6. Осциллограммы регистрируемого ультразвукового эхо-импульса для образца №1 при разных значениях внешнего поля: а)  $H=660$  Э; б)  $H=600$  Э; в)  $H=400$  Э; г)  $H=270$  Э: горизонтальная пунктирная линия – порог чувствительности, вертикальная линия – момент времени, в который уровень сигнала превышает пороговое значение.**

### *2.3.3. Анизотропия скорости поперечного звука*

Для всех исследованных образцов характерна резкая анизотропия скорости поперечного звука, что видно из сопоставления кривых на рисунке 2.5, полученных для разных направлений распространения поперечных волн по отношению к направлению намагничивания. Одной из причин анизотропии является различие динамических полей размагничивания в волнах, распространяющихся параллельно и перпендикулярно полю [4]. В



первом случае переменная намагниченность преимущественно параллельна фронту волны и не приводит к генерации переменного магнитного поля, тогда как во втором намагниченность преимущественно параллельна волновому вектору (как и в случае продольной волны, распространяющейся параллельно полю). В последнем случае противоположным фазам деформаций в волне соответствует противоположное направление переменной намагниченности, что создает динамическую решетку размагничивающего поля, ослабляющую магнитоупругую связь. Оценка показывает, что динамическое размагничивание при магнитной восприимчивости порядка единицы может понизить магнитоупругую связь на порядок, что объясняет наблюдаемую величину отличия перенормировок скорости поперечного звука для различных ориентаций вектора поляризации относительно постоянного магнитного поля.



**Рисунок 2.7.** Зависимость нормированной скорости поперечного звука от внешнего поля для образца №1, геометрия (рис. 2.3, б): кривая 1 соответствует частоте звука 5 МГц; кривая 2 – частоте 1,4 МГц; кривая 3 – частоте 5 МГц при сниженном пороге чувствительности, позволяющем выделить первый из разделившихся импульсов (рис. 2.6, г).

#### *2.3.4. Полевые зависимости скорости продольного звука*

Различие в эффективности магнитоупругой связи для образцов №1 и №4 проявляется и в полевых зависимостях скорости продольного звука. На рисунке 2.8 приведены результаты измерений скорости продольных волн.

Перенормировка скорости продольных волн во всех исследованных образцах не превосходит 2%, что существенно меньше, чем в случае поперечных волн, распространяющихся вдоль магнитного поля.

Обращает на себя внимание близкий характер полевой зависимости скорости продольных волн и поперечной волны, распространяющейся перпендикулярно полю. Эти особенности магнитоупругой связи в продольных волнах также можно объяснить влиянием динамического размагничивания, т.к. направление переменной намагниченности в продольной волне преимущественно параллельно волновому вектору. Кроме того, продольная восприимчивость ферритов шпинелей, как правило, ниже поперечной и резко падает по мере приближения намагниченности к насыщению.

Отметим, что в монокристаллических ферромагнетиках линейная связь магнитной подсистемы с продольной волной, распространяющейся вдоль намагниченности, отсутствует в силу равенства нулю продольной восприимчивости. В поликристаллах связь с продольной волной обусловлена разориентацией магнитных моментов кристаллитов относительно поля намагничивания.

#### *2.3.5. Полевые зависимости частоты собственной моды*

На рисунке 2.8 приведены для сравнения частоты фундаментальной квазипродольной моды магнитоупругих колебаний образцов №1 и №4 (подробнее о данной моде и о методике её регистрации см. гл. 3.). При ее измерениях возбуждение и регистрация колебаний осуществлялись индукционным методом с помощью катушки индуктивности, намотанной

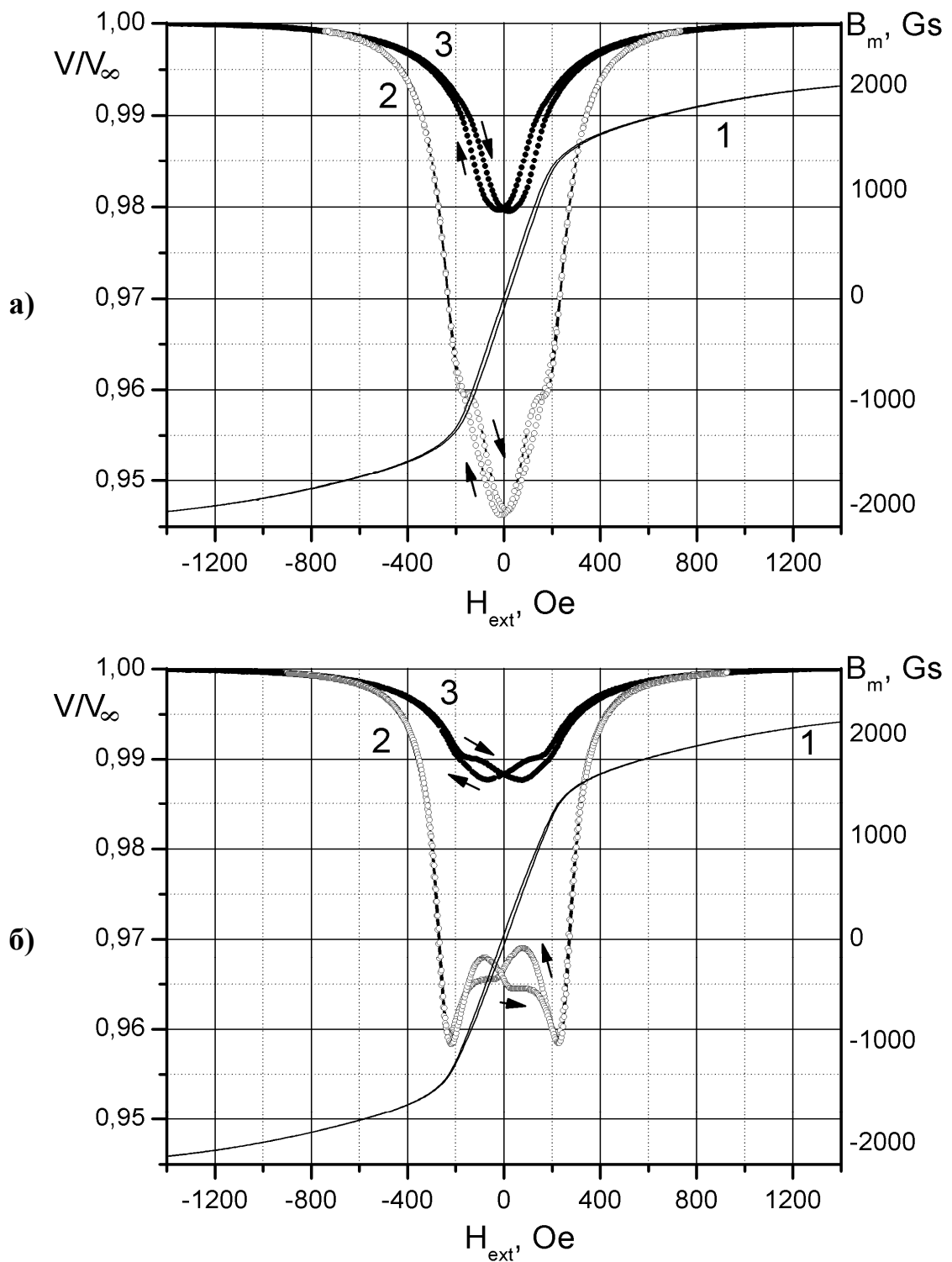


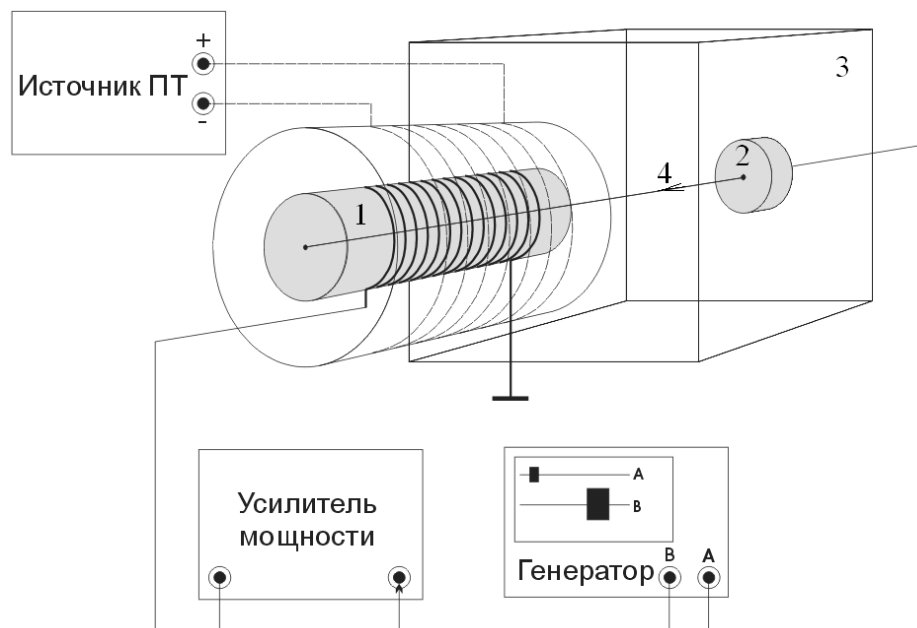
Рисунок 2.8. Зависимость нормированной скорости продольного звука (3) при и частоты фундаментальной продольной моды (2) от внешнего поля для образцов №4(а) и №1 (б). Кривая 1 – петля перемagnичивания  $B_m = B(H_{ext}) - H_{ext}$ ,  $H_{ext}$  – внешнее намагничивающее поле.

вдоль длинной стороны образцов параллельно намагничивающему полю. Резонансная линия регистрировалась с помощью панорамного характеристикиста НР4195А. Перенормировка резонансной частоты фундаментальной моды магнитоупругих колебаний заметно сильнее, чем у высокочастотной продольной волны, что согласуется с предположением о сильном влиянии динамического размагничивания на магнитоупругую связь (в случае длинного стержня размагничивание существенно слабее, чем в плоской волне). На кривых полевой зависимости частоты резонанса отчетливо видны аномалии, ассоциирующиеся с положением максимума магнитоупругой связи поперечных волн, что объясняется вкладом сдвиговых модулей упругости в формирование частоты резонанса продольной фундаментальной моды стержня.

#### **2.4. Использование образцов ферритов в системе ОВФ**

Схематическое изображение и фотография системы обращения волнового фронта – конжугатора – приведены на рисунках 2.9 и 2.10 соответственно.

Алгоритм работы конжугатора сводится к следующему: в активный элемент (феррит) проникает ультразвуковая волна, либо возбужденная приклеенным преобразователем, либо из водной среды. В случае использования приклеенного преобразователя возбуждается поперечная волна, а в случае проникновения из воды поперечная волна рождается на границе раздела двух сред [46]. В любом случае в процессе обращения преимущественно участвует поперечная волна, обладающая гораздо большей магнитоупругой связью, чем продольная. По достижению ультразвуковым импульсом активной зоны (средняя часть образца феррита) на катушку, намотанную вокруг феррита и содержащую 5-10 витков, подаётся мощный импульс параметрической накачки – переменный ток с удвоенной частотой по отношению к частоте волны. В результате

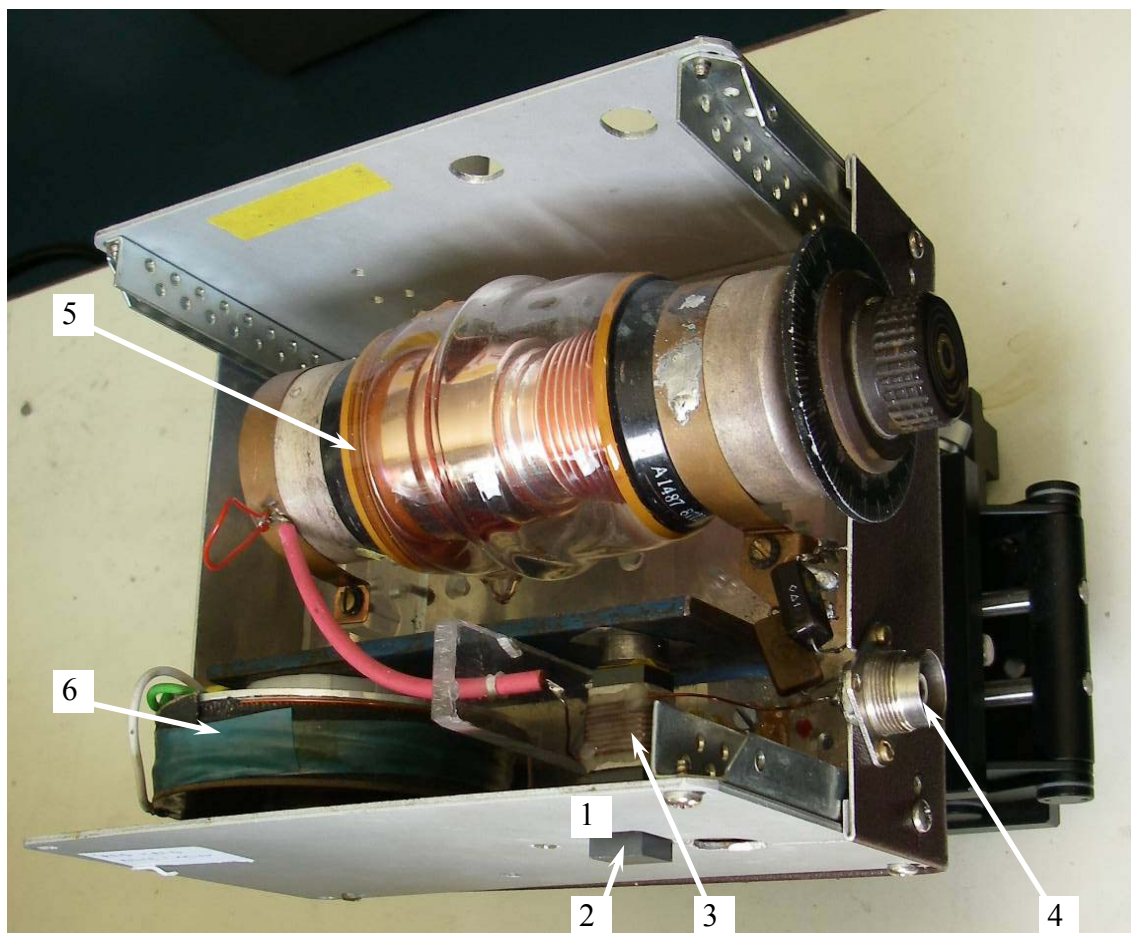


**Рисунок 2.9.** Схематическое изображение системы ОВФ – конжугатора. Источник ПТ с помощью магнитной системы создает подмагничивающее поле необходимой величины. Сигнал, подаваемый с канала А генератора на пьезопреобразователь 2, преобразуется в ультразвуковую волну 4. Звук, попадая в активную среду 1, обращается под воздействием импульса накачки, подаваемого с канала В генератора на усилитель и катушку накачки.

параметрического взаимодействия происходит обращение волнового фронта, обращенная волна регистрируется тем же ультразвуковым преобразователем, которым была возбуждена первичная волна. Для определения эффективности параметрического взаимодействия данного образца феррита в системе ОВФ принятый сигнал обрабатывался методом численной аппроксимации и вычислялся инкремент усиления ультразвуковой волны.

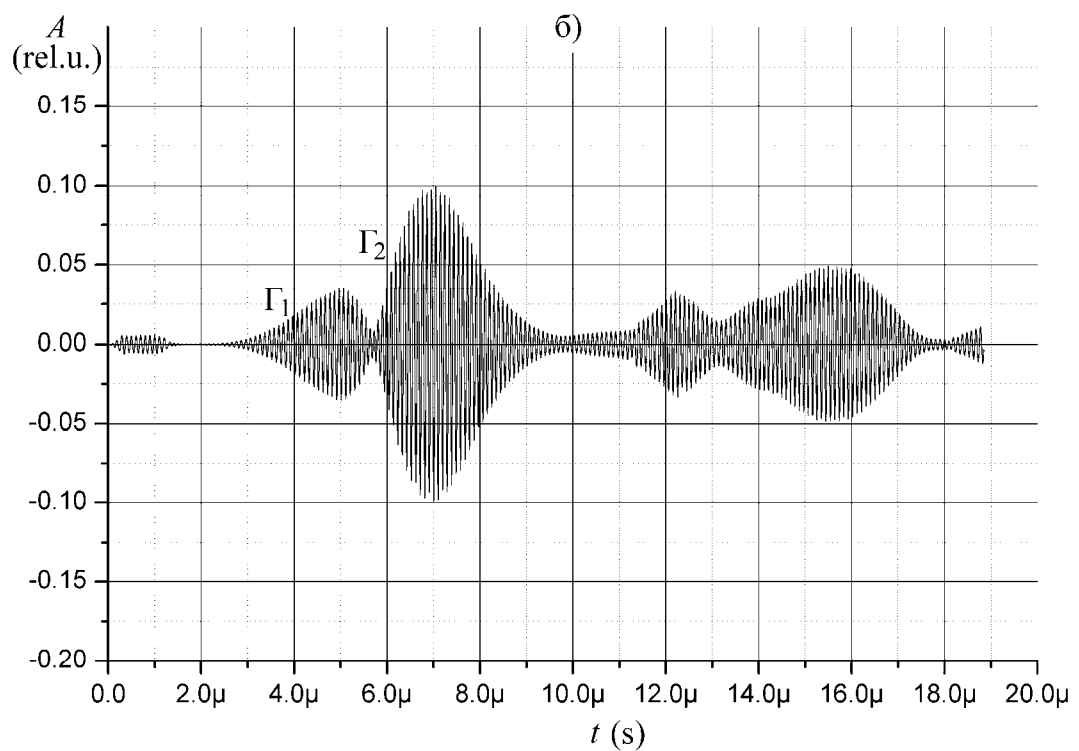
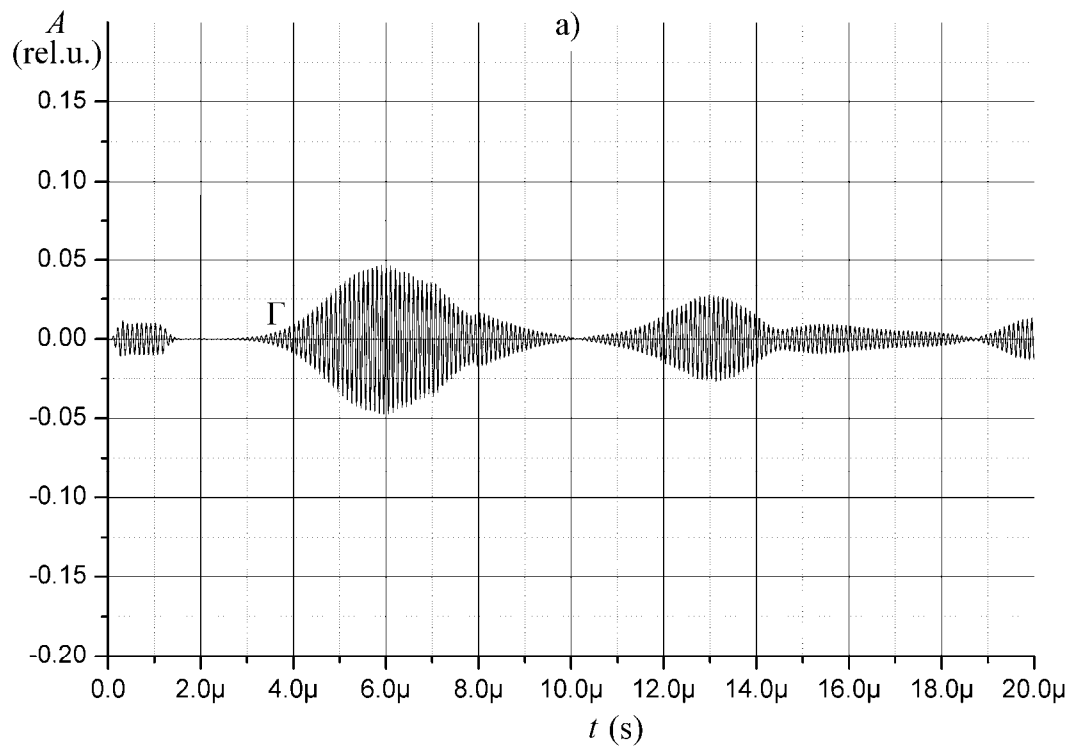
На рисунке 2.11 приведены примеры формы сигнала при использовании образцов в качестве активной среды в системе ОВФ. В то время как образец №4 демонстрирует классическую форму обращенного сигнала, образец №1 показывает два обращенных импульса с разным временем задержки, разной амплитудой и разным инкрементом усиления,

соответствующих двум различным модам бегущих волн (см. рис. 2.6, г, д). Импульс с большей задержкой демонстрирует более чем в два раза высокие инкремент усиления и амплитуду сигнала (рисунок 2.11, б), т.к. данная мода обладает более высокой магнитоупругой связью (см. рис. 2.7).



**Рисунок 2.10. Фотография системы ОВФ – конжугатора. 1 – активная среда – никелевый феррит, 2 – поверхность ввода/вывода ультразвука, 3 – катушка накачки, 4 – разъём подключения сигнала накачки, 5 – конденсатор, обеспечивающий электрическое согласование катушки и усилителя; 6 – подмагничивающая система.**

Инкремент усиления определялся на начальном участке возрастания амплитуды обращенной волны (например, для рисунка 2.11, а, промежутком времени является интервал 3–4.5 мкс). С помощью преобразования Гильберта сигнал  $A(t)$  преобразуется в огибающую  $B(t)$ ,



**Рисунок 2.11. Форма сигналов обращенных волн для образцов №4 (а) и №1 (б). Соответствующие значения инкремента усиления:  $\Gamma = 2.03 \text{ мкс}^{-1}$ ,  $\Gamma_1 = 2.4 \text{ мкс}^{-1}$ ,  $\Gamma_2 = 4.47 \text{ мкс}^{-1}$ .**

затем с помощью аппроксимации формулой  $B(t) = e^{\Gamma t}$  вычисляется преобразования Гильберта сигнал  $A(t)$  преобразуется в огибающую  $B(t)$ , затем с помощью аппроксимации формулой  $B(t) = e^{\Gamma t}$  вычисляется инкремент усиления  $\Gamma$ . Для образцов №1 и №4 полученные значения инкрементов усиления составили  $4.47 \text{ мкс}^{-1}$  и  $2.03 \text{ мкс}^{-1}$  соответственно.

## 2.5. Заключение к главе 2

Представленные экспериментальные результаты исследования зависимости эффективности магнитоупругого взаимодействия от состава поликристаллических никелевых ферритов демонстрируют максимальное значение коэффициента магнитоупругой связи в ферритах состава  $\text{Fe}_{2,026}\text{Ni}_{0,95}\text{Co}_{0,024}$ , достигающее 59% для поперечных волн, распространяющихся параллельно намагничивающему полю. При этом максимальная величина производной скорости звука по магнитному полю в три с половиной раза превосходит ранее полученные значения для поликристаллов никелевых ферритов, что позволяет, в частности, понизить пороговые значения амплитуды переменного магнитного поля при запороговом параметрическом обращении волнового фронта ультразвука, повысить инкремент параметрической неустойчивости и понизить длительность импульсов обращенных волн без понижения уровня их интенсивности. Апробация данного образца в системе обращения волнового фронта подтвердила ожидаемые результаты. Впервые величина инкремента усиления составила  $\sim 4.5 \text{ мкс}^{-1}$ , что заметно больше ранее достигнутых значений  $\sim 2 \text{ мкс}^{-1}$ .



### ГЛАВА 3. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ МАГНИТОУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПОРИСТЫХ ФЕРРИТАХ И КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Биомедицинские и гидроакустические приложения ОВФ требуют специфических условий акустического согласования параметрически активного элемента с исследуемой средой, акустические параметры которой, как правило, близки к параметрам воды [9, 47]. Эти требования стимулируют поиск новых магнитоакустически активных материалов с пониженным акустическим импедансом по сравнению с импедансом твердых тел. При этом применение к ОВФ системам традиционных методов согласования с помощью согласующих четвертьволновых слоев затруднено из-за необходимости удовлетворить условия согласования в широкой угловой апертуре.

Как отмечено в главе 1, одним из известных в технике пьезоэлектрических преобразователей решений проблемы согласования активной среды с жидкостями является применение пористых структур [12]. Альтернативное решение заключается в использовании композитных материалов, содержащих активное вещество в виде порошка, равномерно распределённого в матрице, акустические параметры которой близки к воде [14, 15].

В данной главе обсуждаются результаты экспериментального исследования параметрического взаимодействия магнитоупругих колебаний с полем электромагнитной накачки в материалах с низким акустическим импедансом: в композите на основе Терфенола-D и никелевом феррите с процентным содержанием пор 43%. Такие исследования стали возможны благодаря разработке и внедрению в эксперимент оригинальной импульсной методики, которая позволяет

исследовать материалы с магнитоупругой связью, варьируемой в широких пределах, и определять пороговые значения поля накачки, работая в подпороговом режиме. Данные приводятся в сравнении с результатами, полученными на монолитном поликристаллическом никелевом феррите.

### 3.1. Образцы материалов

Образец композитного материала, из ряда композитов на основе Терфенола-D, продемонстрировавший наибольшую магнитоупругую связь одновременно с наименьшим акустическим затуханием, представляет собой магнитоакустически активное вещество в виде порошка  $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_2$  с размером частиц порядка 60 – 90 мкм, равномерно внедренное в матрицу отверждённой эпоксидной смолы. Концентрация активного вещества составляет ~ 55 % объема. Образец имеет форму параллелепипеда с размерами 50.2x10x5.6 мм. Специально проведённые эксперименты показали, что магнитострикция образца, измеренная в поле напряженностью до 3 кЭ, составила  $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ , что на порядок выше магнитострикции никелевых ферритов.

Синтез пористых магнитоупругих структур на основе феррита никеля был осуществлён с целью приближения акустического импеданса материала к импедансу воды. Образец пористого никелевого феррита структуры  $Fe_{1.943}Ni_{0.945}Co_{0.026}Sm_{0.059}O_4$  представлял собой цилиндр диаметром 13.9 мм и высотой – 34.7 мм, процентное содержание пор в котором составляло 43%.

Контрольные сравнительные измерения выполнялись на образце поликристаллического никелевого феррита состава  $Fe_{2.026}Ni_{0.95}Co_{0.024}O_4$  с магнитострикцией насыщения –  $4.2 \cdot 10^{-5}$ . Размеры образца феррита – 42x14x14мм (образец №1, описанный в гл. 2.). Для наглядности на рисунке 3.1 приведены фотографии исследуемых образцов.

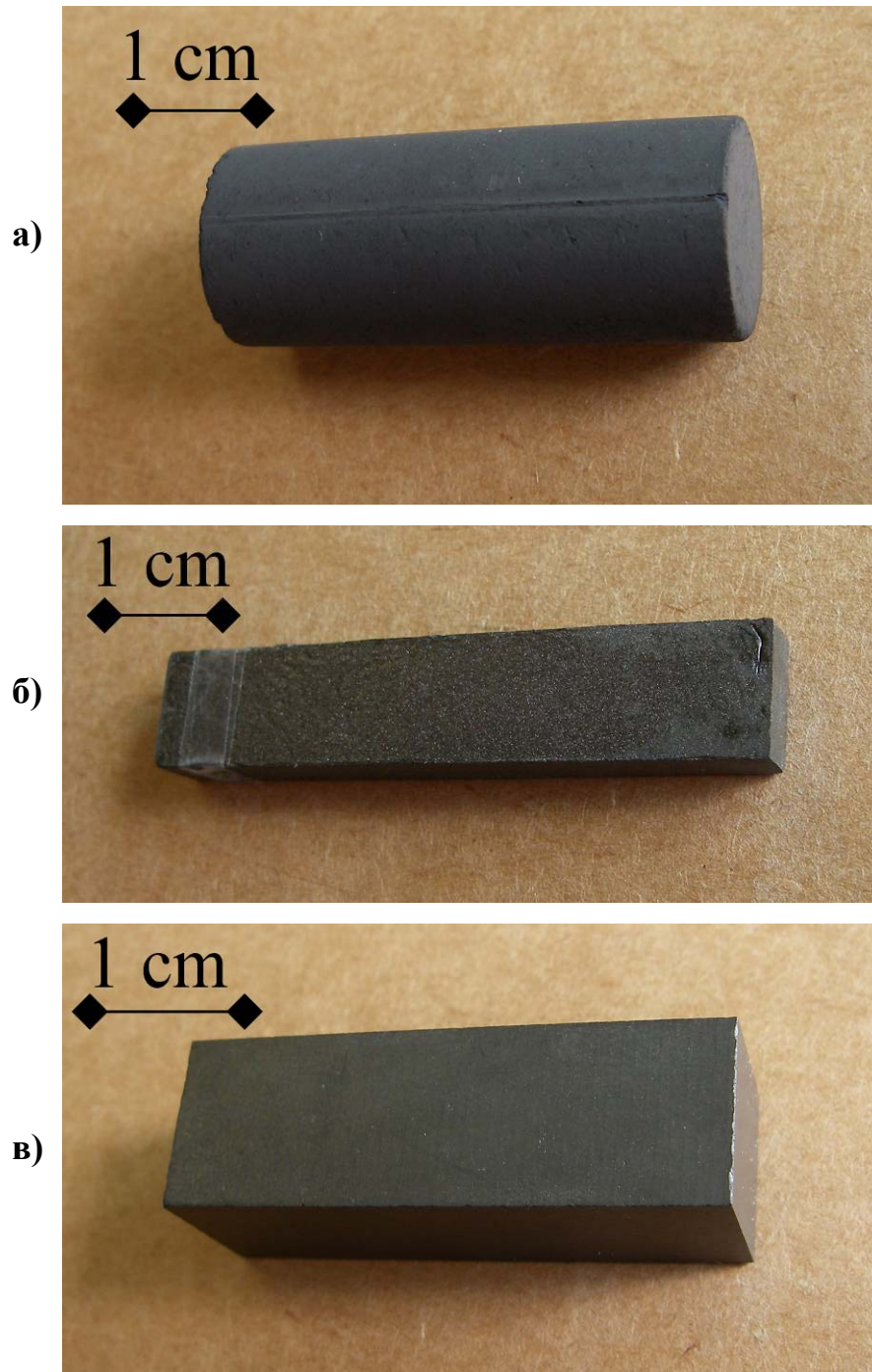


Рисунок 3.1. Фотографии исследуемых образцов: а) – пористый феррит, б) – композит на основе Терфенола-D, в) – поликристаллический феррит.

### 3.2. Методики измерения линейных параметров и полученные результаты

Для исследования параметрических магнитоупругих взаимодействий в магнитных материалах, необходимо осуществить предварительные

исследования линейных параметров образцов – измерение полевой зависимости резонансной частоты и добротности акустических мод. Текущий подраздел посвящён разработанным методикам измерений и полученным с их помощью результатам на пористых и композитных материалах.

### *3.2.1. Ультразвуковой импульсный спектрометр с индукционным возбуждением*

Возбуждая и регистрируя свободно затухающие магнитоупругие колебания, можно измерять частоту и время релаксации нормальных колебаний. В рамках диссертационной работы был разработан и изготовлен импульсный спектрометр с индукционным возбуждением [23]. Блок-схема спектрометра приведена на рисунке 3.2. Для формирования возбуждающих импульсов используются два генератора. Генератор импульсов формирует прямоугольные импульсы, определяющие моменты формирования и длительности возбуждающих импульсов. Генератор ВЧ формирует синусоидальные колебания и, фактически, определяет частотное заполнение возбуждающих импульсов. Частота заполнения задается программно в диапазоне 10 Гц – 10 МГц. Формирование возбуждающих импульсов осуществляется ключом, на входы которого подаются сигналы с обоих генераторов. Сформированные импульсы подаются на вход усилителя, а с выхода усилителя – на катушку возбуждения спектрометра, содержащую исследуемый образец.

На образце находится также приёмная катушка (в частном случае и возбуждающей и приёмной катушкой может быть одна и та же катушка), сигнал с которой поступает на вход цифрового осциллографа, в качестве которого использована цифровая плата ввода BORDO 211A. Осциллограф синхронизирован с генератором импульсов. В спектрометре предусмотрена возможность использования постоянного магнитного поля, создаваемого

либо электромагнитом, либо катушками Гельмгольца. В качестве программного обеспечения ПК использован язык инженерного программирования – LabVIEW 7.

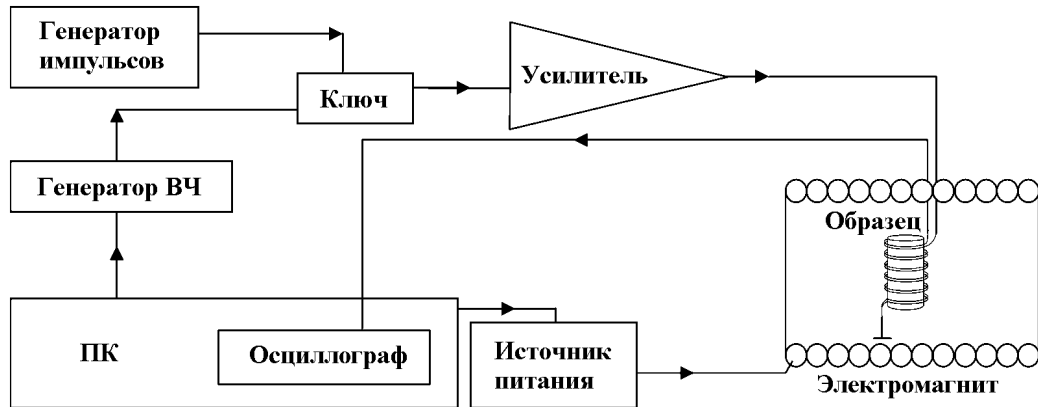


Рисунок 3.2. Блок-схема импульсного ультразвукового спектрометра.

Спектр колебаний образца определяется по зависимости амплитуды импульсного отклика от частоты. В описываемом приборе квадратурное детектирование выполняется программно. Сначала регистрируется возбуждающий импульс и, по его частотному заполнению, определяется частота  $f_0$ . Затем регистрируется отклик образца  $u(t)$  и величина отклика  $A$  на частоте  $f_0$  рассчитывается по формуле

$$A(f_0) = \sqrt{\left( \int_0^T u(t) \cdot \sin(2\pi f_0 t) dt \right)^2 + \left( \int_0^T u(t) \cdot \cos(2\pi f_0 t) dt \right)^2}. \quad (3.1)$$

Время  $T$  выбирается так, чтобы за это время амплитуда сигнала  $u(t)$  уменьшилась до уровня шумов.

Свободные колебания образца, приводящие к формированию сигнала индукции в приемной катушке, являются затухающими и могут быть описаны выражением

$$u(t) = u_0 \cdot \sin(\omega t + \varphi) \cdot \exp(-t/\tau), \quad (3.2)$$

где  $u_0$  – амплитуда колебаний после окончания действия импульса,  $\omega$  – частота колебаний,  $\varphi$  – фаза.

В качестве примера на рисунке 3.3 приведены осциллограмма (а) и частотный спектр (б) экспериментально наблюдаемых сигналов в образце никелевого феррита, легированного кобальтом, медью и самарием.

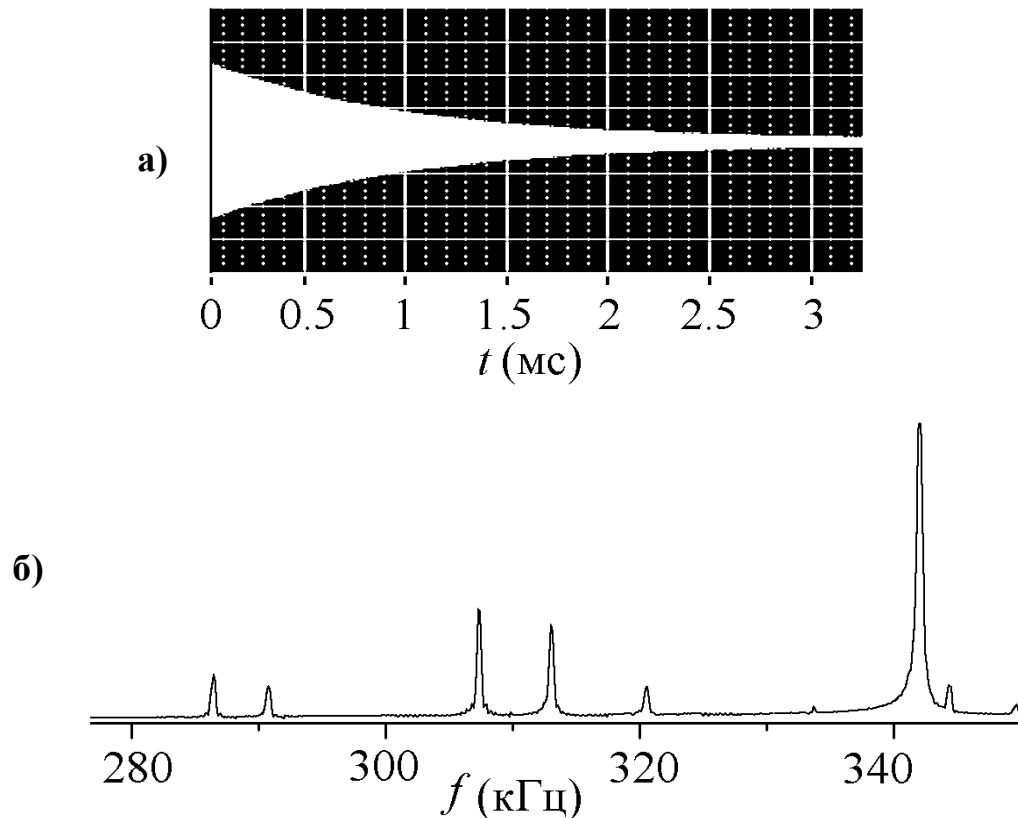


Рисунок 3.3. Форма сигнала спада свободно затухающих магнитоупругих колебаний, соответствующая образцу №4 (а); фрагмент спектра собственных колебаний, полученный с помощью импульсного спектрометра (б).

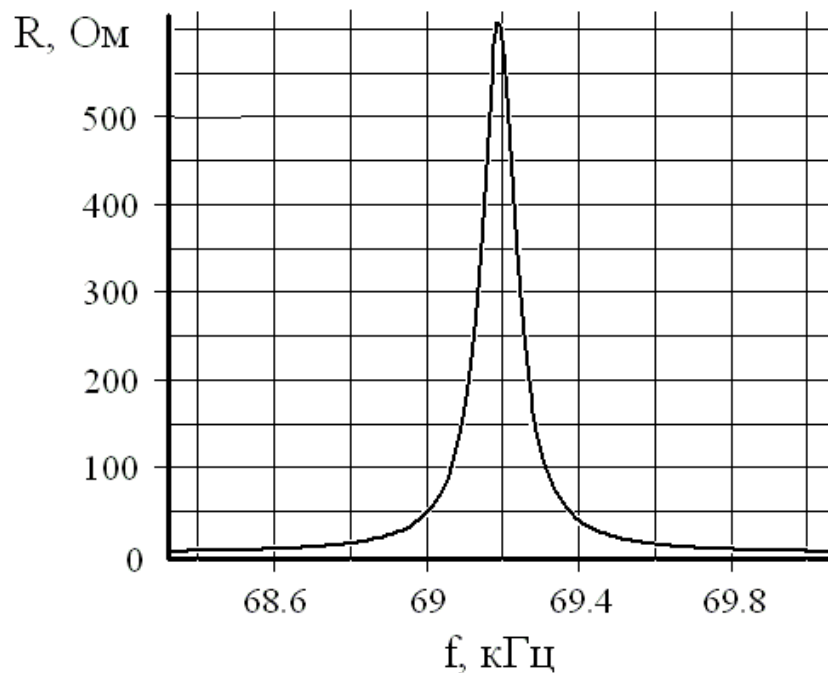
### 3.2.2. Непрерывная методика

При измерениях магнитоакустических характеристик образцов также использовалась альтернативная методика: магнитоакустические колебания возбуждались и регистрировались индукционным способом в непрерывном режиме с помощью панорамного характериографа НР4195А. Плавно

изменяя частоту, прибор измерял активное сопротивление катушки, содержащей образец; пик на этой зависимости соответствовал магнитоакустическому резонансу. Типичный вид резонансной линии показан на рисунке 3.4. Приведенная линия соответствует образцу феррита состава  $\text{Fe}_{1,96}\text{Ni}_{0,97}\text{Co}_{0,03}\text{Cu}_{0,01}\text{Yb}_{0,03}\text{O}_4$ , находящемуся в поле 680 Э. Добротность моды определяется как

$$Q = \frac{f}{f_2 - f_1}, \quad (3.3)$$

где  $f$  – резонансная частота,  $f_1$  и  $f_2$  – частоты, определяемые по уровню  $A_{\max} \cdot \sqrt{2}/2$ . Здесь  $A_{\max}$  – высота резонансного пика.

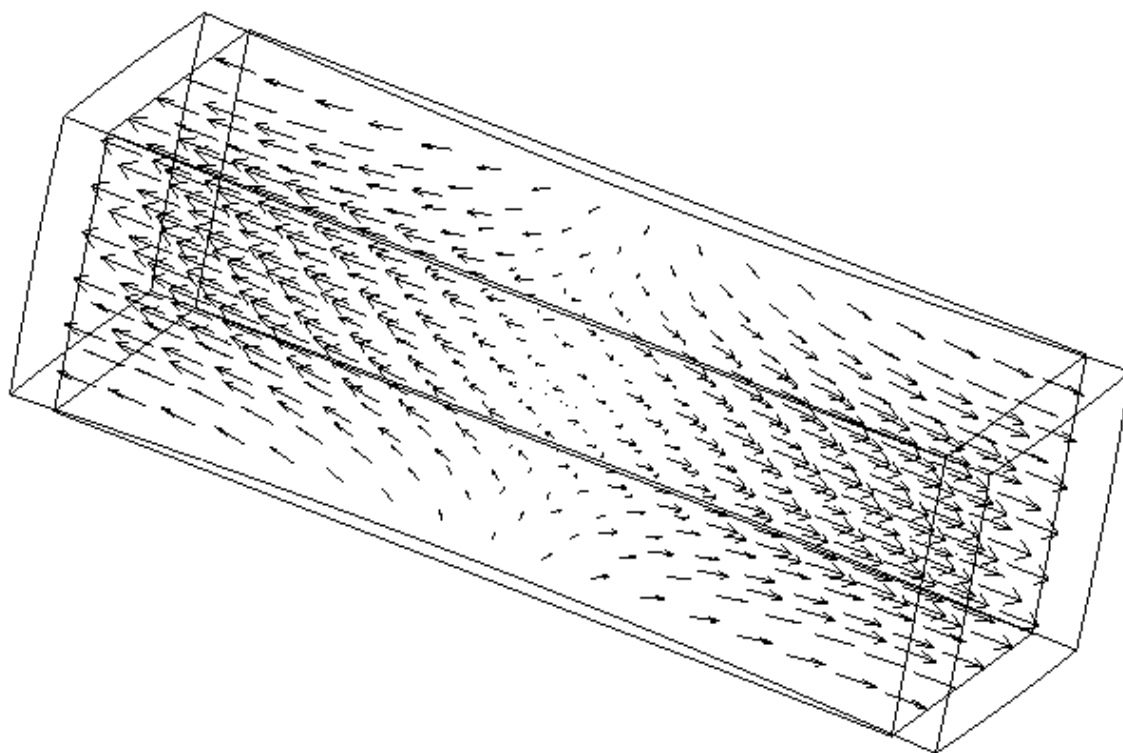


**Рисунок 3.4** Пример типичной для феррита резонансной линии, полученной с помощью панорамного характеристографа НР4195А.

### 3.2.3. Квазипродольная мода собственных колебаний

Исследовалась фундаментальная квазипродольная мода собственных колебаний вдоль длинной стороны параллелепипеда (рисунок 3.5), данный

тип колебаний выбран из соображений удобства возбуждения и регистрации. Измерения магнитоакустических характеристик образцов включали измерения зависимости резонансной частоты и добротности моды от напряженности постоянного магнитного поля. Измерения проводились в автоматическом режиме, характериограф и источник питания электромагнита подключались к ПК, который управлял оборудованием с помощью программы, написанной на языке LabVIEW 7.



**Рисунок 3.5. Схематическое изображение квазипродольной моды собственных колебаний в упругом параллелепипеде, геометрия которого соответствует геометрии одного из исследуемых образцов – феррита. Векторами обозначено распределение смещений в фазе максимального отклонения от равновесного положения, контуры параллелепипедов обозначают форму образца в недеформированном и деформированном состояниях.**

Результаты измерений зависимостей частоты и добротности моды для композита, пористого феррита и контрольного образца феррита приведены на рисунок 3.6 а, б и с соответственно.



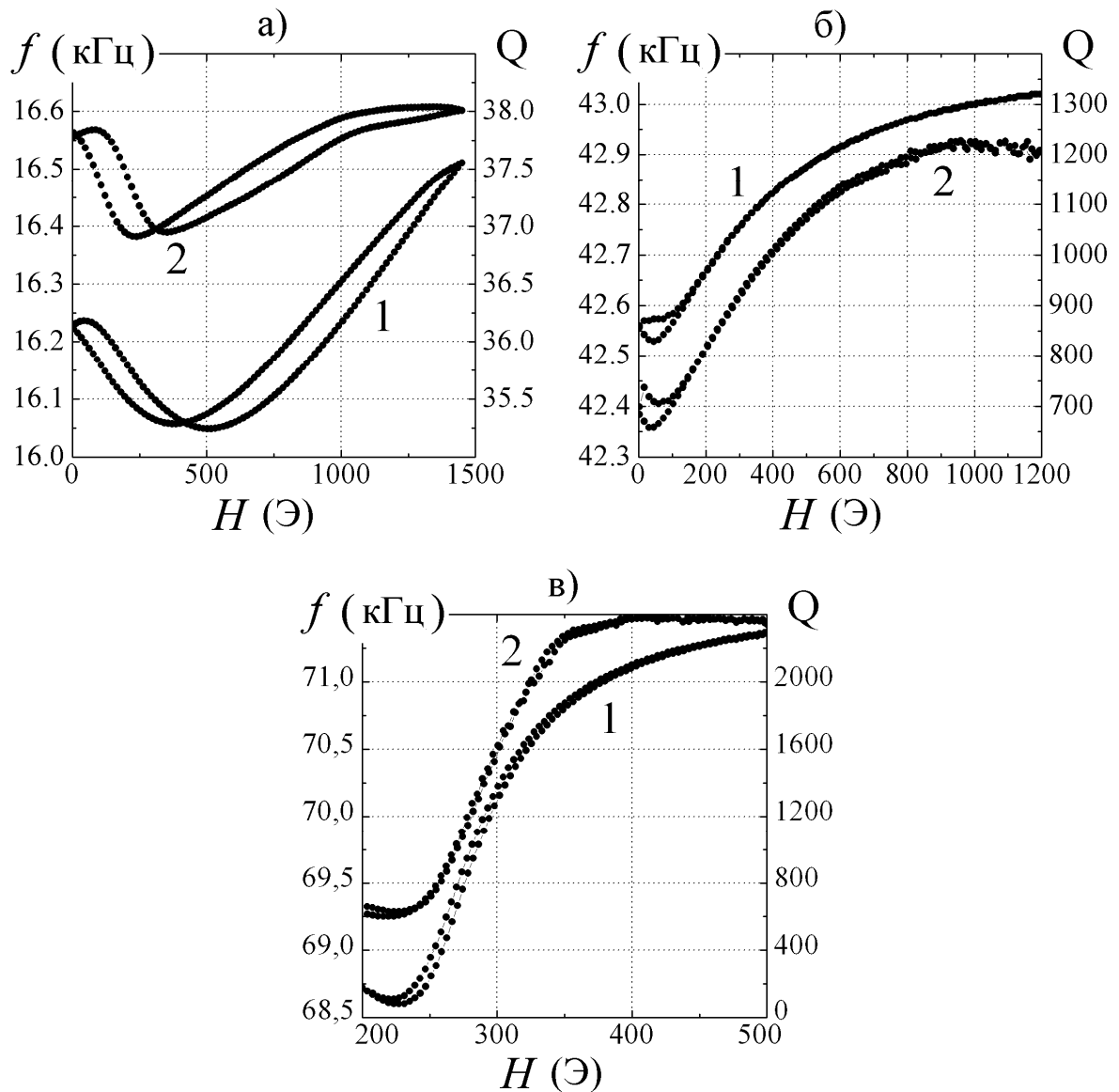


Рисунок 3.6. Зависимость резонансной частоты фундаментальной моды (1) и добротности (2) образца композита (а), образца пористого феррита (б) и контрольного образца феррита (в) от напряженности магнитного поля.

#### 3.2.4. Акустические параметры исследуемых материалов

Максимальная скорость продольного звука, соответствующая частоте резонансной моды, экспериментально измеренная плотность, вычисленные акустический импеданс и коэффициент проникновения для исследуемых материалов и воды представлены в таблице 3.1.

Таблица 3.1.

Акустические параметры образцов активных сред и воды.

Материал	$V_{max}$ м/с	$\rho$ кг/м <sup>3</sup>	$z$ н·с/м <sup>3</sup> ·10 <sup>3</sup>	$T_I$
Композит	1659	5336	8,9	0.50
Пористый феррит	2986	3017	9,0	0.49
Поликристаллический феррит	~6000	~5600	33	0.16
Вода	1500	1000	1.5	1

Акустический импеданс вычислялся как

$$Z = \rho \cdot V_{max}, \quad (3.4)$$

где  $\rho$  – плотность,  $V_{max}$  – максимальная скорость звука, соответствующая максимально возможному приложенному магнитному полю.

Коэффициент прохождения по интенсивности  $T$ , зависящий от акустического импеданса двух сред, определяет эффективность излучения ультразвука из активной среды в воду и прохождения звука из воды в активную среду:

$$T = \frac{4 \left( \frac{z_2}{z_1} \right)}{\left( 1 + \frac{z_2}{z_1} \right)^2} \quad (3.5)$$

Приведённые значения коэффициента прохождения позволяют оценить эффективность сопряжения с водой того или иного материала. Видно, что пористый феррит и композитный материал излучают в воду (или принимают из воды) ультразвук приблизительно в 3 раза большей интенсивности, чем монолитный феррит. Кроме того, композитный материал обладает скоростью звука, близкой к скорости звука в воде, что

обеспечивает широкую угловую апертуру проникновения ультразвука из водной среды в композит.

### 3.3. Параметрические взаимодействия в пористом феррите и композите – методика, результаты, обсуждение

#### 3.3.1. Исследование параметрических взаимодействий

Схема эксперимента по исследованию эффективности параметрического взаимодействия магнитоупругих колебаний с переменным полем продольной электромагнитной накачки и методика эксперимента представлены на рисунке 3.7.

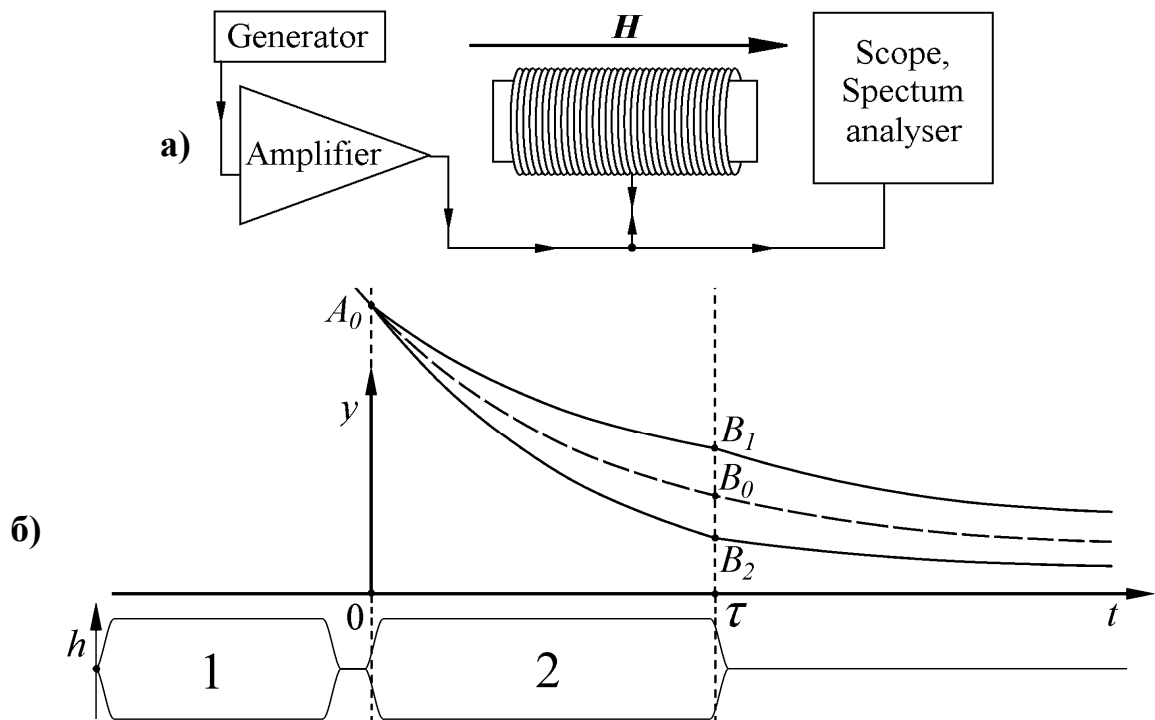


Рисунок 3.7. а) – схема экспериментальной установки, б) – временная диаграмма, иллюстрирующая методику измерений. Обозначения: 1 – первый импульс, возбуждающий резонансные колебания; 2 – импульс параметрической накачки с удвоенной частотой заполнения,  $h$  – ось амплитуд импульсов,  $y$  – ось амплитуды резонансных колебаний,  $A_0$  – амплитуда колебаний в момент начала действия второго импульса,  $B_0$  – амплитуда свободно затухающих колебаний,  $B_{1,2}$  – амплитуда колебаний после параметрического взаимодействия,  $\tau$  – момент окончания действия накачки.

### 3.3.2. Измерение эффективности параметрического взаимодействия

На рисунок 3.8. представлены зависимости относительного изменения амплитуды магнитоупругих колебаний от амплитуды и фазы импульса накачки для образцов композита, пористого феррита и контрольного образца феррита, длительность импульса накачки для них составляла 1.3,

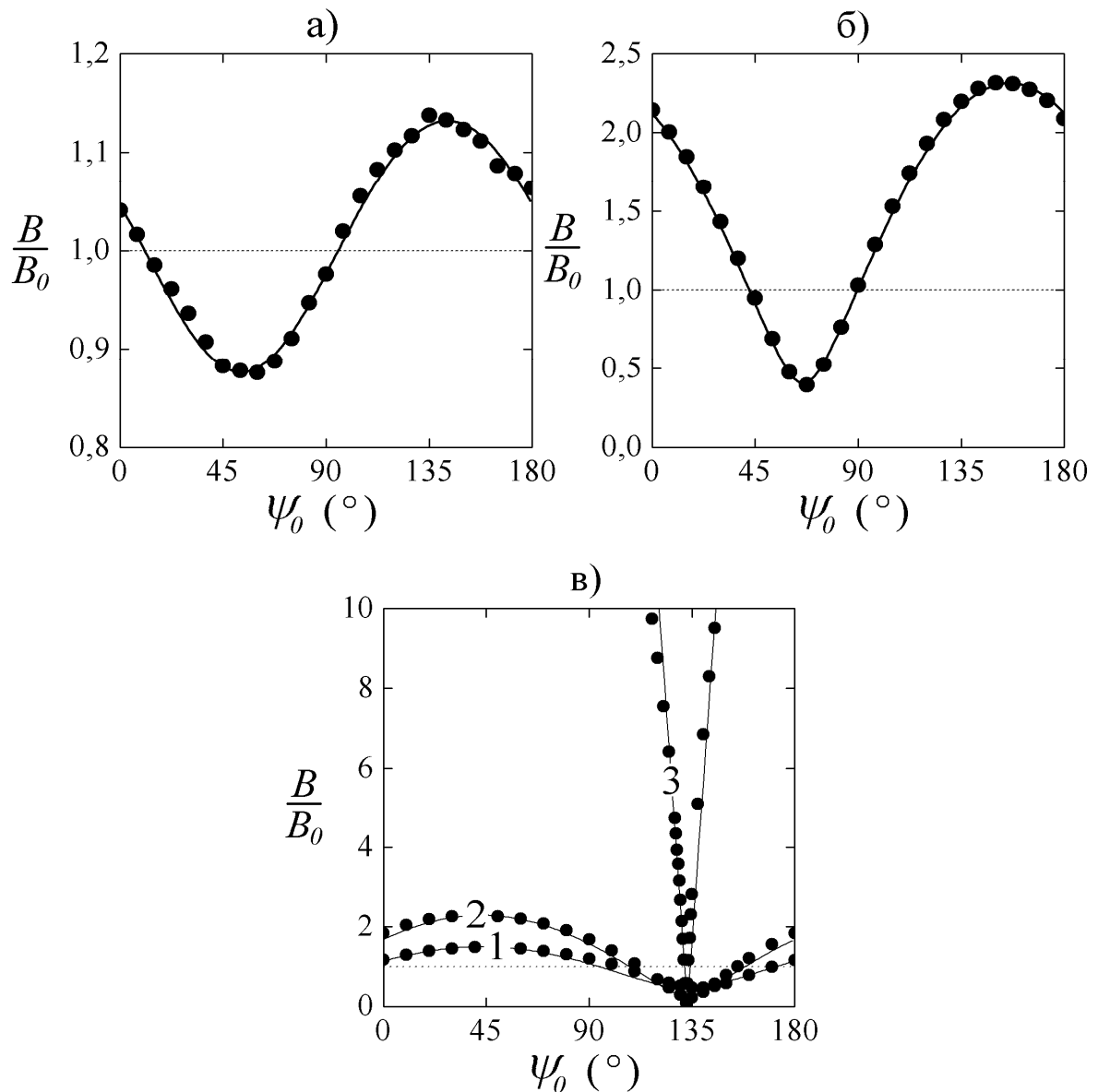


Рисунок 3.8. Экспериментальные данные (точки) и расчетные зависимости (кривые) относительной амплитуды колебаний в композите (а), пористом феррите (б) и контрольном феррите (в). Амплитуда поля накачки: в композите:  $h = 253$  Э; в пористом феррите: 35 Э; в контрольном феррите: 1.5 Э (1), 2.9 Э (2), 15 Э (3).

5.5 и 4.7 мс соответственно. Амплитуда переменного поля накачки составляла: для композита – 253 Э, для пористого феррита – 35 Э, для контрольного феррита она варьировала в пределах от нуля до 15 Э. Указанные параметры позволяли надежно регистрировать изменение декремента затухания как в допороговых режимах во всем образцах, так и в запороговых режимах в контрольном феррите.

### 3.3.3. Математическое описание параметрического взаимодействия

Параметрическое взаимодействие в акустическом резонаторе в квазилинейном приближении описывается системой уравнений для амплитуды и фазы упругого смещения вида:

$$\begin{aligned} \frac{\partial B}{\partial t} + \left( \delta - \frac{1}{2} m \omega \sin(2\varphi) \right) B &= 0 \\ \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{1}{2} m \omega \cos(2\varphi) &= 0 \end{aligned} \quad , \quad (3.6)$$

где  $\omega$  и  $\delta$  – частота и коэффициент затухания магнитоупругой моды,  $B$  – амплитуда упругого смещения,  $\varphi$  – сдвиг фазы смещения относительно фазы накачки на частоте  $2\omega$ ,  $m$  – глубина модуляции резонансной частоты.

Решение системы уравнений (3.6), соответствующее моменту окончания импульса накачки длительности  $\tau$ , может быть представлено в виде:

$$B = A_0 \exp \left\{ -\delta\tau + \Gamma \int_0^\tau \cos \left[ 2 \arctg \left( \operatorname{tg} \Psi_0 e^{-2\Gamma t} \right) \right] dt \right\}, \quad (3.7)$$

где  $\Psi_0 = \varphi_0 - \pi/4$ ,  $A_0$  и  $\varphi_0$  – начальная амплитуда и сдвиг фазы смещения,  $\Gamma = m\omega/2$  – инкремент параметрического усиления.

Соотношение (3.7) позволяет рассчитать отношение амплитуд  $B(\tau)/A(\tau)$

колебаний при наличии накачки  $B(\tau)$  и в ее отсутствие  $A(\tau)=A_0\exp(-\delta\tau)$  и определить глубину модуляции резонансной частоты по данным измерений, представленным на рисунке 3.8.

Величина  $\Gamma$  определялась с помощью аппроксимации данных измерений, представленных на рисунке 3.8 формулой (3.7). Линии на рисунке 3.8 представляют результаты вычислений для  $\Gamma = 0.154 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$  и  $\Gamma = 0.16 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$  для пористого феррита и композита; в случае феррита величина  $\Gamma$  варьировалась. Соответствующие значения глубины модуляции, чувствительности скорости звука к постоянному полю  $k_{DC}$  и переменному полю  $k_{AC} = \omega^{-1} \partial\omega/\partial h$  сведены в таблице 3.2. Методика и полученные с её помощью данные позволяют также вычислить пороговые ( $\Gamma_C = \delta$ ) значения поля накачки  $h_C$ , глубины модуляции  $m_C$  и инкремента параметрической неустойчивости  $\Gamma_C$ , эти значения также представлены в таблице 3.2.

**Таблица 3.2.**

**Параметры пористого феррита состава  $\text{Fe}_{1.943}\text{Ni}_{0.945}\text{Co}_{0.026}\text{Sm}_{0.059}\text{O}_4$ , композита на основе Терфенола-D и поликристаллического феррита состава  $\text{Fe}_{2.026}\text{Ni}_{0.95}\text{Co}_{0.024}\text{O}_4$ , полученные импульсным и непрерывным методами.**

Материал	$H_m$ кЭ	$k_{DC}$ %/кЭ	$Q$	$h$ Э	$\tau$ мс	$\Gamma$ $10^3 \text{ с}^{-1}$	$m$ $10^{-3}$	$k_{AC}$ %/кЭ	$\Gamma_C$ $10^3 \text{ с}^{-1}$	$m_C$ $10^{-3}$	$h_C$ Э
Композит	1.00	3.6	37	97.0	0.6	0.160	4.26	4.39	1.38	27	615
Пористый феррит	0.21	2.3	830	34.8	5.5	0.154	1,15	3.39	0.16	1.2	35.5
Поликристаллический феррит	0.3	28	1380	1.5, 2.9, 15	4.7	93, 186, 941	0.42, 0.84, 4.25	28	0.18	0.86	3

### 3.4. Обсуждение результатов

Для феррита с практически нулевым содержанием пор экспериментальные и расчетные вариации амплитуды при изменениях фазы

хорошо согласуются друг с другом как при пороговом, так и при допороговых значениях глубины модуляции. В запороговом режиме измеряемые значения амплитуды определяются нелинейными механизмами ограничения, в частности, нелинейным сдвигом частоты резонанса. Полученное значение критической глубины модуляции при экспериментальном значении  $h_C = 3$  Э согласуется с результатом измерения зависимости резонансной частоты от постоянного магнитного поля (см. рис. 3.6, в).

Отличие результатов, полученных для композита на основе Терфенола-Д и пористого феррита, обусловлено различным влиянием высокочастотного и постоянного полей на магнитное состояние образца. В частности, при высокочастотной модуляции постоянного поля магнитострикционные напряжения не успевают релаксировать к равновесному значению, в отличие от случая перемагничивания статическим полем, что может заметно проявляться при гигантской магнитострикции композита. К различию результатов приводит также различие в ослаблении постоянного и переменного полей полями размагничивания, что обусловлено различием статической и динамической продольных магнитных восприимчивостей. В отличие от феррита без пор, где перемагничивание в полях выше 200 Э реализуется обратимыми процессами вращения и различие статической и динамической восприимчивостей практически отсутствует, в композите перемагничивание происходит по различным частным гистерезисным циклам во всем диапазоне полей, использованных в эксперименте. Осуществить запороговый режим не удалось по техническим причинам.

### **3.5. Заключение к главе 3**

С помощью разработанной импульсной методики впервые исследовано магнитоупругое параметрическое взаимодействие в перспективных для

систем обращения волнового фронта материалах – в композитном магнестрикционном материале на основе Терфенола-D и в пористом феррите структуры  $\text{Fe}_{1.943}\text{Ni}_{0.945}\text{Co}_{0.026}\text{Sm}_{0.059}\text{O}_4$ . Последний, обладая пористостью 43%, показал в 3,7 раза меньший акустический импеданс по сравнению с аналогичным ферритом с незначительным содержанием пор. Импеданс композита близок к импедансу пористого феррита, однако скорость звука в композите заметно ниже и близка к скорости звука в воде. Представленные экспериментальные результаты демонстрируют наличие в композите на основе Терфенола-D чувствительности скорости звука к переменному магнитному полю на уровне 4.39%/кЭ, в пористом феррите – 3.39%/кЭ. Из данных измерений инкремента усиления следует, что для достижения порога параметрической неустойчивости в реальных экспериментальных условиях достаточно повысить акустическую добротность композита до уровня  $Q \sim 100$ , что представляется технологически доступным. В случае пористого феррита представляется целесообразным синтез новых образцов со сниженным процентным содержанием пор, что позволило бы заметно повысить магнитоупругую связь, незначительно ухудшив акустическое согласование с водой. Особый интерес представляет синтез образцов с градиентной пористостью для оптимизации параметров согласования и параметрической связи.



## ГЛАВА 4. ТРЁХФОНОННЫЕ СВЯЗАННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ

Параметрическое взаимодействие ультразвука с полем магнитной накачки в материалах с магнитоупругой связью, описанное в главах 2 и 3, является нелинейным эффектом 2-го порядка. В условиях сильной магнитоупругой связи в магнетиках, характеризующихся принципиально сильной нелинейностью магнитной подсистемы доступными экспериментальному наблюдению становятся нелинейные и параметрические эффекты высших порядков. Наиболее удобными объектами наблюдения магнитоакустических эффектов высших порядков являются высокотемпературные антиферромагнетики с анизотропией типа «легкая плоскость» (АФЛП)  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и FeVO<sub>3</sub>, известные как модельные объекты исследования нелинейных и параметрических акустических явлений в твердом теле [1]. Акустические возбуждения кристаллах АФЛП реализуются в виде гибридизированных магнитоупругих волн – квазифононов. Аномально сильная фонон-магнонная связь в АФЛП проявляется, в частности, в процессах генерации параметрически связанных квазифононных пар в поле продольной электромагнитной накачки [28, 43, 48, 49]. Гигантская акустическая нелинейность АФЛП способствует возникновению многочастичных связанных возбуждений квазифононов. В настоящей главе представлены результаты теоретического и экспериментального исследования процесса генерации связанных возбуждений трех квазифононов в монокристалле  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

### 4.1. Теоретическое описание трехфононного связанного состояния

#### 4.1.1. Уравнения движения трёхфононного коррелятора.

В качестве механизма связи рассматривается резонансное нелинейное

взаимодействие квазифононов с однородным переменным магнитным полем  $h_{\perp}(t)$ , приложенным в базисной плоскости кристалла перпендикулярно полю намагничивания  $H$ . В области частот, малых по сравнению с частотой активационной ветви спектра магнонов, динамика спиновой системы АФЛП сводится к переориентации вектора антиферромагнетизма в плоскости базиса [35, 1]. При этом свободная энергия длинноволновых спиновых возбуждений может быть представлена в виде:

$$F_m = -\frac{M_0}{H_E} (H_D + H \cos \varphi + h_{\perp} \sin \varphi)^2 \quad (4.1)$$

где  $\varphi$  – угол между антиферромагнитным вектором и нормалью к полю намагничивания  $H$  в базисной плоскости,  $M_0$  – намагниченность подрешетки,  $H_E$  и  $H_D$  – напряженность обменного поля и поля Дзялошинского соответственно. Магнитоупругая часть свободной энергии в указанных условиях представима в виде:

$$F_{me} = (\mathbf{B}_1 \mathbf{u}) \cos 2\varphi + (\mathbf{B}_2 \mathbf{u}) \sin 2\varphi \quad (4.2)$$

где  $\mathbf{B}_{1,2}$  – тензоры констант магнитоупругого взаимодействия,  $\mathbf{u}$  – тензор деформаций.

Решение уравнения движения для угла  $\varphi$  поворота вектора антиферромагнетизма под действием деформаций и переменного поля позволяет свести плотность свободной энергии к энергии системы квазифононов, которая с точностью до членов четвертого порядка может быть представлена в виде:

$$F = \sum_{m=2}^4 \frac{1}{m!} \mathbf{C}^{(m)}(H) \mathbf{u}^m + (\Psi \mathbf{u}^3) h_{\perp}(t) \quad (4.3)$$

где  $\mathbf{C}^{(m)}(H)$  - перенормированный магнитоупругой связью тензор модулей упругости порядка  $m$  [1,8,9],  $\Psi$  - амплитуда нелинейного взаимодействия квазифононов с полем поперечной накачки:

$$\Psi(H) = \left( \frac{2H_E}{M_0} \right)^2 \left( \frac{\gamma}{\omega_{S0}} \right)^6 H_D (32\mathbf{B}_1^2 - 3\mathbf{B}_2^2) \mathbf{B}_2 \quad (4.4)$$

здесь  $\gamma$  - магнитомеханическое отношение,  $\omega_{S0}$  - частота антиферромагнитного резонанса,  $(\omega_{S0}/\gamma)^2 = H(H+H_D) + 2H_E H_{ms}$ ,  $H_{ms}$  - эффективное поле спонтанной магнитострикции [50]. В соотношении (4.4) для простоты принято условие  $H \ll H_D$ , выполняющееся с высокой точностью в кристаллах  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и FeVO<sub>3</sub> в полях  $H < 1$  кЭ.

Условия резонансного взаимодействия для трехфононного связанного возбуждения обеспечиваются подбором частоты поля накачки, равной сумме частот трех квазифононов и соблюдением условия сохранения импульса. Для бегущих волн последнее условие означает равенство нулю суммы квазиимпульсов связанных фононов. В случае возбуждений с длиной волны, соизмеримой с размерами кристалла, достаточно обеспечить отличие от нуля среднего по объему кристалла значения энергии взаимодействия трех квазифононов с переменным полем.

Рассмотрим систему объемных квазифононных возбуждений, представляя тензор деформаций в виде суперпозиции нормальных акустических мод:  $\mathbf{u} = \sum_n A_n(t) \cdot \mathbf{u}_n(\vec{r})$ . Интеграл по объему кристалла от плотности свободной энергии (4.4) при этом приводится к виду энергии системы взаимодействующих нелинейных осцилляторов. При селективном одномодовом возбуждении, условия экспериментальной реализации которого обсуждаются ниже, свободная энергия (4.4) приобретает вид:

$$\int d\vec{r} F = \frac{1}{2} M_n \omega_n^2 A_n^2 + \Phi_n^{(4)}(H) A_n^4 + h_{\perp}(t) \chi_n(H) A_n^3 \quad (4.5)$$

где  $\omega_n$  и  $M_n$  - частота и эффективная масса моды  $n$ ,  $\Phi_n^{(4)}$  - параметр нелинейности моды,  $\chi_n$  - параметр связи квазифононов :

$$M_n = \int d\vec{r} \rho u_n^2, \quad \Phi_n^{(4)}(H) = \frac{1}{4!} \int d\vec{r} C_n^{(4)}(H) \mathbf{u}_n^4, \quad \chi_n(H) = \int d\vec{r} \Psi_n(H) \mathbf{u}_n^3,$$

$\mathbf{u}_n$  – вектор смещения в моде,  $\rho$ - плотность кристалла.

$$\text{Положим: } A_n(t) = \frac{1}{2} a_n(t) \exp(i\omega_n t) + c.c., \quad h_{\perp}(t) = h_{\perp} \cos(3\omega_n t).$$

Свободная энергия в форме (4.5) порождает уравнения движения для амплитуды акустических колебаний и фазы  $\psi$  трехфононного коррелятора  $G = |a_n|^3 \exp(i\psi)$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial |a_n|^2}{\partial t} + 2\delta_n |a_n|^2 - \kappa_n h_{\perp} |a_n|^3 \sin \psi &= 0 \\ \frac{\partial \psi}{\partial t} - 3\beta_n |a_n|^2 - \frac{3}{2} \kappa_n h_{\perp} |a_n| \cos \psi &= 0 \end{aligned} \quad (4.6)$$

где  $\delta_n$  – коэффициент затухания моды,  $\kappa_n = 3 \chi_n / 4M_n \omega_n$  - параметр трехфононной связи,  $\beta_n = 3\Phi_n^{(4)} / 2M_n \omega_n$  - коэффициент нелинейного сдвига частоты моды.

Особенностью генерации трехфононных связанных возбуждений в данном случае, в отличие от генерации фононных пар, является формирование (при  $\beta_n \rightarrow 0$  и  $\psi = \pi/2$ ) сингулярности амплитуды возбуждений  $|a_n|$  на конечном времени накачки  $\tau_c$ . Сингулярность возникает при выполнении порогового условия:

$$\Gamma = Q_n \kappa_n h_{\perp} |a_n|_0 / \omega_n > 1 \quad (4.7)$$

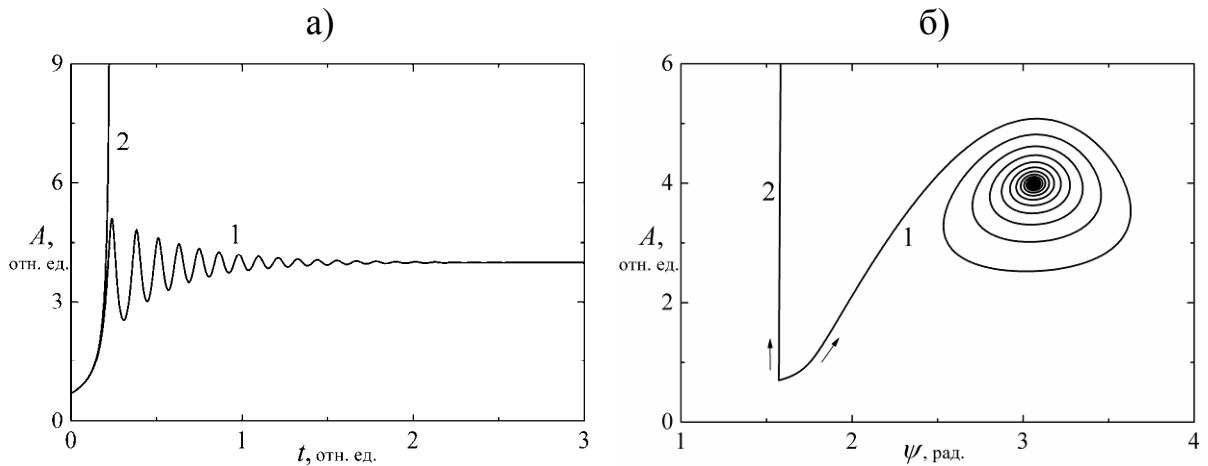
где  $|a_n|_0$  – величина амплитуды колебаний в момент включения накачки,  $Q_n = \omega_n / 2\delta_n$  – добротность моды. Характерное время  $\tau_c$  определяется временем релаксации квазифононов и величиной параметра надкритичности  $\Gamma$ :

$$\tau_c = \delta_n^{-1} \ln\left(\frac{\Gamma}{\Gamma - 1}\right) \quad (4.8)$$

Рост амплитуды стабилизируется нелинейным сдвигом частоты моды как наиболее ярко выраженным внутримодовым нелинейным эффектом в системе квазифононов в АФЛП [34, 36, 51, 52].

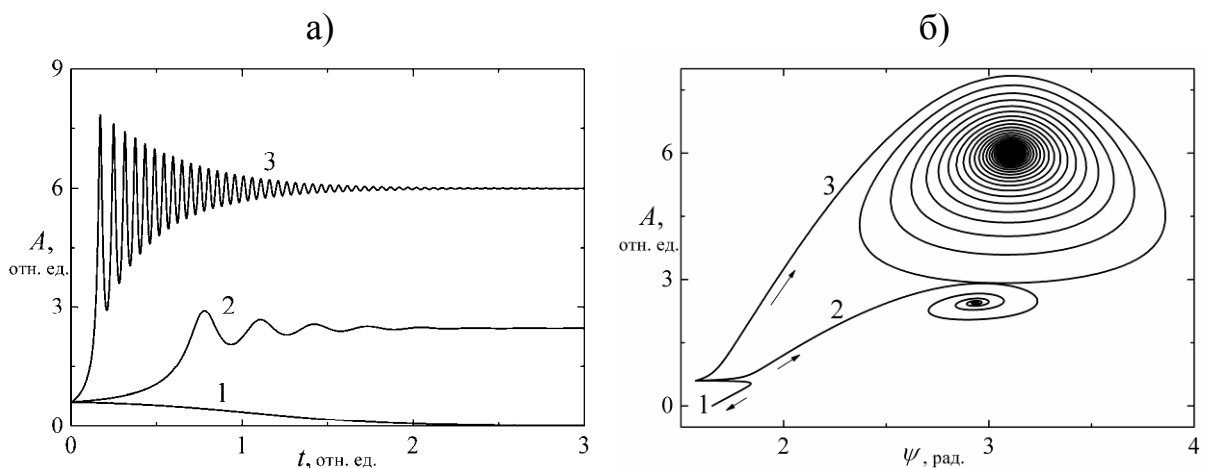
#### *4.1.2. Численное моделирование динамики генерации трёхфононных связанных возбуждений*

С помощью численного моделирования была исследована динамика процесса формирования трёхфононного связанного состояния. На рисунках 4.1-4.4 приведены графики зависимостей амплитуды колебаний от времени (а) и от фазы (б) при разных значениях параметров системы. На каждом рисунке сравнивается поведение системы при изменении одного из параметров: параметр нелинейного ограничения амплитуды, мощность накачки, начальная амплитуда колебаний, расстройка частоты накачки относительно утроенной резонансной частоты. Фаза подобрана таким образом, чтобы обеспечивать максимально усиление колебаний на резонансной частоте.



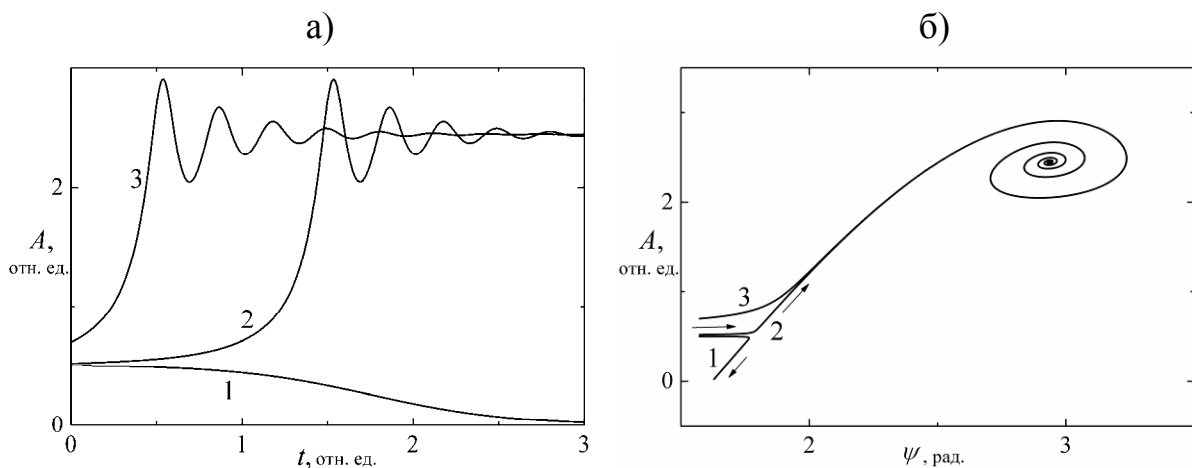
**Рисунок 4.1.** Эволюция амплитуды (а) и фазовый портрет (б) процесса генерации трехфононных связанных возбуждений. 1: амплитуда ограничивается нелинейным сдвигом частоты резонанса; 2: механизм ограничения выключен.

Из рисунка 4.1 видно, что при выключении нелинейного механизма ограничения амплитуда возбуждения резко уходит в бесконечность. В отличие от параметрической генерации фононных пар сингулярность акустического поля формируется на конечном времени накачки. В присутствии нелинейного сдвига частоты система приходит к устойчивому состоянию.



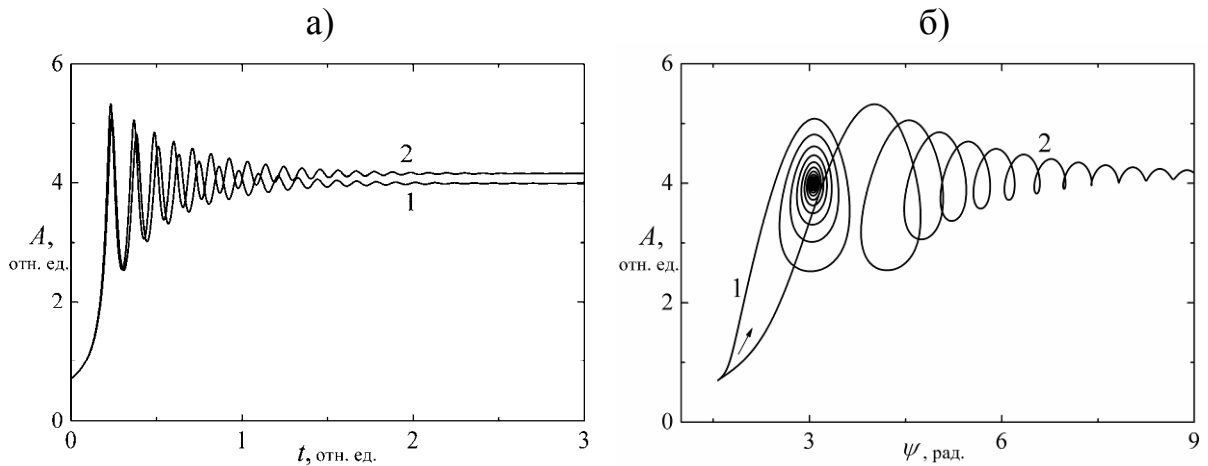
**Рисунок 4.2.** Эволюция амплитуды (а) и фазовый портрет (б) процесса генерации трехфононных связанных возбуждений. Кривым 1, 2 и 3 соответствуют амплитуда накачки 0.4, 0.5 и 1.2 Э.

Рисунок 4.2 показывает, как образуется устойчивое состояние при разных величинах поля накачки. Видно, что подпороговая амплитуда поля накачки (кривая 1) приводит к затуханию колебаний резонансной моды. При превышении порога и дальнейшем повышении амплитуды колебания усиливаются, выходя на некоторый предел, определяемый конкуренцией механизмов усиления, затухания и ограничения амплитуды. Именно характером этой конкуренции определяется частота и характер осцилляций, наблюдаемых на рисунках 4.8-4.12, а).



**Рисунок 4.3.** Эволюция амплитуды (а) и фазовый портрет (б) процесса генерации трехфононных связанных возбуждений. Кривым 1, 2 и 3 соответствуют амплитуда линейно возбуждённого сигнала на частоте  $\omega_n$  0.5, 0.52 и 0.7 отн. ед.

Из рисунка 4.3. видно, что при одной и той же амплитуде поля накачки, но разной амплитуде «затравочного» сигнала система приходит в одну точку равновесия, но с разной скоростью. Таким образом, усиление определяется не только амплитудой накачки, но и начальной амплитудой самих колебаний, подверженных усилению. Эта особенность также существенно отличает рассматриваемый процесс от классического параметрического взаимодействия колебаний с накачкой на удвоенной частоте, когда усиление происходит по экспоненциальному закону и не зависит от амплитуды усиливаемого сигнала.



**Рисунок 4.4.** Эволюция амплитуды (а) и фазовый портрет (б) процесса генерации трехфононных связанных возбуждений. 1: расстройка частоты накачки относительно утроенной резонансной частоты отсутствует; 2: расстройка составляет 0.004 рад/с.

Из рисунка 4.4. видно, что при расстройке частоты накачки происходит постоянное «подтягивание» фазы. При небольших отклонениях по частоте амплитуда изменяется незначительно.

## 4.2. Эксперимент

### 4.2.1. Линейные характеристики нормальной магнитоупругой моды

На рисунке 4.5 представлена схема эксперимента. Исследуемый образец имел форму диска диаметром 5 мм и толщиной в 0.5 мм, плоскость диска была параллельна плоскости базиса. Возбуждение и регистрация связанных колебаний осуществлялась индукционным способом. Образец помещался в скрещённые катушки, угол между осями которых составлял  $90^\circ$ . Юстировка катушек производилась таким образом, чтоб взаимная индукция была равна нулю. Таким образом, при подаче гармонического сигнала с произвольной частотой на первичную (возбуждающую) катушку на вторичной (съёмной) катушке сигнал не наблюдался. Но если частота возбуждения была близка к частоте магнитоупругой резонансной моды образца, то, благодаря воздействию постоянного  $H_{\text{bias}}$  и переменного  $h_{\perp}(t)$



полей, образец начинал колебаться, что приводило к появлению сигнала в съемной катушке.

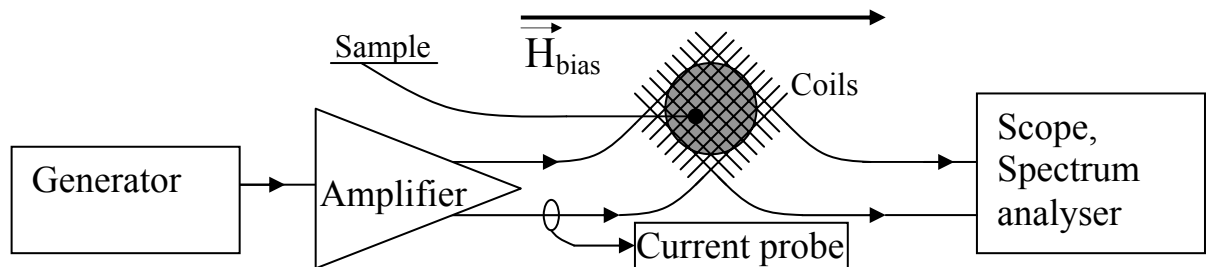


Рисунок 4.5. Схема экспериментальной установки.

На рисунке 4.6 в качестве примера приведен фрагмент спектра колебаний исследуемого образца гематита, соответствующий подмагничивающему полю 60 Э.

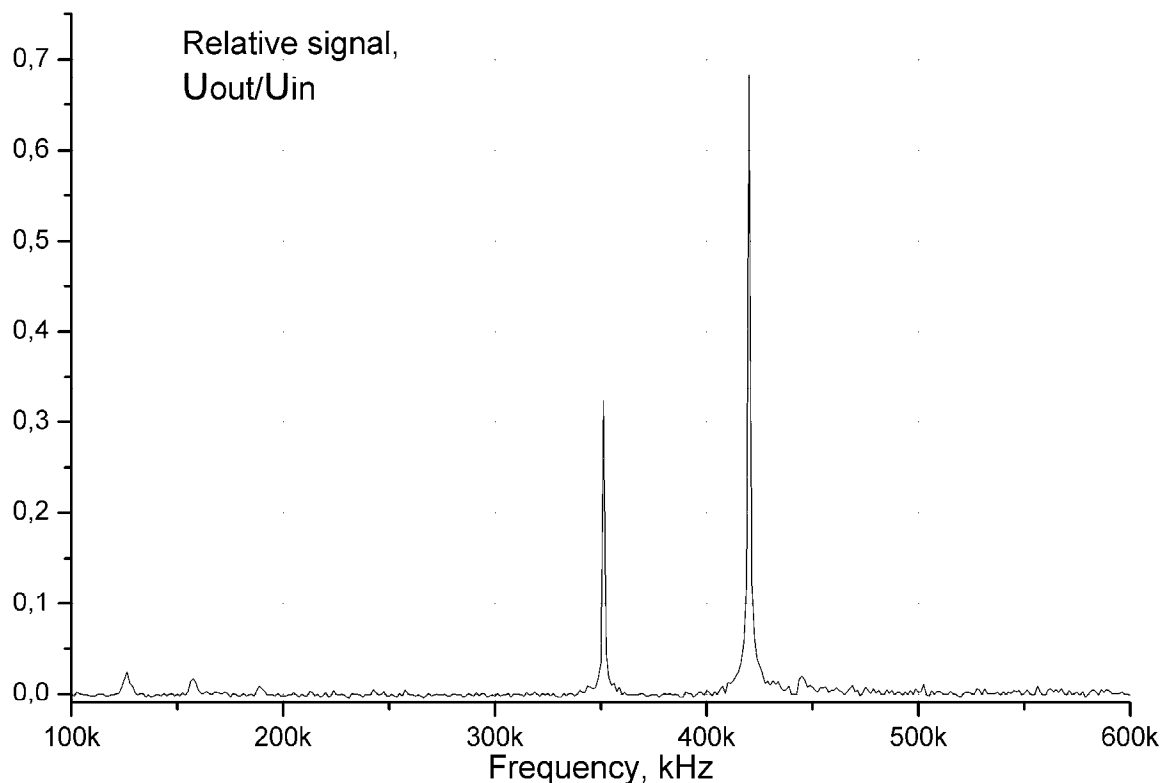
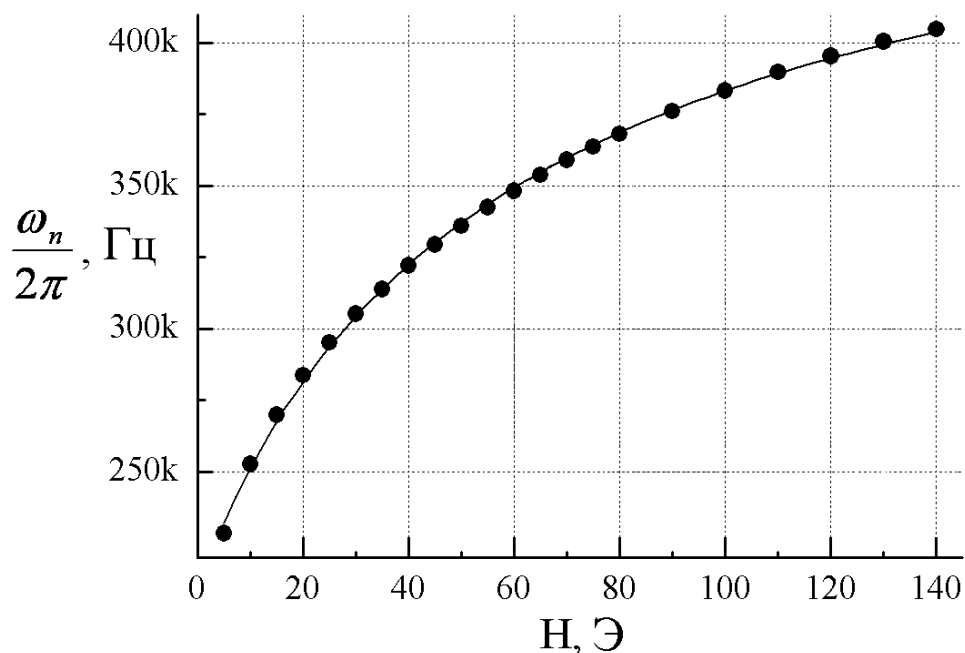


Рисунок 4.6. Фрагмент спектра связанных магнитоупругих колебаний, записанный с помощью индукционного метода со скрещёнными катушками. Поле подмагничивания 60 Э.

Среди всевозможных видов свободных упругих колебаний незакрепленных тонких пластин можно выделить моды колебаний, спектр частот которых хорошо соответствует результатам теоретических расчетов в приближении плоского движения. Такие виды колебаний обычно называются контурными или колебаниями в плоскости [53]. В приближении плоского движения они соответствуют стоячим волнам, образованным суперпозицией продольных и поперечных волн, у которых направление распространения и упругие смещения параллельны главным поверхностям пластины. Анализ величины скорости звука и её полевой зависимости показывает, что два пика, приведенных на рисунке 4.6, соответствуют именно таким модам [54]. Полевая зависимость частоты одной из этих мод, наиболее удобной для экспериментального исследования, приведена на рисунке 4.7.



**Рисунок 4.7.** Зависимость частоты квазифононной моды от напряженности подмагничивающего поля.

Из рисунка 4.7. видно, что частота резонансной моды в исследованном полевом диапазоне изменяется почти в два раза. Это свидетельствует об

аномально сильной фонон-магнонной связи этой моды. Кривая на рисунке 4.7 аппроксимируется соотношением:

$$\omega_n(H) = \omega_n^0 \sqrt{1 - \frac{H_{ms}^{(1)}}{H + H_{ms}^{(2)}}} \quad (4.9)$$

где  $H_{ms}^{(1)} = 74$  Э,  $H_{ms}^{(2)} = 90$  Э. Отметим, что коэффициент связи рассматриваемой моды содержит перенормированное значение поля магнитоупругой щели  $H_{ms}^{(2)}$ , отличающееся от эффективного поля щели в спектре спиновых волн [54, 1]. Добротность данной моды  $Q_n \approx 10^3$  в рабочих полях  $H \approx 10^2$  Э.

#### *4.2.2. Экспериментальное исследование трехфононных связанных возбуждений*

Наблюдение генерации трехфононных связанных состояний реализовывалось следующим образом. К кристаллу с помощью катушки индуктивности, ориентированной перпендикулярно полю подмагничивания (см. рисунок 4.8.), последовательно прикладывались два радиоимпульса, создающих переменное магнитное поле (рисунок 4.9). В качестве рабочей точки в эксперименте было выбрано значение поля подмагничивания  $H = 60$  Э, соответствующее частоте  $\omega_n/2\pi = 350$  кГц (см. рисунок 4.7.). Первый, иницирующий импульс длительностью 17 мкс возбуждал акустические колебания на резонансной частоте моды 350 кГц. Огибающая импульса имела гауссову форму, что позволяло избежать паразитных возбуждений мод более высокого порядка, поэтому мы можем говорить об одномодовом возбуждении квазифононов. По окончании первого импульса включался импульс накачки длительностью 200 мкс на утроенной частоте моды 1.050 МГц, по окончании которого регистрировалась амплитуда  $A$  сигнала, наводимого в катушке магнитоупругими колебаниями образца на частоте

350 кГц. Измеренная амплитуда сравнивалась с амплитудой  $A_0$  сигнала свободно затухающих колебаний, наводимого в тот же момент времени, но в отсутствие накачки. В зависимости от сдвига фаз второго и первого импульсов наблюдалось либо ослабление, либо усиление колебаний, обусловленное образованием связанного состояния трех квазифононов.

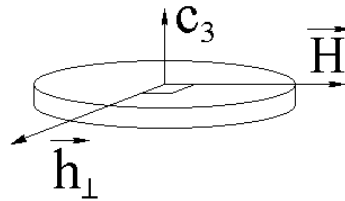


Рисунок 4.8. Геометрия эксперимента по наблюдению трёхфононного связанного состояния:  $\vec{h}_\perp$  – переменное магнитное поле,  $\vec{H}$  – поле подмагничивания,  $c_3$  – «трудная ось» намагничивания кристалла гематита.

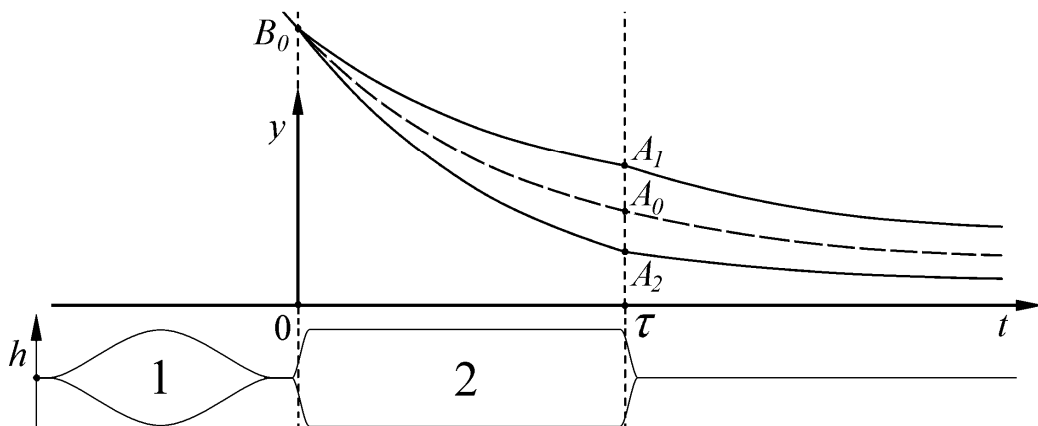
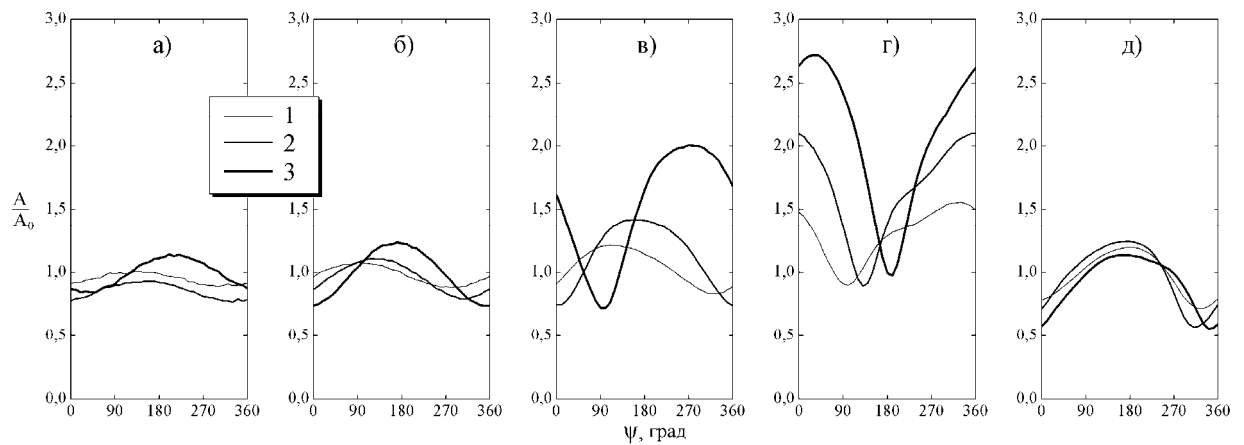


Рисунок 4.9 – временная диаграмма, иллюстрирующая методику измерений. Обозначения: 1 – первый импульс, возбуждающий резонансные колебания; 2 – импульс параметрической накачки с удвоенной частотой заполнения,  $h$  – ось амплитуд импульсов,  $y$  – ось амплитуды резонансных колебаний,  $B_0$  – амплитуда колебаний в момент начала действия второго импульса,  $A_0$  – амплитуда свободно затухающих колебаний,  $A_{1,2}$  – амплитуда колебаний после параметрического взаимодействия,  $\tau$  – момент окончания действия накачки.

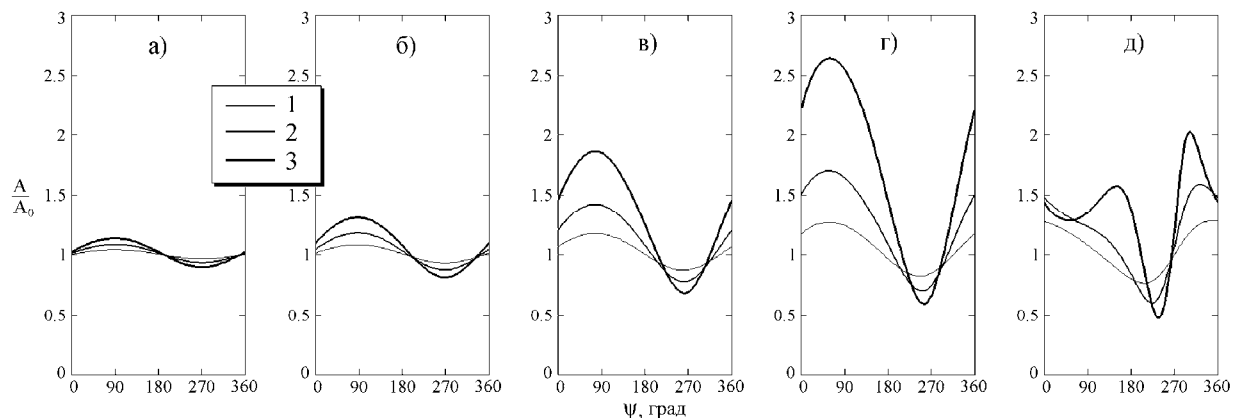
### 4.3. Обсуждение результатов

На рисунке 4.10. приведены измеренные зависимости отношения

амплитуд  $A/A_0$  от изменений фазы накачки при различных значениях поля возбуждения  $h_0$  на частоте моды  $\omega=\omega_n$  и амплитуды поля накачки  $h_1$  частоты  $\omega_p=3\omega_n$ . Отчетливо видно возрастание коэффициента усиления как с ростом поля накачки, так и с ростом начальной амплитуды фононов. При слишком высоких значениях начальной амплитуды (рисунок 4.10. д) усиление срывается. Детали процесса поясняет сопоставление экспериментальных результатов с решениями системы уравнений (4.6), представленными на рисунке 4.11.



**Рисунок 4.10.** Экспериментальные зависимости относительной амплитуды магнитоупругих колебаний от фазы накачки. Напряженность поля возбуждения на частоте  $\omega_n$ : а) – 65 мЭ, б) – 127 мЭ, в) – 256 мЭ, г) – 387 мЭ, д) – 635 мЭ. Напряженность поля накачки на частоте  $3\omega_n$ : 1 – 0.5 Э, 2 – 0.86 Э, 3 – 1.57 Э.



**Рисунок 4.11.** Расчетные зависимости относительной амплитуды магнитоупругих колебаний от фазы накачки, соответствующие условиям, указанным на рис.4.10.

Параметры системы выбирались следующим образом. Нормированная амплитуда начального возбуждения условно принималась равной единице для  $h_0 = 256$  мЭ и изменялась пропорционально изменениям  $h_0$ . Значение константы нелинейного сдвига частоты принималось равным  $\beta_n = 0.45 \cdot 10^{-3} \omega_n$ , в согласии с данными независимых измерений. Параметр надкритичности для накачки  $h_{\perp} = 1.57$  Э при  $h_0 = 256$  мЭ принимался равным  $\Gamma = 2.6$  и изменялся пропорционально изменениям величины  $h_{\perp}$ . Оценка параметра надкритичности по формуле (10) для кристалла  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  ( $2H_E = 18 \cdot 10^3$  кЭ,  $H_D = 22$  кЭ,  $B \approx 10^7$  дин/см<sup>2</sup>,  $C \approx 10^{12}$  дин/см<sup>2</sup>) при  $H = 60$  Э,  $H_{ms}^{(2)} = 100$  Э,  $h_{\perp} = 1.6$  Э,  $|a_n|_0 \approx 10^{-5}$ ,  $Q_n = 10^3$  дает значение  $\Gamma \approx 1-10$ .

Сопоставление экспериментальных результатов с данными численного моделирования показывает, что запороговый режим генерации трехфононных связанных состояний при  $|a_n|_0 \approx 10^{-5} - 10^{-6}$  реализуется уже при полях накачки  $h_{\perp}$  от долей до единиц эрстед. Стабилизация амплитуды и срыв генерации (рисунок 4.10, 4.11д) возникают в результате нелинейного сдвига частоты квазифононной моды. В режиме срыва фаза трехчастичного коррелятора становится нестационарной, сдвигаясь со временем относительно фазы накачки.

#### 4.4. Заключение к главе 4

Впервые экспериментально и теоретически продемонстрирована возможность генерации параметрически связанных трехфононных возбуждений в антиферромагнетике в относительно слабом переменном магнитном поле. Математически описано и смоделировано динамическое поведение такой системы. При достаточно высоких уровнях начального возбуждения магнитоупругих волн трехфононные состояния могут генерироваться в специфическом запороговом режиме, сопровождающемся формированием сингулярности акустического поля за конечное время

накачки. Эти особенности в применении к бегущим акустическим волнам допускает широкое разнообразие возможностей излучения связанных фононов высокой интенсивности из активной магнитной среды, что может представлять интерес для приложений.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. По измерениям зависимости скорости звука от внешнего квазистатического магнитного поля для образца состава  $\text{Fe}_{2,026}\text{Ni}_{0,95}\text{Co}_{0,024}\text{O}_4$  впервые обнаружена аномально высокая для никелевых ферритов магнитоупругая связь порядка 59%. Соответствующая чувствительность скорости звука к магнитному полю составляет  $\sim 100\%/кЭ$ , что в 3 раза выше значений, полученных ранее. Это позволяет, в частности, понизить пороговые значения амплитуды переменного магнитного поля при запороговом параметрическом обращении волнового фронта ультразвука, повысить инкремент параметрической неустойчивости и понизить длительность импульсов обращенных волн без понижения уровня их интенсивности. При испытаниях образца в системе обращения волнового фронта впервые величина инкремента усиления составила  $\sim 4.5 \text{ мкс}^{-1}$ , что также намного больше полученных ранее значений порядка  $2 \text{ мкс}^{-1}$ .
2. Разработана и реализована оригинальная импульсная методика, позволяющая исследовать параметрические взаимодействия в магнитоупругих средах в подпороговых и запороговых режимах в том числе в материалах с невысокой магнитоупругой связью. Методика использована для исследования параметрических взаимодействий в композитных и пористых материалах и процессов генерации трёх-фононных связанных возбуждений в антиферромагнетике  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ .
3. Впервые измерена чувствительность скорости звука к переменному магнитному полю в композитах на основе  $\text{Tb}_{0,3}\text{Dy}_{0,7}\text{Fe}_2$  (Терфенол-D) и пористых никелевых ферритах на уровне  $3.39\%/кЭ$  и  $4.39\%/кЭ$  соответственно. Результаты измерений показывают, что для достижения порога параметрической неустойчивости в экспериментальных условиях



достаточно повысить акустическую добротность композита с уровня  $Q = 40$  до  $Q = 150$ , что представляется технологически доступным. В случае пористых ферритов представляет интерес синтез ферритов с пористостью, сниженной с 47% до 20-30% и ферритов с градиентом пористости в целях оптимизации параметров параметрической связи и акустического согласования с внешней средой распространения звука.

4. Впервые экспериментально и теоретически продемонстрирована возможность генерации связанных трехфононных возбуждений в антиферромагнетике в относительно слабом переменном магнитном поле. Математически описано и смоделировано динамическое поведение такой системы. При достаточно высоких уровнях начального возбуждения магнитоупругих волн трехфононные состояния могут генерироваться в специфическом запороговом режиме, сопровождающемся формированием сингулярности акустического поля за конечное время накачки. Эти особенности в применении к бегущим акустическим волнам допускают широкое разнообразие возможностей излучения связанных фононов высокой интенсивности из активной магнитной среды, что может представлять интерес для приложений.

**СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ**

1. Ozhogin V.I., Preobrazhensky V.L. Nonlinear dynamics of coupled systems near magnetic phase transitions of the “order-order” type // JMMM «Magnetism of Nineties». – 1991. – Vol.100, №1. – P. 544–571.
2. Брысев А.П., Крутянский Л.М., Преображенский В.Л. Обращение волнового фронта ультразвуковых пучков // УФН. – 1998. – Т.168, №8. – С. 877-890.
3. Brysev A., Pernod P., Preobrazhensky V. Magneto-acoustic ceramics for parametric sound wave phase conjugators // Ultrasonics. – 2000. – Vol.38. – P. 834-837.
4. Брысев А.П., Бункин Ф.В., Власов Д.В. и др. Пространственное распределение поля продольной ультразвуковой волны при параметрическом обращении фронта в феррите // Акуст., журн. – 1990. – Т.36, №1. – С.166-167.
5. Pernod P., Preobrazhensky V. Parametric phase conjugation of a wide-band acoustic pulse in supercritical mode // Appl. Phys. Lett. – 2000. – Vol.76. №3. – P. 387.
6. Merlen A., Preobrazhensky V.L., Pernod P. Supercritical parametric phase conjugation of ultrasound. Numerical simulation of nonlinear and nonstationary mode // Journ. of the Acoustical Society of America. – 2002. – Vol.112, №6. – P. 2656.
7. Bou Matar O., Preobrazhensky V., Pernod P. Two-dimensional axisymmetric numerical simulation of supercritical phase conjugation of ultrasound in active solid media // Journ. of the Acoustical Society of America. – 2005. – Vol.118, №5. – P. 2880.
8. Brysev A., Krutyansky L., Pernod P., Preobrazhensky V. Acoustic microscope based on magnetoelastic wave phase conjugators // Appl. Phys.

- Lett. – 2000. – Vol.76, №21. – P. 3133.
9. Преображенский В.Л. Волны с параметрически обращенным фронтом: применение в нелинейной акустоскопии и диагностике УФН. – 2006. – Т.176, №1. – С. 98.
  10. Pyl'nov Yu.V., Pernod P., Preobrazhensky V. Acoustic imaging by second harmonic of phase-conjugate wave in inhomogeneous medium // Appl. Phys. Letts. – 2001. – Vol.78, №4. – P. 553.
  11. Руденко В.В., Бержанский В.Н., Полулях С.Н., Pernod P., Преображенский В.Л. Магнитоупругие волны в параметрически активных никелевых ферритах-шпинелях // Physics of wave phenomena – принято в печать.
  12. Lethiecq M., Levassort F., Tran-Huu-Hue. New low acoustic impedance piezoelectric material for broadband transducer applications // Ultrasonics Symposium, 2004 IEEE 23-27, 2004. – №2. – P. 1153.
  13. Луцейкин Г.А.. Новые полимерсодержащие пьезоэлектрические материалы // ФТТ. – 2006. – Т.48, Вып.6. – С. 963-964.
  14. Krutyansky L., Busbridge S., Pernod P. Ultrasonic properties of magnetoelastic composite material based on Terfenol-D // Abstr. of Int. Conf. "ICFM", Partenit, 2005. – С. 195 .
  15. Go'mez T.E., Montero de Espinosa, Levassort F. et. al. Ceramic powder-polymer piezocomposites for electroacoustic transduction: modeling and design // Ultrasonics. – 1998. – Vol.36, №9. – P. 907.
  16. Clark A. E. Magnetostrictive Rare Earth-Fe<sub>2</sub> Compounds // Ferromagnetic Materials, Vol.1, Wohlfarth E.P., Editor, North-Holland Publishing Co., Amsterdam. – 1980.
  17. Tremolet de Lacheisserie E., Magnetostriction. Theory & Applications of Magnetoelasticity. – CRC Press, London, Tokyo. – 1993. – P. 347.
  18. Clark E., Savage H.T. Giant Magnetically Induced changes in the elastic moduli in Tb<sub>0.3</sub>Dy<sub>0.7</sub>Fe<sub>2</sub> // IEEE Transactions on sonics and ultrasonics, SU.

- 1975. – Vol.22, №1 – P. 50-52.
19. Preobrazhensky V., Zaikin A.M. Effective anharmonicity of elastic subsystem of rare earth compound  $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_2$  // Digests of 19th All-Union Conf. on Phys. of Magn. Phenomena. Part 1. C1B20. Tashkent. – 1991. – P. 87.
  20. Rudenko V.V., Berzhansky V.N., Polulyakh S.N., Pernod P., Preobrazhensky V.L. Parametric interaction in the Terfenol-D based magnetostrictive composite and nickel ferrite // Functional materials. – 2007. – T.14, № 2. – С. 218-222.
  21. Руденко В.В., Бержанский В.Н., Полулях С.Н. и др. Параметрическое магнитоупругое взаимодействие в пористых и композитных магнитных материалах // Ученые записки Таврического национального университета имени В.И. Вернадского, Серия «Физика». – 2007. – Т.20(59), № 1. – С. 128 – 135.
  22. Преображенский В.Л., Руденко В.В., Перно Ф., Ожогин В.И.. Трехфононные связанные возбуждения в антиферромагнетике // Письма в ЖЭТФ. – 2007. – Т.86, Вып.5, С. 401-404.
  23. Бержанский В.Н., Полулях С.Н., Преображенский В.Л., Руденко В.В. Автоматизированный импульсный ультразвуковой спектрометр с индукционным возбуждением для исследования магнитных материалов // Ученые записки Таврического национального университета имени В. И. Вернадского, серия «Физика». – 2005. – Т.17-18 (56-57), № 1. – С. 114-119.
  24. Белов К.П.. Магнито-стрикционные явления и их технические приложения. – М.; Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. – 1987.
  25. Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. – М.; Мир – 1976. – С. 504.
  26. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. – М.; Наука. – 1967. – С. 136.

27. Comstoc R.L., LeCraw R.C. Instability of Elastic Waves by Time-Varying Elastic Modulus in Ferromagnets // Phys. Rev.Lett. – 1963. – Vol.10. – P.219.
28. Евтихийев Н.Н., Преображенский В.Л., Савченко М.А., Экономов Н.А. Нелинейное электроакустическое преобразование информации в высокотемпературном антиферромагнетике // Вопр. Радиоэлектроники, сер. общетехн. – №5. – 1987. – С. 124-137.
29. Seavey M.H. Acoustic resonance in the easy-plane weak ferromagnets  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> and FeVO<sub>3</sub>. Solid State Communications. – 1972. – Vol.10, №2. – С. 219-223.
30. Плешаков И.В. Параметрическое возбуждение магнитоупругих колебаний монокристаллов гематита в слабых магнитных полях // ФТТ. –2005. – Т.74, Вып. 9. – С. 1629-1633.
31. Паугурт А.П., Плешаков И.В., Иванов А. В. ФТТ, т. 29, вып. 10, 1987г. с. 1147.
32. Петров М.П., Паугурт А.П., Плешаков И.В. и др. Магнитоупругие колебания и параметрическое эхо в тонких пластинах бората железа // Письма в ЖТФ. – 1985. Т.11, вып.19. – С. 1204-1207.
33. Ожогин В.И., Преображенский В.Л. Ангармонизм смешанных мод и гигантская акустическая нелинейность антиферромагнетиков // УФН. – 1988. – Т.155, Вып.4. – С. 593-621.
34. Преображенский В.Л., Савченко М.А., Экономов Н.А. Нелинейное самовоздействие звуковых волн в антиферромагнетике с анизотропией типа лёгкая плоскость // Письма в ЖЭТФ. – 1978. – Т.28, Вып.2. – С. 93.
35. Ожогин В.И., Преображенский В.Л. Эффективный ангармонизм упругой подсистемы антиферромагнетиков // ЖЭТФ. – 1977. Т.73 вып.39. – С. 988-1000.
36. Фетисов Ю.К., Преображенский В.Л., Перно Ф. Бистабильность в нелинейном магнитоакустическом резонаторе // Радиотехн. и Электрон.

- 2006. – Т.51, №2. – С. 228-241.
37. Van der Vaart H., Lyons D.H., Damon R.W. Parametric excitation and amplification of magnetoelastic waves // J. Appl. Phys. – 1967. – Vol.38. – P.360.
  38. Брысев А.П., Бункин Ф.В., Власов Д.В. Регенеративный режим усиления звуковых волн с обращением волнового фронта в феррите // Акуст. журн. – 1988. – Т.34, №6. – С. 986-990.
  39. Thompson R.B., Quate C.F., Nonlinear interaction of microwave electric fields and sound in LiNbO // J. Appl. Phys. – 1971. – Vol.42, №3. – P. 907-919.
  40. Preobrazhensky V.L. Overthreshold Nonlinearity of Parametric Sound Wave Phase Conjugation in Solids // Jpn.J.Appl.Phys. – Vol.32, Part 1, № 5B. – 1993. – P.2247-2251.
  41. Брысев А.П., Крутянский Л.М., Преображенский В.Л., Перно Ф. Нелинейные фазово-сопряженные ультразвуковые пучки и их применение в нелинейной акустоскопии // Акустический журнал. – Т.50, №6. – 2004. – С. 725-743.
  42. Brysev A.P., Bunkin F.V., Stakhovsky A.D., Krutyansky L.M., Preobrazhensky V.L., Pyl'nov Yu.V. Emitting of phase conjugate ultrasound wave into liquid by parametrically excited ferrite // Journal de Physique IV, Colloque C1, supplement au Journal de Physique III. – Vol.2, 1992. – P. C1-895-C1-898.
  43. Красильников В.А., Маматова Т.А., Прокошев В.Г. Параметрическое усиление при обращении волнового фронта магнитоупругой волны в гематите // ФТТ. – 1986. Т.28, вып.2. С. – 615-617.
  44. Brysev A., Krutyansky L., Pernod P., et al. Ultrasonic testing of steel tubes by supercritical parametric wave phase conjugation // Ultrasonics Symposium, 2004 IEEE. – Vol.3. – P. 2295 – 2297.
  45. Levassort F., Pham Thi M., Hemery H., et. al. Piezoelectric textured

- ceramics: Effective properties and application to ultrasonic transducers // *Ultrasonics*. – Vol.44. – 2006. – P. 621–626.
46. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. – М.; Наука. – 1987.
47. Руденко О.В.. Нелинейные волны: некоторые биомедицинские приложения // *УФН*. – 2007.– Т.177, №4. – С. 374-383.
48. Котюжанский Б.Я., Прозорова Л.М. Изучение параметрического взаимодействия магнонов и фононов в антиферромагнитном  $\text{FeVO}_3$  // *ЖЭТФ*. – 1982. – Т.83, №4. – С. 1567-1575.
49. Андриенко А.В., Подъяков Л.В. *ЖЭТФ*. 95. 2117. 1989.
50. Боровик-Романов А.С., Рудашевский Е.Г. О влиянии спонтанной стрикции на ферромагнитный резонанс в гематите // *ЖЭТФ*. – 1964. – Т.47. – С. 2095-2101.
51. Киселев А.О., Ожогин В.И., Преображенский В.Л.. Бистабильность запороговых осцилляций интенсивности параметрических магнитоупругих волн в гематите // *Письма в ЖЭТФ*. – 1990. – Т.52, Вып.2. – С. 726-729.
52. Pernod P., Preobrazhensky V. Sound velocity control by resonance ultrasonic oscillations in a magnetoordered medium is demonstrated experimentally on a sample of  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  single crystal // *JMMM*. – 1998. – Vol.184, №2. – P.173-178.
53. Физические величины: справочник / Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др. Под. ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З.. – М.; Энергоатомиздат. – 1991.
54. Андрущак Е.А., Евтихтев Н.Н., Погожев С.А. и др. Акустические колебания в антиферромагнитных резонаторах // *Акуст. Журн.* – 1981. – Т.26, №2. – С. 170-178.

## АННОТАЦИЯ

**Руденко В. В. Параметрические магнитоакустические эффекты в магнитных диэлектриках и композитных материалах. – Рукопись.**

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.11 – Магнетизм. Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, 2007.

В рамках диссертационной работы экспериментально исследовано влияние состава поликристаллических ферритов на основе феррита никеля на магнитоупругую связь в ультразвуковом диапазоне частот. Приведены данные зависимости скоростей магнитоупругих волн от намагничивающего поля. Максимальное значение коэффициента магнитоупругой связи 59% и чувствительности скорости поперечного звука к изменениям магнитного поля 100%/кЭ получены на ферритах состава  $\text{Fe}_{2,026}\text{Ni}_{0,95}\text{Co}_{0,024}\text{O}_4$ . Произведена апробация данного образца в системе обращения волнового фронта. Впервые величина инкремента усиления составила  $\sim 4.5 \text{ мкс}^{-1}$ .

Экспериментально исследовано параметрическое взаимодействие магнитоупругих колебаний с полем электромагнитной накачки в композите на основе Терфенола-D и в пористом никелевом феррите – перспективных материалах с акустическим импедансом, близким к импедансу воды. Описывается оригинальная импульсная экспериментальная методика, позволяющая с высокой чувствительностью регистрировать влияние накачки на декремент затухания магнитоупругих колебаний в допороговом параметрическом режиме. Результаты приводятся в сравнении с данными, полученными на поликристаллическом никелевом феррите.

Сообщаются результаты экспериментального наблюдения генерации трехфононных связанных возбуждений в высокотемпературном



антиферромагнетике  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  в поле поперечной электромагнитной накачки. Исследованы допороговые и запороговые режимы генерации связанных возбуждений при изменениях сдвига фазы накачки относительно фазы трехфононного коррелятора акустического поля. Результаты согласуются с теорией резонансного нелинейного взаимодействия квазифононов с электромагнитным полем.

**Ключевые слова:** никелевый феррит, Терфенол-D, гематит, магнитоупругая волна, обращение волнового фронта, инкремент параметрического усиления.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1. ПОЛЕВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НОРМИРОВАННОЙ  
СКОРОСТИ ЗВУКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАННЫХ ФЕРРИТОВ

