

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А.Ф. ИОФФЕ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

САЛАСЮК Алексей Сергеевич

ГИГАГЕРЦОВЫЕ РЕЗОНАНСНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ
В ТОНКИХ ПЛЁНКАХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ
И ОПАЛОВ

(специальность 01.04.07 – Физика конденсированного состояния)

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

кандидат физ.-мат. наук
Щербаков Алексей Валерьевич

Санкт-Петербург

2013

Оглавление

Введение	5
Глава 1. Пикосекундная акустика (обзор литературы)	11
§1.1. Экспериментальные методы пикосекундной акустики.	11
1.1.1. Генерация пикосекундных импульсов деформации.	11
1.1.2. Детектирование пикосекундных импульсов деформации.	20
1.1.3. Распространение пикосекундных импульсов деформации.	24
§1.2. Пикосекундная акустика в наноструктурах.	28
1.2.1. Полупроводниковые диоды и гетероструктуры.	28
1.2.2. Полупроводниковые сверхрешётки.	30
1.2.3. Оптические микрорезонаторы и фононные нанорезонаторы.	33
§1.3. Ферромагнитные полупроводники.	35
1.3.1. Природа ферромагнетизма в ферромагнитных полупроводниках.	35
1.3.2. Магнитная анизотропия (Ga,Mn)As.	38
 Глава 2. Сверхбыстрое управление намагниченностью ферромагнитных полупроводников методами пикосекундной акустики.	 44
§2.1. Методы управления намагниченностью. Постановка задачи.	44
§ 2.2. Экспериментальная методика. Исследуемые структуры.	47
2.2.1. Идея эксперимента.	47
2.2.2. Схема эксперимента.	50
2.2.3. Принцип детектирования кинетики намагниченности.	53
2.2.4. Исследуемые структуры.	54
§ 2.3 Основные экспериментальные результаты.	55
2.3.1. Стационарные кривые намагниченности.	55
2.3.2. Кинетические сигналы, индуцированные пикосекундными импульсами деформации.	58
2.3.3. Вклад теплового импульса в кинетический сигнал.	61
2.3.4. Зависимости от плотности возбуждения.	63
2.3.5. Полевые зависимости кинетических сигналов.	65
§ 2.4. Обсуждение экспериментальных результатов.	67
2.4.1. Механизм возбуждения прецессии намагниченности.	67
2.4.2. Распространение импульса деформации в ферромагнитном слое.	69
2.4.3. Влияние импульса деформации на магнитокристаллическую анизотропию. Моделирование прецессии намагниченности.	70

2.4.4. Сравнение модельных расчётов с теорией.	76
Основные выводы главы 2.	78
Глава 3. Селективное возбуждение спиновых волн в ферромагнитных полупроводниковых плёнках методами пикосекундной акустики.	80
§ 3.1. Постановка задачи.	80
§ 3.2. Описание эксперимента.	82
3.2.1. Идея эксперимента.	82
3.2.2. Схема эксперимента.	85
3.2.3. Особенности детектирования кинетики намагниченности в поперечном магнитном поле.	85
§ 3.3. Экспериментальные результаты.	88
3.3.1. Кинетические сигналы.	88
3.3.2. Кинетика осцилляций проекций намагниченности.	91
3.3.3. Фурье-анализ осцилляций намагниченности.	93
§ 3.4. Обсуждение результатов.	95
3.4.1. Анализ кинетики намагниченности. Уравнение Ландау- Лифшица.	96
3.4.2. Анализ Фурье-компонент импульса деформации.	98
3.4.3. Пространственная форма стоячих спиновых волн. Граничные условия.	101
3.4.4. Сравнение теории с экспериментом.	107
Основные выводы главы 3.	109
Глава 4. Возбуждение и детектирование упругих колебаний в гиперзвуковых фотонно-фононных кристаллах.	110
§ 4.1. Гиперзвуковые кристаллы. Постановка задачи.	111
§ 4.2. Оптические и акустические свойства плёночных синтетических опалов.	112
4.2.1. Оптические свойства синтетических опалов.	112
4.2.2. Акустические свойства синтетических опалов.	116
§ 4.3. Экспериментальная методика. Исследуемые структуры.	119
4.3.1. Идея эксперимента.	119
4.3.2. Схема эксперимента.	121
4.3.3. Исследуемые структуры.	121
§ 4.4. Экспериментальные результаты.	124
4.4.1. Кинетические сигналы.	124
4.4.2. Эластооптический эффект в опалах. Угловая зависимость кинетических сигналов.	126

§ 4.5. Обсуждение результатов.	128
4.5.1. <i>Фурье-анализ кинетических сигналов.</i>	128
4.5.2. <i>Спектрально-временная эволюция возбуждаемых мод. Сравнение с теорией.</i>	129
Основные выводы главы 4.	134
Заключение.	135
Литература.	137
Публикации по теме диссертации.	137
Цитируемая литература.	138

Введение.

Актуальность темы. Развитие электроники, которое в последнее десятилетие характеризуется стремительным ростом быстродействия и объёма обрабатываемой информации, задает современной науке жёсткие требования по выбору объектов и методов исследований. В настоящее время одной из наиболее актуальных проблем физики твёрдого тела является поиск методов управления магнитными состояниями на сверхкоротких временах. В первую очередь это связано с тем, что классические магнитные устройства хранения информации, принцип работы которых основан на управлении локальной намагниченностью ферромагнитной плёнки при помощи внешнего магнитного поля, достигли предела своего быстродействия. В таких устройствах характерное время перемагничивания магнитного домена определяется релаксационными процессами и не может быть короче 1 наносекунды. Ближайшей целью современных исследований является реализация резонансного метода управления намагниченностью, когда вызванные внешним воздействием изменения происходят на частоте ферромагнитного резонанса с характерными временами на несколько порядков короче.

В настоящее время рассматриваются различные подходы к управлению магнитным порядком ферромагнетиков, альтернативные воздействию внешнего магнитного поля. Так сверхбыстрые изменения намагниченности могут происходить под действием сверхкоротких световых импульсов, которые, однако, вносят существенное возбуждение в другие подсистемы ферромагнетика. Другой способ управления, подтвердивший свою эффективность в стационарных экспериментах, основан на чувствительности намагниченности к деформации. Методы пикосекундной акустики, которые позволяют оптически генерировать в твёрдых телах пикосекундные импульсы деформации большой амплитуды, являются уникальным сочетанием этих двух различных подходов и могут стать эффективным

инструментом по сверхбыстрому управлению намагниченностью в тонких пленках ферромагнетиков. До настоящего времени при исследовании сверхбыстрых динамических магнитных процессов в ферромагнитных структурах методы пикосекундной акустики не применялись.

Эффективность воздействия на магнитную подсистему ферромагнетика импульсов деформации, являющихся когерентными акустическими волновыми пакетами с широким спектром, определяется плотностью состояний акустических колебаний на частоте ферромагнитного резонанса. Способностью выделять из широкого акустического спектра когерентные упругие колебания гигагерцовых частот обладают структуры, получившие название гиперзвуковых фононных кристаллов. В таких структурах периодическая модуляция акустического импеданса с пространственным периодом ~ 100 нм приводит к формированию запрещённых фононных зон, и локализованные колебания с соответствующей частотой могут демонстрировать аномально высокую спектральную плотность. Однако до настоящего времени кинетика возбуждения и распространения упругих колебаний в трёхмерных гиперзвуковых фононных кристаллах оставалась не изученной.

Таким образом, целью работы является исследование динамических магнитных эффектов, индуцированных пикосекундными импульсами деформации в тонких ферромагнитных плёнках, а также изучение кинетики возбуждения и распространения когерентных упругих колебаний в плёнках трёхмерных фононных кристаллов. В качестве модельных объектов для исследования были выбраны плёнки ферромагнитных полупроводников, демонстрирующие высокую чувствительность магнитных свойств к деформации, и плёнки синтетических опалов, проявляющие уникальное сочетание свойств фононных и фотонных кристаллов.

Научная новизна работы определяется тем, что в ней впервые:

1. динамические магнитные свойства ферромагнетика исследуются сочетанием методов пикосекундной акустики и сверхбыстрой магнитооптической спектроскопии;
2. осуществлена сверхбыстрая модуляция намагниченности ферромагнитной плёнки под действием пикосекундного импульса деформации;
3. осуществлено селективное возбуждение стоячей спиновой волны под действием когерентного акустического волнового пакета с широким спектром;
4. в трёхмерном гиперзвуковом фононном кристалле в реальном времени зафиксирован процесс выделения из широкого акустического спектра локализованных когерентных упругих колебаний гигагерцовых частот.

Научное и практическое значение работы состоит в том, что в ней экспериментально продемонстрирован новый способ сверхбыстрой модуляции намагниченности ферромагнетиков, который может стать основой для создания сверхбыстрого метода управления намагниченностью в устройствах хранения информации. Помимо этого предложенные в работе подходы и решения позволяют исследовать динамические магнитные свойства ферромагнитных материалов с высоким временным разрешением. Получена принципиально важная информация о механизмах взаимодействия когерентных гиперзвуковых упругих колебаний с магнитной подсистемой ферромагнитных полупроводников, которая при этом отражает общие закономерности резонансных магнитоакустических процессов в ферромагнетиках. Принципиально важным является также экспериментальное подтверждение существования полной запрещённой фононной зоны в плёнках синтетических опалов, что открывает широкие перспективы по управлению резонансными акустическими явлениями в гигагерцовом и субтерагерцовом диапазонах.

Основные положения, выносимые на защиту:

□ Разработан экспериментальный метод исследования резонансного взаимодействия когерентных ГГц акустических волн и магнитной подсистемы в нанометровых ферромагнитных плёнках, основанный на сочетании методов пикосекундной акустики и сверхбыстрой магнитооптической спектроскопии. Разработанный метод позволяет получать новую информацию о магнитоакустическом взаимодействии и является основой для сверхбыстрого управления намагниченностью ферромагнитных наноструктур.

□ Инжектированный в плёнку ферромагнитного полупроводника (Ga,Mn)As, пикосекундный импульс деформации вызывает сверхбыструю модуляцию магнитокристаллической анизотропии, что приводит к когерентной прецессии намагниченности на частоте ферромагнитного резонанса.

□ При приложении внешнего магнитного поля перпендикулярно плоскости ферромагнитной плёнки (Ga,Mn)As кинетика намагниченности описывается с высокой точностью численной моделью, в которой деформация вдоль оси роста структуры вызывает прямопропорциональное изменение перпендикулярного одноосного поля анизотропии.

□ Кинетический сигнал полярного керровского вращения, измеренный в ферромагнитном (Ga,Mn)As и обусловленный прецессией намагниченности, содержит вклад от гигантского магнитного линейного дихроизма, присущего (Ga,Mn)As. В результате временная эволюция керровского сигнала зависит от взаимной ориентации плоскости поляризации пробирующего света и стационарной ориентации намагниченности в плоскости ферромагнитного слоя.

□ Экспериментально продемонстрировано селективное возбуждение стоячих спиновых волн в нанометровых ферромагнитных слоях под действием субтерагерцовых акустических волновых пакетов с широким

спектром. Селективное возбуждение одиночной спиновой моды обусловлено пространственным перекрытием волновых функций спиновой волны и резонансной с ней по частоте фононной моды.

□ При возбуждении когерентного акустического волнового пакета в плёнках синтетических опалов наблюдается аномально долгое время жизни упругих колебаний кварцевых сфер на определённой частоте. Это является экспериментальным доказательством наличия полной запрещённой фононной зоны, приводящей к локализации у поверхности упругих мод с частотой, соответствующей её спектральному положению.

Апробация работы. Основные результаты работы были представлены на научных семинарах в ФТИ им. А.Ф. Иоффе (лаб. Каплянского, лаб. Кусраева, низкоразмерный семинар), СПбГУ и TU Dortmund (Германия), а также на следующих российских и международных конференциях: Российская молодёжная конференция по физике и астрономии "ФизикА.СПб" (Санкт Петербург, 2009); 13-я и 14-я Международные конференции по рассеянию фононов в твёрдых телах "Phonons 2010, 2012" (Тайпей, Тайвань, 2010 и Эн Арбор, США, 2012); Международная летняя школа "Son et Lumier (Свет и звук)" 2010 (Каржез, Франция) и 2012 (Лезуш, Франция); Международная летняя школа "Нanomатериалы на основе неорганических материалов" (Каржез, Франция, 2011), Научное совещание «Опалоподобные структуры» (Санкт-Петербург, 2010; работа отмечена призом за лучший доклад среди молодых учёных).

Публикации. Основные результаты проведённых исследований опубликованы в 6-ти печатных работах, список которых приведён в конце диссертации.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка литературы из 210 наименований. Общий объём работы –158 страниц машинописного текста, включая 31 рисунок.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ.

Во введении обоснована актуальность темы исследования, сформулирована основная цель работы, изложены основные положения, выносимые на защиту.

Первая глава носит обзорный характер. В ней рассмотрены основные методы пикосекундной акустики и основные результаты, полученные при исследовании гетеро- и наноструктур этими методами, а также основные свойства плёнок разбавленных ферромагнитных полупроводников.

Во второй главе представлены результаты экспериментального исследования возбуждения когерентной прецессии намагниченности плёнок ферромагнитного (Ga,Mn)As пикосекундными импульсами деформации.

Третья глава посвящена исследованию возбуждения спиновых волн пикосекундными импульсами деформации в плёнках ферромагнитного (Ga,Mn)As. Экспериментально показана возможность селективного возбуждения спиновых волн акустическими импульсами с широким спектром.

В четвёртой главе приведены результаты исследований генерации и распространения когерентных гиперзвуковых колебаний в плёнках синтетических опалов.

В заключении приводятся основные выводы работы, которые также даны в конце каждой главы.

Библиография разделена на две части: в первой представлены работы автора, в которых опубликованы основные результаты исследований по теме диссертации, во второй части приведена цитируемая литература.

Глава 1. Пикосекундная акустика (обзор литературы).

§ 1.1. Экспериментальные методы пикосекундной акустики.

Долгое время для исследований резонансного взаимодействия упругих колебаний с другими возбуждениями в твердых телах использовались классические ультразвуковые методы, основанные на генерации когерентных акустических волн мегагерцового диапазона при помощи пьезоэлектрических модуляторов [1]. Эти методы также легли в основу классической магнитоакустики [2]. Несмотря на их широкое применение, существенным недостатком ультразвуковых методов является ограниченный частотный диапазон генерируемых упругих колебаний. Обычно частота колебаний не превышает 1 ГГц, а в очень редких случаях достигает 10 ГГц.

В 1964 году Гутфельдом был предложен метод тепловых импульсов, позволяющий генерировать неравновесные фононы с частотами до нескольких терагерц (10^{12} Гц) при помощи наносекундных лазерных импульсов большой мощности [3]. Однако генерация когерентных акустических колебаний таким методом была невозможна. Прорыв в физической акустике произошёл вместе с появлением фемтосекундных лазеров. Сверхкороткий лазерный импульс позволяет возбуждать в твёрдом теле когерентный акустический волновой пакет длительностью в несколько десятков пикосекунд. Направление физики твердого тела, использующее такой метод возбуждения акустических импульсов, получило название *пикосекундная акустика*. Ниже мы рассмотрим основные подходы, использующиеся в рамках этого направления.

1.1.1. Генерация пикосекундных импульсов деформации.

Первые эксперименты, в которых возбуждались когерентные акустические колебания с периодом ~ 100 пс, были проведены Томсеном в 1984 году [4]. В этих исследованиях применялся памп-проб метод, который с

небольшими изменениями используется и в настоящее время в экспериментах с пикосекундными импульсами деформации (Рис. 1.1(а)). В данном методе на поверхность образца в одну и ту же точку фокусируются два луча импульсного лазера. Один из лучей возбуждает упругие колебания в исследуемой структуре, а другой луч со значительно меньшей интенсивностью используется для их оптического детектирования. Изменяя задержку между импульсами, можно проследить эволюцию колебаний с высоким временным разрешением (Рис. 1.1(а)) [5, 6].

В первых работах [4, 7] исследовались плёнки халькогенидного стекла $\alpha\text{-As}_2\text{Te}_3$, напылённого на сапфировую подложку. Для возбуждения и детектирования колебаний был использован импульсный лазер с длительностью импульса 1 пс и длиной волны 630 нм (2 эВ). В эксперименте авторы детектировали фотоиндуцированные осцилляции интенсивности пробирующего луча, отражённого от образца. Период осцилляций составил ~ 100 пс и был прямо пропорционален толщине плёнки, а их амплитуда составляла $\sim 10^{-4}$ от интенсивности отражённого света. Наблюдаемые осцилляции были объяснены распространением пикосекундного импульса деформации в плёнке в прямом и обратном направлении. Возбуждение такого импульса обусловлено мгновенным оптическим разогревом плёнки [4, 7]. Сверхбыстрое термическое расширение плёнки приводит к возникновению упругого напряжения, которое затем формирует импульс деформации. Импульс распространяется в плёнке перпендикулярно поверхности, отражается от границ и вызывает периодическое изменение её оптических свойств [4, 7].

Изначально возбуждение импульса деформации описывалось в рамках термоупругой модели [4, 7]. В данной модели рассматривался лазерный импульс с энергией Q , сфокусированный в пятно площадью A на поверхности акустически изотропной плёнки, осаждённой на подложку. Лазерный импульс, проникая в плёнку на глубину поглощения ζ , повышает её температуру на величину

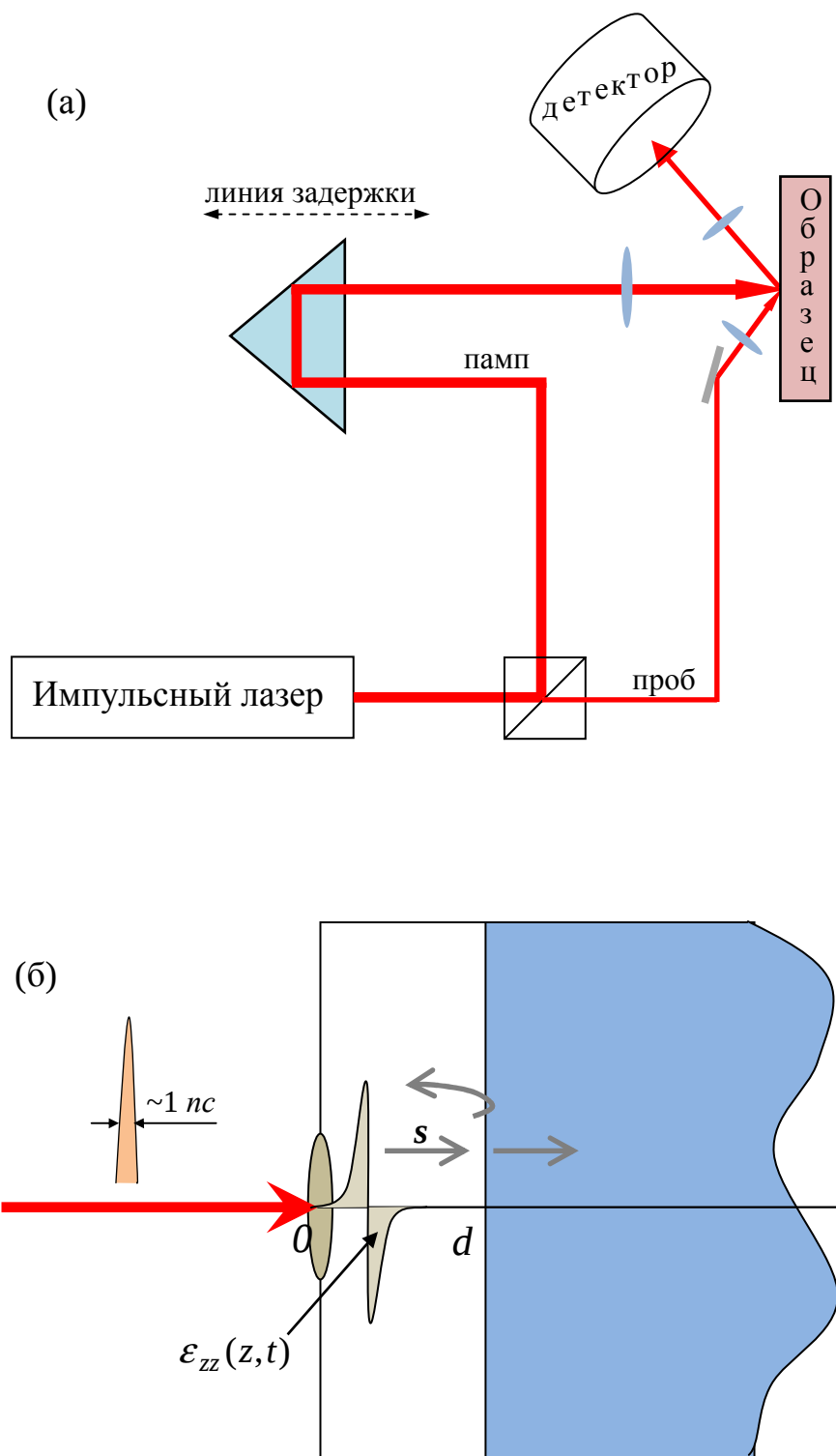


Рис. 1.1 (а) Схема памп-проб эксперимента; (б) механизм генерации импульса деформации.

$$\Delta T(z) = \frac{Q(1-R)}{A\zeta C} e^{-z/\zeta}, \quad (1.1)$$

где z — пространственная координата, направленная по нормали к поверхности плёнки (Рис. 1.1(б)); C — объёмная теплоёмкость материала, а R — коэффициент отражения света. Так как плёнка изотропна, а диаметр лазерного пятна много больше толщины плёнки, то можно считать, что нагрев вызывает изотропное тепловое напряжение величиной $-3b\beta\Delta T(z)$ лишь в одном пространственном направлении вдоль z (b — объёмный модуль упругости, β — коэффициент линейного расширения). Таким образом, единственный ненулевой компонент тензора деформации ε_{zz} , возникающий в результате приложенного напряжения, также соответствует направлению z . Пространственно-временной профиль деформации описывается выражением

$$\varepsilon_{zz}(z, t) = \frac{3Q(1-R)\beta b}{2AC\zeta\rho s^2} \left[e^{-\frac{z}{\zeta}} \left(1 - \frac{1}{2} e^{-\frac{st}{\zeta}} \right) - \frac{1}{2} e^{-\frac{|z-st|}{\zeta}} \operatorname{sgn}(z-st) \right], \quad (1.2)$$

где ρ — плотность материала, s — скорость продольного звука в материале, t — время [7, 8]. Распространение импульса деформации может рассматриваться как распространение плоских акустических волн в когерентном волновом пакете с широким акустическим спектром.

Выражения (1.1) и (1.2) были получены с учётом нескольких довольно грубых упрощений. Во-первых, в (1.2) не учитывается отражение импульса деформации от границы плёнка/подложка, что ограничивает применимость случаев идеального согласования акустических импедансов плёнки и подложки, либо рассмотрением импульса деформации на временах $t < d/s$, где d — толщина плёнки [8]. Во-вторых, предполагалось, что температура вырастает мгновенно и остаётся постоянной. Так как лазерный импульс имеет конечную длительность τ_0 , то расстояние, которое пройдёт импульс

деформации за это время равно $s\tau_0$. Если $s\tau_0 \ll \zeta$, то влияние конечной длительности лазерного импульса несущественно [8].

Термоупругая модель описывает процесс генерации импульса деформации с макроскопической точки зрения, используя величины макроскопической теплоёмкости и теплопроводности. В ней также не уточняется механизм передачи энергии лазерного импульса электронам и фононам, который во многом определяется микроскопическими параметрами материала. Для получения более точных результатов была предложена двухтемпературная модель [8, 9], основанная на модели диффузии горячих электронов [10-12]. Далее рассмотрим влияние диффузии горячих электронов и тепловой диффузии на параметры акустических импульсов, генерируемых в металлах, так как в данной работе именно металлическая плёнка, напылённая на подложку исследуемой наноструктуры, играла роль оптоакустического преобразователя.

В двухтемпературной модели утверждается, что распределение электронов в металлической плёнке подчиняется статистике Ферми-Дирака с температурой T_e , а фононы в кристаллической решётке имеют распределение Бозе-Эйнштейна с температурой T_l , причём в равновесии эти температуры равны. Лазерный импульс, сфокусированный на поверхности плёнки, передаёт свою энергию электронам, которые переходят на более высокие энергетические уровни. Электрон-электронное взаимодействие рассматривается как мгновенный эффект, поэтому принимается, что после воздействия лазерного импульса электронный газ мгновенно переходит к внутреннему равновесию с более высокой температурой. Диффузия горячих электронов от поверхности в объём материала сопровождается передачей избыточной энергии кристаллической решётке посредством электрон-фононного взаимодействия. Диффузия происходит до тех пор, пока температуры T_e и T_l вновь не станут равными [8, 13].

Время релаксации электронов (за которое электроны передадут энергию

фононам) в данной модели равно $\tau_e = C_e/g$, и в металлах оно составляет менее 1 пс [13], C_e — вклад электронного газа в удельную теплоёмкость, g — константа электрон-фононного взаимодействия. Очевидно, что, чем сильнее электрон-фононное взаимодействие, тем быстрее электроны передадут энергию решётке. Коэффициент диффузии горячих электронов определяется как $D_e = \chi/C_e$ (χ — теплопроводность), тогда электроны перенесут свою энергию на глубину $z_e = \sqrt{D_e \tau_e} = \sqrt{\chi/g}$ [9, 14]. Это приведёт к уширению импульса деформации: при $z_e > \zeta$ длительность импульса станет пропорциональна z_e/s [9, 13].

После релаксации электронов решёточная температура T_l продолжит своё изменение, но оно уже будет обусловлено тепловой диффузией. Если грубо оценить влияние тепловой диффузии на уширение импульса деформации, то оно определяется временем $\tau_{ак} \sim \zeta/s$, за которое импульс деформации покинет нагретую область плёнки. Диффузионная длина в таком случае равна $z_l = \sqrt{D \tau_{ак}} = \sqrt{D \zeta/s}$, где $D = \chi/C$ — макроскопический коэффициент диффузии [7]. Таким образом, влияние тепловой диффузии незначительно, если выполняется неравенство $z_e \gg z_l$, определяющую роль в котором играет константа электрон-фононного взаимодействия [8, 13].

Для металлов с относительно небольшим значением константы электрон-фононного взаимодействия $\sim (20 \div 60) \times 10^{15}$ Вт/(м³К) таких, как благородные металлы, медь или алюминий, электроны могут проходить довольно большое расстояние вглубь плёнки (~ 100 нм) до того, как передадут всю свою энергию решётке [8, 9]. Глубина распространения горячих электронов определяет центральную длину волны акустического импульса ~ 100 нм вместе с центральной частотой ~ 10 ГГц. В таких металлах окончательный профиль импульса деформации может быть описан лишь с использованием модели электронной диффузии [8, 9]. Для металлов с большим значением константы электрон-фононного взаимодействия

$\sim(200\div 500)\times 10^{15}$ Вт/(м³К) неравновесные электроны отдают всю свою энергию решётке на расстоянии всего 10-20 нм ($\approx \zeta$), и на форму акустического импульса влияют как диффузия горячих электронов, так и тепловая диффузия, и в таких металлах могут быть сгенерированы акустические импульсы с частотой выше 100 ГГц. Возможность возбуждения столь высоких частот была экспериментально подтверждена в никеле [7, 13, 15, 16], хrome [13, 17], титане [18], тантале [19], вольфраме [20-22] и других.

Для проверки двухтемпературной модели были проведены измерения динамики распределения энергии электронов в плёнках золота и серебра, которые показали, что в течение долей пикосекунд после поглощения лазерного импульса, распределение электронов по энергиям не может быть описано функцией Ферми-Дирака [23-25]. Это связано с конечным временем электрон-электронного взаимодействия, и для его учёта необходимо рассматривать нетепловое распределение электронов.

Возможна генерация импульсов деформации и в полупроводниках, где каждый поглощённый фотон с энергией E возбуждает электроны и дырки, которые релаксируют к границам зоны проводимости и валентной зоны соответственно за времена ~ 1 пс, возбуждая тепловые фононы с энергией $(E - E_g)$ [8]. Рекомбинация имеет гораздо более долгие времена (от 1 нс до 1 мкс), потому вклад в формирование импульса деформации не вносит [26].

Для генерации импульсов деформации в данной работе применялись алюминиевые плёнки, напылённые либо на подложку, либо непосредственно на исследуемую структуру. Для расчёта профиля импульса деформации использована двухтемпературная модель с учётом лишь электронной диффузии. Временной профиль импульса деформации на выходе из плёнки рассчитывается по формуле

$$\varepsilon_{zz}(t) = \frac{Q}{A} \frac{3(1-R)b\beta}{Cs^3\rho\tau^2} (1-r_a) \sum_{j=0}^{\infty} r_a^j \left(t - \frac{(2j+1)d}{s} \right) \exp \left[-\frac{1}{\tau^2} \left(t - \frac{(2j+1)d}{s} \right)^2 \right], \quad (1.3)$$

где r_a — коэффициент отражения продольных звуковых волн от границы

плёнки, величина τ характеризует электронную диффузию, а суммирование обусловлено многочисленными переотражениями импульса деформации от границ плёнки [8, 13, 27]. На Рис.1.2(а) показан расчётный профиль импульса деформации, сгенерированного в алюминиевой плёнке толщиной $d = 100$ нм, а на Рис.1.2(б) показан спектр импульса деформации. Значения величин, использованных для расчёта, представлены в Таблице 1.

Как видно из Рис. 1.2(а), импульс деформации биполярный, состоящий из областей растяжения ($\varepsilon_{zz} > 0$) и сжатия ($\varepsilon_{zz} < 0$). Он распространяется вглубь материала со скоростью продольного звука. Дойдя до границы раздела двух сред, часть импульса отражается, а другая часть продолжает своё движение уже в другой среде. Коэффициент отражения определяется акустическими импедансами сред $Z = s \cdot \rho$ и может быть записан как $r_a = (Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2)$ [28].

Выше был рассмотрен метод возбуждения импульсов деформации в полупроводниках и металлах. Суть метода состоит в том, что сверхкороткий лазерный импульс, падающий на поверхность полупроводника или металла, нарушает равновесие между электронами и кристаллической решёткой, создавая в структуре механическое напряжение в направлении, перпендикулярном поверхности. В результате мгновенного роста напряжения в структуру впрыскивается пикосекундный импульс деформации. Так как в большинстве экспериментов в роли оптоакустического преобразователя выступает тонкая плёнка металла, которая наносится на подложку исследуемой структуры, подбором металла с теми или иными параметрами, можно задать форму и спектр акустического импульса.

Таблица 1

W, мДж/см ²	b, ГПа	β , 1/K	ρ , кг/м ³	C, Дж/(м ³ K)	s, м/с	τ , пс	r_a	R
1	76	24.6×10^{-6}	2.8×10^3	2.5×10^6	6320	7.5	-0.18	0.9

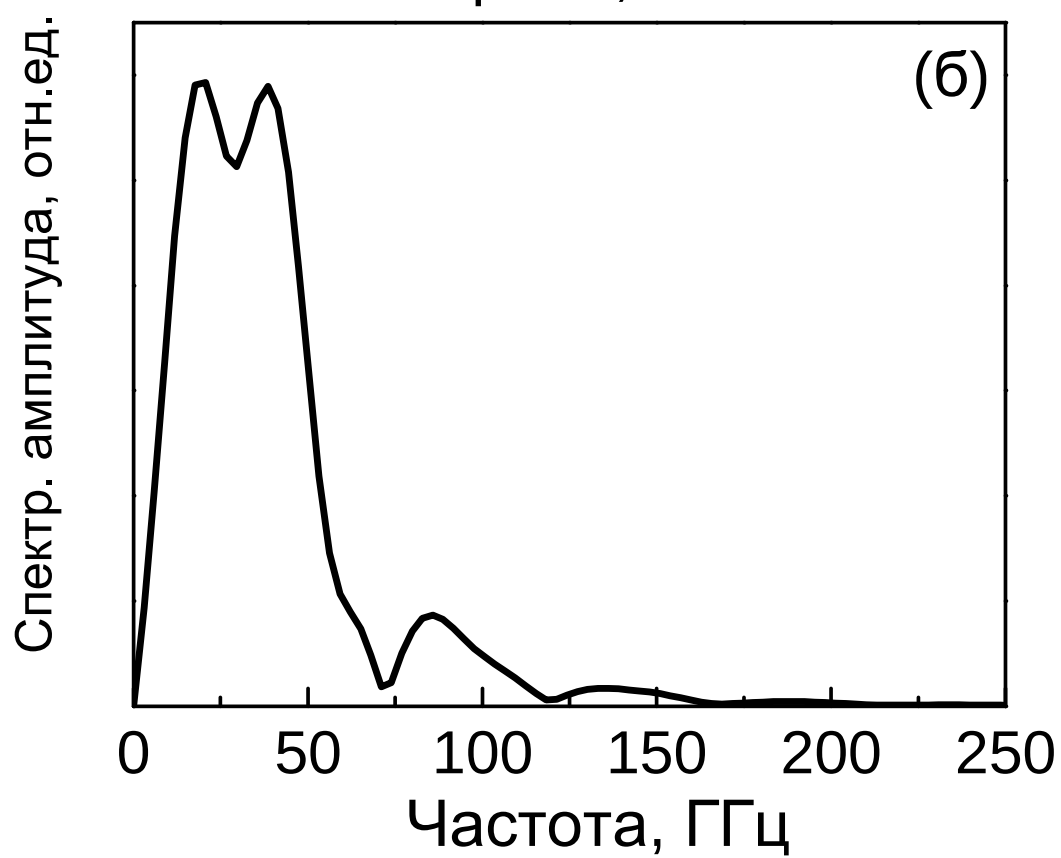
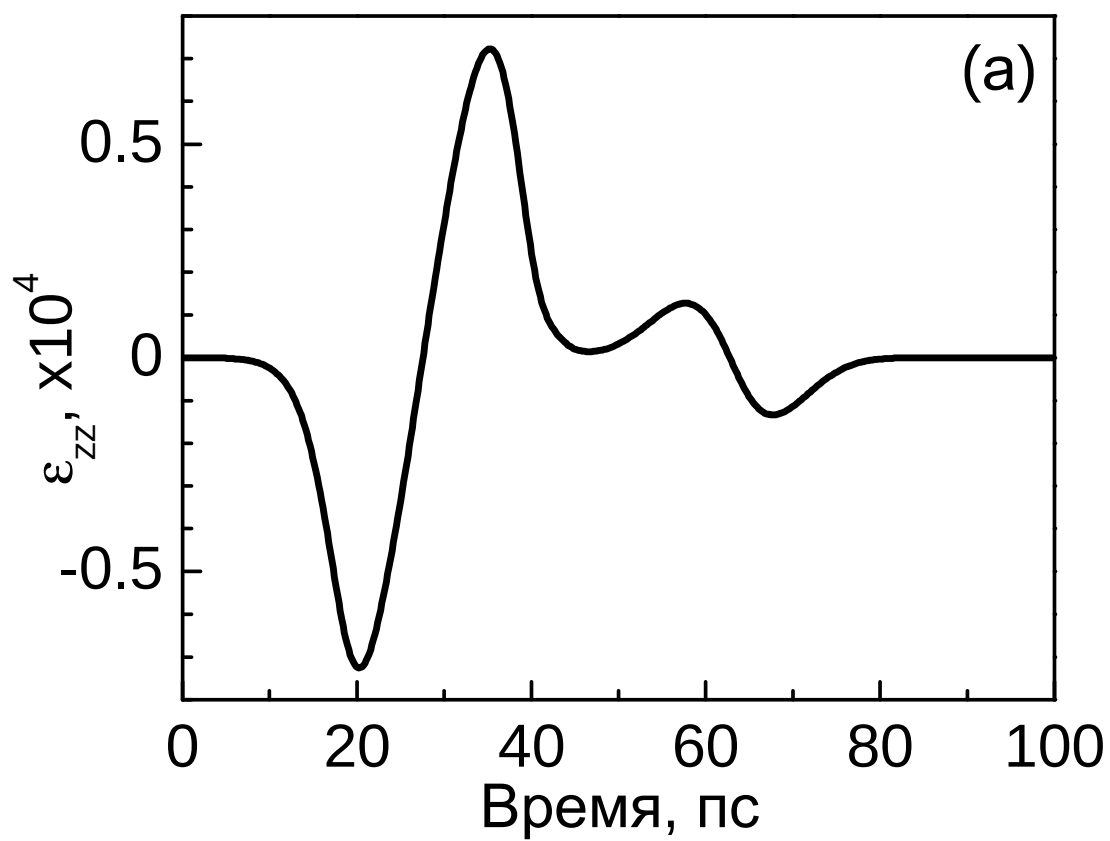


Рис.1.2 а) Временной профиль пикосекундного импульса деформации, возбуждённого в алюминиевой плёнке; б) спектр импульса деформации.

Описанный метод эффективно используется для изучения процессов распространения высокочастотных упругих колебаний в твердых телах и их воздействия на механические, оптические, электрические и другие свойства наноструктур. Принципиальным преимуществом пикосекундных импульсов деформации, как инструмента для модуляции свойств наноструктуры, является локальность и короткое время воздействия. В настоящей работе импульсы продольной деформации использовались в качестве инструмента, позволяющего вызывать сверхбыстрые изменения магнитных свойств тонких ферромагнитных полупроводниковых пленок

Стоит отметить, что помимо импульсов деформации растяжения-сжатия, детально описанных выше, методы пикосекундной акустики применяются и для возбуждения импульсов сдвиговой деформации [29-31], поверхностных и лэмбовских волн [32-34].

1.1.2. Детектирование пикосекундных импульсов деформации.

Рассмотрим принципы детектирования импульсов деформации и связанных с ними изменений оптических свойств наноструктур. Пикосекундный импульс деформации представляет собой когерентный волновой пакет продольных акустических фононов в диапазоне частот до 100 ГГц и выше (см. Рис.1.2(б)). Следовательно, изменения, которые такой волновой пакет вызывает в исследуемой структуре, будут иметь характерные времена, соответствующие данным частотам (~10 пс). Для детектирования таких сверхбыстрых изменений с достаточным временным разрешением чаще всего используют оптические методы.

В основе детектирования упругих колебаний гиперзвуковых частот могут лежать интерферометрические методы, когда в реальном времени детектируется отклонение поверхности под действием деформации [20, 35]. Но наибольшее распространение получил метод, основанный на эласто-оптическом эффекте [4, 7, 15]. Его суть заключается в изменении показателей преломления n и поглощения k материала пропорционально деформации на

$$\Delta n(z, t) = \frac{\partial n}{\partial \varepsilon_{zz}} \varepsilon_{zz}(z, t) \quad (1.4a)$$

и

$$\Delta \kappa(z, t) = \frac{\partial \kappa}{\partial \varepsilon_{zz}} \varepsilon_{zz}(z, t) \quad (1.4b)$$

соответственно, где $\partial n / \partial \varepsilon_{zz}$ и $\partial \kappa / \partial \varepsilon_{zz}$ — эластооптические константы. В результате, диэлектрическая проницаемость среды изменится на величину

$$\Delta \varepsilon(z, t) = 2(n + i\kappa) \left(\frac{\partial n}{\partial \varepsilon_{zz}} + i \frac{\partial \kappa}{\partial \varepsilon_{zz}} \right) \varepsilon_{zz}(z, t). \quad (1.5).$$

Решая уравнения Максвелла с учётом (1.4) и (1.5), можно получить, что в общем случае изменение интенсивности отражённого света под действием импульса деформации определяется как

$$\Delta R(t) = \int_0^{+\infty} f(z) \varepsilon_{zz}(z, t) dz, \quad (1.6)$$

где $f(z)$ — функция чувствительности, которая определяет, как деформация на разной глубине от поверхности влияет на изменение отражения [7]. Функция чувствительности определяется из параметров материала и представляет собой осцилляции с ненулевой фазой на поверхности при $z = 0$, экспоненциально затухающие на расстоянии ζ [7, 8]. Таким образом, оптически возможно детектировать лишь достаточно короткие импульсы деформации, для которых верно $s\tau_{имп} < \zeta$, где $\tau_{имп}$ — длительность импульса деформации.

Для большинства металлов глубина поглощения имеет порядок 10 нм, потому оптическими методами возможно детектировать импульс длительностью не более 1 пс (Рис. 1.3(а)). В полупроводниках глубина поглощения фотонов с энергией выше запрещённой зоны значительно больше (~ 1 мкм), потому вместе с сигналом, обусловленным (1.4), могут быть детектированы также осцилляции интенсивности, вызванные рассеянием Мандельштама-Бриллюэна [36-38], см. Рис. 1.3(б).

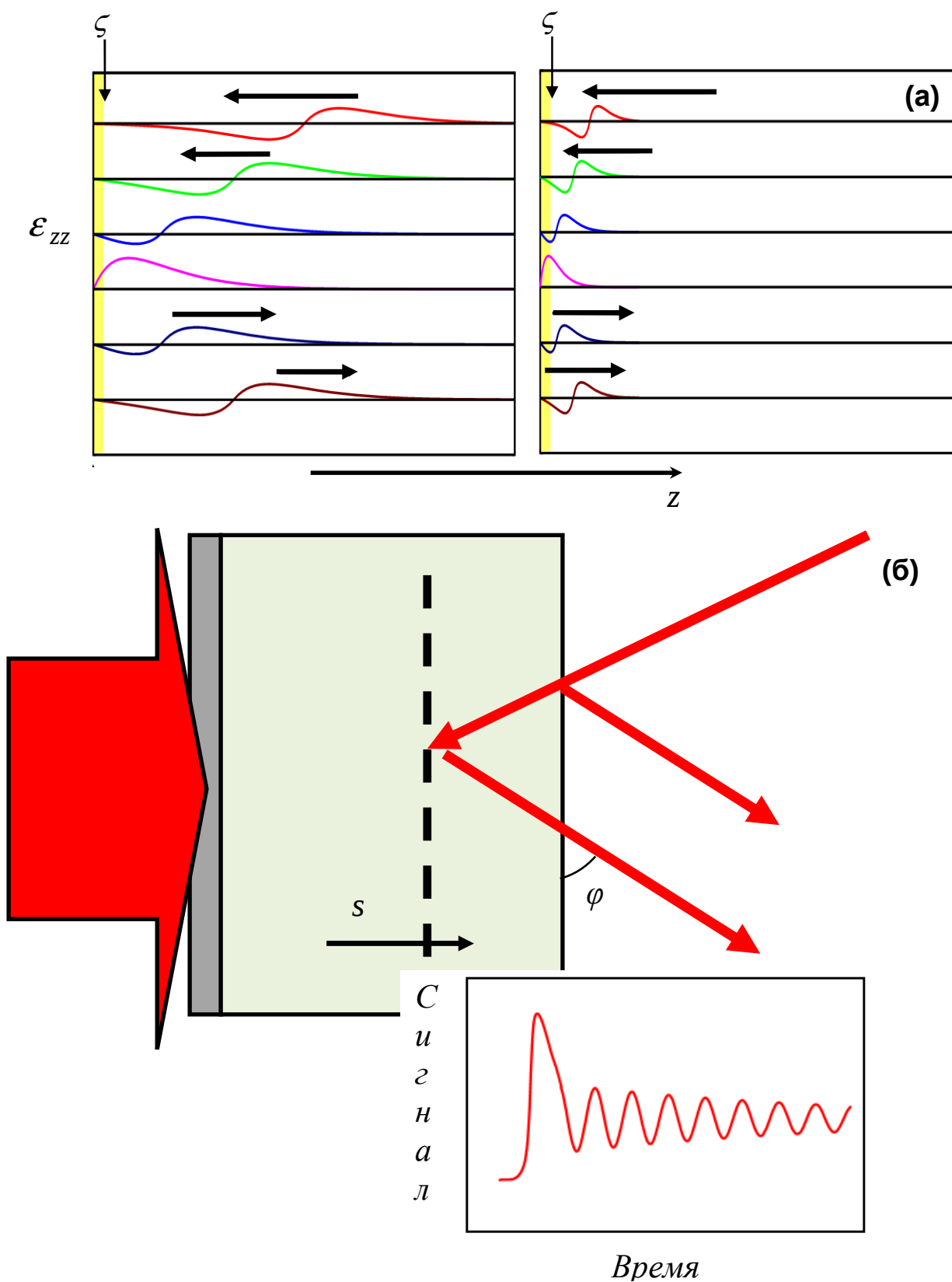


Рис.1.3 а) Особенности детектирования импульсов деформации; б) упрощённая схема рассеяния Мандельштама-Бриллюэна и пример наблюдаемых осцилляций при данном рассеянии.

Согласно законам сохранения энергии и волнового вектора, фотоны с длиной волны λ , распространяющиеся в среде с показателем преломления n , рассеиваются на фононах с частотой

$$\nu = \frac{2ns}{\lambda} \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right), \quad (1.7)$$

где φ — угол рассеяния. В рамках классической модели выражение (1.7) может быть получено, если рассмотреть динамическую интерференцию двух лучей: отражённого от поверхности материала и отражённого от фронта импульса деформации, распространяющегося в материале со скоростью продольного звука. Отражение пробирующего луча от импульса деформации вызвано локальным изменением значения показателя преломления в деформированной области материала (см. Рис.1.3(б)).

Исходя из свойств материала, можно предположить, что в кристаллических веществах наибольшая чувствительность детектирования ожидается в области, близкой к сингулярности оптического спектра [39, 40]. В металлах наибольшая амплитуда детектируемых колебаний будет на длинах волн, близких к плазмонному резонансу, а также вблизи сингулярностей, связанных с межзонными переходами. Чувствительность будет ниже в том диапазоне, где оптические свойства определяются приповерхностными свободными электронами. Кроме того, следует выбирать длину волны детектирующего луча в той области спектра, где эластооптические константы материала довольно велики [7, 8].

Когда детектирование основано на эластооптическом эффекте, измеряемый сигнал представляет собой относительные изменения интенсивности отражённого света $\Delta R/R$. В большинстве материалов амплитуда такого сигнала имеет тот же порядок, что и амплитуда импульса деформации, т.е. $10^{-6} \div 10^{-3}$. Чтобы выделить столь слабый сигнал из шумов и вычесть постоянную составляющую, применяется техника фазочувствительного детектирования. В рамках данной техники используется синхронный усилитель (lock-in amplifier) и связанный с ним опто-

механический либо эластооптический модулятор, который с определённой частотой прерывает возбуждающий луч [41].

В простейшем случае синхронный усилитель имеет два входа: сигнальный и вход синхронизации. На сигнальный вход поступает напряжение с фотодетектора, а на вход синхронизации поступает опорный сигнал, сообщающий о состоянии модулятора (открыт/закрыт). Синхронный усилитель интегрирует произведение входного и опорного сигналов в пределах определённого временного интервала. В результате на его выходе появляется постоянное напряжение, отражающее уровень сигнала, модулированного на частоте опорного. Все вклады с частотами, отличающимися от частоты опорного сигнала, оказываются сильно подавлены. Кроме того подавляются и компоненты с той же частотой, что и опорный сигнал, но находящиеся с ним в противофазе [41-43].

1.1.3. Распространение пикосекундных импульсов деформации.

При распространении импульса деформации на его форму, амплитуду и длительность будут влиять свойства среды, в которой он распространяется. Анализируя уширение и ослабление импульса деформации, можно получить информацию о дисперсии и рассеянии фононов в материале.

При распространении импульса деформации на довольно большое расстояние его форма будет изменяться вследствие дисперсии среды. Дисперсия приводит к тому, что скорость распространения фононов, составляющих импульс, зависит от частоты. Скорость звука для высокочастотных фононов меньше, чем для низкочастотных, следовательно, импульс деформации будет растягиваться в пространстве, так как за одно и то же время низкочастотные фононы пройдут расстояние большее, чем высокочастотные. Для малых значений волновых векторов дисперсионное соотношение может быть записано в виде

$$\omega(k) = sq - \gamma q^3 + \dots \quad (1.8)$$

где q — волновой вектор фонона, а γ — параметр дисперсии первого порядка [44]. В отсутствие дисперсии в (1.8) будет присутствовать лишь первое слагаемое, остальные члены появляются лишь тогда, когда дисперсия становится важна для рассмотрения.

Чтобы узнать, при каких условиях учет дисперсии становится важен, рассмотрим, как она влияет на форму акустического волнового пакета. Если в структуру инжектирован импульс деформации конечной длины Δz , то он будет содержать в себе компоненты с волновыми векторами до $1/\Delta z$. Пройдя расстояние z , импульс деформации уширится на величину $z\gamma/(s\Delta z^2)$ [44]. Следовательно, дисперсия будет играть роль в том случае, если уширение сравнимо с длительностью импульса деформации, а для этого импульсу необходимо пройти расстояние [44]

$$z_{\min} = \frac{s\Delta z^3}{\gamma}. \quad (1.9)$$

Типичные значения γ для многих полупроводников имеют порядок 10^{-11} см³/с, поэтому для импульса деформации шириной 20 нм $z_{\min}$ составляет несколько миллиметров. Эксперименты по распространению импульсов деформации в кремнии, германии, арсениде галлия, кварце и сапфире подтверждают справедливость теории, описанной выше [44-46]. В настоящей работе использовались более широкие импульсы деформации, которые проходили расстояние ~ 0.1 мм, следовательно, дисперсией в нашем случае можно пренебречь.

Также на свойства импульса деформации большой амплитуды влияют нелинейные эффекты. Нелинейность проявляется в зависимости скорости звука от амплитуды и знака деформации: область сжатия начинает распространяться быстрее, чем области растяжения. В результате изменяется профиль импульса деформации [47, 48]. Описание нелинейных эффектов сводится к рассмотрению констант упругости второго, третьего и более высоких порядков.

В случае, когда эффекты нелинейности и дисперсии значительны, импульс деформации преобразуется в один или несколько солитонов — одиночных волн (волновых пакетов), распространяющихся со скоростью, превышающей линейную скорость звука в среде и сохраняющих свою форму при распространении. Пространственно-временной профиль солитона существенно отличается от выражений (1.2) и (1.3) и может быть получен из решения нелинейного дифференциального уравнения Кортевега – де Фриза [49, 50]. В нашей работе большинство результатов было получено при линейном режиме распространения импульсов деформации, когда образования солитонов не происходит.

Также при распространении импульса деформации на расстояние, значительно превышающее размеры источника, необходимо учитывать явление дифракции. В этом случае помимо ε_{zz} появляются другие ненулевые компоненты тензора деформации, и рассмотрение импульса деформации как плоской волны становится некорректным. Соотношение, которое определяет то расстояние, за которым эффекты дифракции становятся значимыми, как и в оптике, называется критерием Релея:

$$z_R = \frac{r_0^2}{st_0}, \quad (1.10)$$

где z_R — то расстояние, которое должен пройти импульс деформации, сгенерированный лазерным импульсом длительностью $2t_0$, сфокусированным в пятно диаметром $2r_0$, чтобы проявились дифракционные эффекты [51]. При диаметре пятна 20 мкм и длительности лазерного импульса 1 пс z_R составляет несколько сантиметров.

Скорость распространения импульса деформации в материале может зависеть от температуры, причём наибольшие изменения в скорости замечены у материалов с низким значением температуры Дебая. На скорость звука влияют два фактора. Первый фактор — результат термического расширения. Известно, что скорость звука в деформированном кристалле

изменяется, и это изменение может быть рассчитано по формуле, включающей в себя величину деформации и константы упругости второго и третьего порядка [52]. Этот фактор не зависит от частоты колебаний, потому не влияет на форму импульса. Второй фактор происходит из ангармонического взаимодействия между фононами, составляющими импульс деформации, и тепловыми фононами. Этот вклад зависит от частоты и принимает различные формы в зависимости от величины $\omega\tau_l$, где ω — частота звуковой волны в составе импульса деформации, а τ_l — время релаксации тепловых фононов [53, 54]. В пикосекундной акустике $\omega\tau_l \gg 1$ во всём температурном диапазоне, однако для обычных ультразвуковых измерений на частоте порядка мегагерц возможен и режим, когда $\omega\tau_l \ll 1$. Из сравнения результатов экспериментов видно, что скорость звука пикосекундного импульса деформации слабее зависит от температуры в отличие от ультразвуковых измерений [45].

Анализ ослабления импульса деформации при его распространении в материале довольно сложный, и для него требуется изучать распространение импульсов либо в очень толстых плёнках, либо прохождение через подложку. К ослаблению могут приводить ангармоническое фонон-фононное рассеяние (фононы акустического импульса с низкой энергией сталкиваются с некогерентными тепловыми фононами), рассеяние на дефектах и рассеяние на изотопах. Однако, как было показано экспериментально в [45], при температуре 70 К и ниже затухание не зависит от частоты (в диапазоне 50-100 ГГц), и им с большой степенью точности можно пренебречь [55]. В случае отражения импульса деформации от неоднородной поверхности материала его высокочастотные компоненты (>100 ГГц) с длиной волны, соразмерной с неоднородностями, будут эффективно на них рассеиваться, и в этом случае частотный спектр импульса деформации существенно модифицируется [45]. Во избежание этого поверхность образцов полируется.

§ 1.2. Пикосекундная акустика в наноструктурах.

Методы пикосекундной акустики, развитые после пионерских работ Томсена и Мариса [4, 7], открыли широкие перспективы для создания устройств на основе наноструктур, использующих упругие колебания гигагерцового и терагерцового диапазона, для передачи информации и изображения. Ниже приведён обзор литературы, посвящённой применению методов пикосекундной акустики в исследованиях свойств полупроводниковых наноструктур.

1.2.1. Полупроводниковые диоды и гетероструктуры.

В таких электронных приборах, как диоды на основе p - n перехода и биполярные транзисторы, влияние деформации на электрические параметры (например, ширину запрещённой зоны) известно как пьезопереходный эффект [56, 57]. И если ранее этот эффект исследовался при статической либо медленно изменяющейся деформации, то с развитием методов пикосекундной акустики появилась возможность модулировать ширину запрещённой зоны за времена порядка пикосекунды [27]. Впервые воздействие пикосекундного импульса деформации на электронные состояния в наноструктурах было экспериментально исследовано Акимовым [27]. В его работах импульс деформации амплитудой 2×10^{-4} и длительностью ~ 30 пс, инжектированный в квантовую яму на основе гетероструктуры GaAs/(Al,Ga)As, вызывал динамический сдвиг линии экситонного резонанса в спектре отражения на несколько мэВ. Спектральные изменения, вызванные сверхбыстрой деформацией, детектировались оптическими методами с пикосекундным разрешением.

Кроме того, когерентные акустические волновые пакеты были детектированы по изменению фототока в полупроводниковых приборах на основе p - i - n диодов с квантовой ямой и диодов Шотки [58-60]. В работах [58-60] показано, что чувствительность относительных изменений тока к

импульсу деформации на два-три порядка выше, чем в методах оптического детектирования, широко используемых в традиционных памп-проб экспериментах. Временное разрешение данного метода составляет несколько пикосекунд и ограничено временем пролёта импульса деформации через активный нанослой (квантовая яма в случае $p-i-n$ диода, либо обеднённая зона диода Шотки).

Появление деформации в материале может в некоторых случаях приводить к его поляризации. В этом заключается суть пьезоэлектрического эффекта. Разделяют прямой и обратный пьезоэлектрические эффекты, то есть либо деформация может вызывать поляризацию материала (прямой эффект), либо внешнее электрическое поле, поляризующее материал, может быть причиной возникновения деформации (обратный эффект). С развитием методов пикосекундной акустики были открыты новые потенциальные возможности применения пьезоэффекта. В работе [61] было экспериментально показано, что вследствие обратного пьезоэффекта диоды с $p-n$ переходом, созданные на основе пьезоэлектрического полупроводника GaN, могут быть использованы для генерации пикосекундных импульсов деформации. Суть эксперимента в том, что при облучении поверхности диода лазерным импульсом создаётся неравновесное распределение носителей, в результате которого генерируется импульс деформации. Так как горячие электроны распространяются вглубь структуры на расстояние, превышающее глубину поглощения лазерного излучения [9], то их часть достигает границы перехода и инжектируется в обеднённую область. В результате этого изменяется распределение напряжённости электрического поля в обеднённой области, и из-за обратного пьезоэффекта в области $p-n$ перехода так же, как и на поверхности, генерируется импульс деформации [61]. Размер импульса деформации зависит от длительности возбуждающего импульса, ширины обеднённой области, а также от напряжённости электрического поля в ней. Таким образом, приложив разность потенциалов к диоду, можно управлять шириной генерируемого импульса.

Теоретическое описание и экспериментальное подтверждение прямого пьезоэлектрического эффекта на пикосекундных временах было дано Ридом [62, 63]. В его работах было детектировано когерентное электромагнитное излучение с частотой несколько терагерц, возникающее при прохождении ударной волны деформации через гетеропереход, образованный двумя пьезоэлектриками GaN и AlN с разными пьезоэлектрическими константами [62-64]. Природа этого излучения имеет сходство с переходным излучением, которое генерируется при прохождении заряженной частицы через границу двух диэлектриков с разными показателями преломления.

1.2.2. Полупроводниковые сверхрешётки.

Выше было показано, как прохождение импульса деформации через наноструктуры изменяет их параметры и процессы в них протекающие. Однако не менее интересен и тот случай, когда наноструктура изменяет параметры импульса деформации. Ярким примером такого типа наноструктур являются сверхрешётки и фононные нанорезонаторы.

В сверхрешётках пространственная периодичность упругих (акустический импеданс) и электрических (ширина запрещённой зоны) свойств вдоль направления, перпендикулярного поверхности слоёв, приводит к тому, что дисперсионные ветви акустических фононов «складываются» в мини-зоны Бриллюэна. В центре сложенной мини-зоны ($q=0$) и на краю ($q=\pi/d_{SL}$, d_{SL} — период сверхрешётки) появляются стоп-зоны в результате брэгговского отражения фононов. Исследовались такие фононы методами комбинационного рассеяния [65, 66] и пикосекундной акустики [67-69]. Последние позволяют измерить временную эволюцию когерентных фононных мод, возбуждённых в структуре. В эксперименте могут быть обнаружены лишь такие фононные моды, которые подчиняются правилам отбора, вытекающим из закона сохранения импульса при фотон-фононном взаимодействии. В геометрии прямого и обратного рассеяния эти Раман-

активные моды соответствуют волновым векторам фононов $q \leq 2k$ (k — волновой вектор фотона в сверхрешётке). В сверхрешётках с периодом $d_{SL} \sim 10$ нм, облучаемых видимым светом, такие фононы лежат вблизи центра мини-зоны Бриллюэна.

Для анализа колебательных свойств сверхрешёток применяется модель упругой сплошной среды [70, 71]. Данная модель в низкочастотном пределе (< 2 ТГц) позволяет довольно точно описать дисперсию сложенных фононных мод в сверхрешётке. Низший порядок дисперсии для сверхрешётки, составленной из слоёв GaAs и AlAs толщиной d_{GaAs} и d_{AlAs} соответственно, определяется выражением

$$\omega_{p,q}^2 = \frac{Y_0}{\rho_0} (q + pG)^2, \quad (1.11)$$

где Y_0 и ρ_0 — члены разложения нулевого порядка коэффициента упругой деформации Y_{11} и плотности ρ вдоль направления нормали к поверхности сверхрешётки, $G = 2\pi/d_{SL}$ — вектор обратной решётки сверхрешётки, а $|p|$ ($p = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$) указывает на порядок сложенной зоны [72].

В экспериментах по исследованию колебательных свойств сверхрешёток обычно детектируют дублеты сложенных фононных мод с волновым вектором q_{BS} , наблюдаемые в спектрах обратного комбинационного рассеяния [65, 66]. Также в спектрах могут присутствовать локализованные состояния ($q = 0$) внутри стоп-зон, вызванные изолированными дефектами сверхрешётки, включая поверхности [73], и моды со значениями волнового вектора $q \approx 0$, чья амплитуда убывает при приближении к границам сверхрешётки [74, 75].

Особенностью колебаний с волновыми векторами вблизи центра зоны Бриллюэна ($q \approx 0$) является то, что их амплитуда уменьшается с приближением к границе сверхрешёток. Такой тип мод является общим решением уравнений Шредингера и Максвелла, когда источник колебаний

лежит внутри пространственно-периодической структуры [74, 76]. Когерентные колебания с волновыми векторами вблизи края сложенной зоны были детектированы методами пикосекундной акустики в нелегированных [74] и слабелегированных сверхрешётках [75]. Моды с $q \approx 0$ являются резонансными для сверхрешётки, а значит, в сверхрешётках возможно усиление когерентных фононов с частотой в ГГц-ТГц диапазоне. Сначала это было обосновано теоретически [77], а позже и экспериментально [78, 79]. Было показано, что в процессах, приводящих к усилению терагерцового звука, решающую роль играет электрон-фононное взаимодействие. Так как в сверхрешётках на основе GaAs/AlAs имеется пространственно-периодичная модуляция ширины запрещённой зоны, то один из методов усиления, вызванного стимулированной фононной эмиссией, — приложение электрической разности потенциалов к легированной сверхрешётке. Если разность потенциалов такова, что спад энергии за один период сверхрешётки превышает ширину электронных мини-зон (режим Ванье-Штарка), то становятся возможными перескоки электронов в соседние квантовые ямы. Законы сохранения энергии и импульса требуют, чтобы такие перескоки сопровождалась эмиссией фононов [80]. Многие теоретические и экспериментальные работы показывают, что при таких условиях стимулированная эмиссия фононов с энергиями близкими штарковскому расщеплению может быть основным процессом при перескоках электронов между квантовыми ямами [78, 79, 81, 82].

Стимулированная фононная эмиссия открывает возможности для создания источников когерентных терагерцовых фононов высокой интенсивности на основе сверхрешёток. На сегодняшний день есть все предпосылки к созданию генератора когерентных фононов в терагерцовой области, являющегося акустическим аналогом лазера, который может быть применён в фононной оптике, фононной спектроскопии и акустической визуализации наноструктур [78, 83, 84]. Помимо всего прочего было показано, что сверхрешётки могут использоваться в качестве

квазимонохроматических фононных генераторов и селективно чувствительных детекторов фононов в субтерагерцовом и терагерцовом диапазоне частот [85].

1.2.3. Оптические микрорезонаторы и фононные нанорезонаторы.

Ещё одной областью применения методов пикосекундной акустики являются планарные микрорезонаторы. Основным отличием микрорезонаторов от обычных Фабри-Перо резонаторов является их длина. Она сравнима по порядку величины с длиной волны резонансного излучения. Вследствие этого, расстояние между частотами собственных мод микрорезонатора столь велико, что каждая стоп-зона содержит, как правило, лишь одну собственную моду микрорезонатора.

В качестве зеркал в оптических микрорезонаторах выступают брэгговские отражатели — слоистые структуры, состоящие из чередующихся плёнок двух материалов с различными показателями преломления. Толщина каждого слоя в брэгговском зеркале составляет $\lambda/4$, а расстояние между зеркалами кратно $\lambda/2$, где λ — резонансная длина волны. Таким образом, фотоны с длиной волны λ оказываются заключёнными в резонансном слое. В этом случае наблюдаются новые эффекты взаимодействия света с веществом [86].

Применение методов пикосекундной акустики в исследовании оптических микрорезонаторов позволяет модулировать энергию резонансной моды. Экспериментально было обнаружено, что пикосекундный импульс деформации, проходя через микрорезонатор, вызывает сверхбыстрый сдвиг спектральной линии, соответствующей резонансной моде, на величину, превышающую ширину линии [87]. Другими словами, под действием деформации происходит сверхбыстрая перестройка микрорезонатора. Причиной данного эффекта является изменение ширины резонансного слоя, вызванного смещением поверхности брэгговских отражателей под действием деформации, а так же модуляции показателя преломления. [27, 87].

Обнаруженный эффект демонстрирует возможность сверхбыстрой модуляции резонансных свойств.

Если поместить в микрорезонатор активную среду (например, квантовую яму или точку), способную излучать свет с резонансной длиной волны, то испускаемые ею фотоны будут локализованы внутри резонатора. Локализация фотонов приводит к сильной связи с экситонами в квантовой яме. Для описания этой связи вводят квазичастицу — поляритон [88, 89]. Приложение импульса деформации к такой структуре позволяет осуществить сверхбыструю модуляцию экситон-фотонного взаимодействия, что приводит к значительным изменениям в спектре поляритонов [90, 91].

Так как фононы описываются такими же волновыми уравнениями, что и фотоны, то идея локализации колебаний верна и для упругих колебаний в акустическом нанорезонаторе [92], и по аналогии с оптическими микрорезонаторами были созданы акустические. Если оптические микрорезонаторы, рассчитанные на длины волн видимого диапазона, имеют размеры порядка микрона, то в акустике наибольший интерес представляет диапазон частот в гигагерцовой-терагерцовой области, и размер резонаторной области не превышает 10 нм, потому, говоря о гиперзвуковых акустических резонаторах, используют термин «нанорезонаторы».

Как и в оптике, простейшим случаем фононного нанорезонатора является структура, состоящая из двух акустических зеркал (сверхрешёток) с резонансным слоем между ними. Резонансные свойства такой структуры, а именно наличие стоп-зон и локализация продольных акустических фононных мод в пространстве между сверхрешётками, были экспериментально подтверждены методами пикосекундной акустики [93] и рамановской спектроскопии [92]. Недавние эксперименты с пикосекундными импульсами деформации продемонстрировали возможность селективного возбуждения резонаторных мод с частотой в субтерагерцовом диапазоне. Селективность обеспечивалась совмещением энергии возбуждающего импульса деформации с энергией электронных переходов в резонансном слое [94].

Мы рассмотрели, как пикосекундные импульсы деформации изменяют электрические и оптические свойства наноструктур, а также как сами наноструктуры изменяют спектр и форму импульсов деформации. Однако до сегодняшнего дня остаётся неисследованным влияние пикосекундных импульсов деформации на магнитные свойства ферромагнитных наноструктур. В настоящей работе методы пикосекундной акустики будут применяться для исследования возможности сверхбыстрого управления намагниченностью ферромагнитных полупроводниковых наноструктур, как наиболее перспективных и динамически развивающихся материалов современной спинтроники. Поэтому в следующем параграфе мы подробно рассмотрим основные свойства ферромагнитных полупроводников.

§ 1.3. Ферромагнитные полупроводники.

1.3.1. Природа ферромагнетизма в ферромагнитных полупроводниках.

Известно, что причиной ферромагнетизма в материале является коллективная спиновая упорядоченность, приводящая к появлению макроскопической спонтанной намагниченности, которая сохраняется в ферромагнетике вплоть до температуры Кюри. Большинство традиционных ферромагнетиков — металлы, которые являются хорошими проводниками. Создание ферромагнетизма в полупроводниках — одна из основных задач современной спинтроники. Решив эту задачу, станет возможным, например, интегрировать энергонезависимые магнитные запоминающие устройства с традиционными электронными устройствами в одном чипе, а также создать множество иных приложений.

И хотя уже известны некоторые ферромагнитные полупроводники, как, например, магнетит, где все составляющие вещество ионы являются магнитными (т.н. «концентрированные магнетики»), наибольший интерес на сегодняшний день представляют ферромагнетики на основе немагнитных полупроводников, равномерно легированных малым количеством ионов

металлов переходной группы (например, Mn, Co и др.), которые и обеспечивают ферромагнетизм в такой структуре (т.н. «разбавленные ферромагнетики»).

В первых экспериментах по исследованию свойств разбавленных ферромагнетиков в качестве исходного материала для легирования примесями переходных металлов были выбраны узкозонные полупроводники из группы A_3B_5 такие, как GaAs и InAs [95, 96], а позже ферромагнетизм был обнаружен и в легированных A_2B_6 [97, 98]. Легирование A_3B_5 ионами марганца Mn^{2+} приводит к тому, что марганец с наполовину заполненной d -орбиталью, имеющей спин $5/2$, занимает катионную позицию в решётке, замещая ионы галлия Ga^{3+} или индия In^{3+} [99]. В связи с тем, что в данной работе были исследованы ферромагнитные полупроводники (Ga,Mn)As, в дальнейшем речь будет идти в основном именно об этом материале, хотя многие описываемые особенности присущи всем ферромагнитным полупроводникам на основе материалов A_3B_5 .

В соответствии с оптическими исследованиями Mn в GaAs формирует акцепторный примесный центр, характеризующийся умеренной энергией связи дырки $E_a = 100$ мэВ, а также малым различием между энергиями дырки в состоянии со спином параллельным спину марганца и антипараллельным $\Delta E = 8 \pm 3$ мэВ [100, 101]. Малое значение энергии связи говорит о том, что дырка, введённая марганцем в GaAs, не находится на d -орбитали марганца, а движется по боровской орбите, соответствующей её эффективной массе [102]. В то же время p - d -гибридизация оболочек As и Mn приводит к спин-зависимому взаимодействию между ионом Mn^{2+} и дыркой [99]. В данной конфигурации наиболее энергетически выгодным становится такое состояние системы, при котором дырки имеют направление спина, совпадающее с направлением спина электронов на d -орбитали марганца, или, что то же самое, противоположное спину Mn^{2+} . Таким образом, гибридизация d -орбитали марганца с частично заполненной валентной зоной и слабая

локализация дырки на примесном центре приводят к тому, что дырка, отданная одним ионом Mn^{2+} , обеспечивает выстраивание магнитных моментов всех близлежащих ионов марганца, с которыми перекрывается её волновая функция. Очевидно, что чем сильнее гибридизация, тем эффективнее ионы марганца отслеживают направление спина дырки. Но в то же время, дырка становится более локализована на примесном центре и снижается радиус её воздействия на другие ионы. Значит, оптимальная сила гибридизации находится где-то в середине между поверхностными и глубокими акцепторными уровнями, что как раз и соответствует случаю $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ [103].

Таким образом, возникновение ферромагнетизма в полупроводниках группы A_3B_5 , легированных марганцем, на сегодняшний день объясняется коллективным взаимодействием частично заселённых гибридизованных орбиталей разных примесных центров [104]. Причём для коллективного взаимодействия необходимо, чтобы примесные центры находились довольно близко друг к другу, что подразумевает очень высокую концентрацию марганца. Было установлено, ферромагнетизм в $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ наступает, когда как минимум 2% ионов галлия замещены ионами марганца [103], что значительно превышает термодинамический предел растворимости. Это ограничение можно обойти, используя неравновесную технику роста такую, как низкотемпературная молекулярно-пучковая эпитаксия (в процессе роста температура подложки обычно ниже 300°C). Данный метод позволяет значительно повысить концентрацию примесей до 5-8%, однако вместе с этим снижается структурное качество образцов. Повышение уровня легирования также приводит к ферромагнетизму с относительно высокой температурой Кюри ($>110\text{ K}$) [96, 103]. Однако существует верхний предел концентрации марганца в GaAs , и он связан с тем, что при достижении некоторого порога ионы марганца с наибольшей вероятностью занимают места в междоузлиях мышьяка, тем самым выступая в роли двойного донора и снижая концентрацию дырок, обеспечивающих ферромагнетизм. Таким

образом, наиболее сильно ферромагнитные свойства выражены в структурах (Ga,Mn)As с умеренной концентрацией ионов Mn: 3-7%. При этом данный материал остается слабым ферромагнетиком с намагниченностью насыщения ~ 10 мТл, что значительно ниже, чем в ферромагнитных металлах.

Следует отметить, что полное понимание природы ферромагнетизма в полупроводниках не достигнуто и по сей день. В настоящее время общепринятыми являются зинеровская модель ферромагнетизма, теория ферромагнитных фазовых переходов Ландау-Гинзбурга и $k \cdot p$ теория полупроводников Кона-Латтинжера, которые удовлетворительно описывают многие ферромагнитные свойства разбавленных ферромагнитных полупроводников [99, 102, 105-107].

Как и любой ферромагнетик, (Ga,Mn)As имеет выраженную магнитную анизотропию, которая определяет различный характер намагничивания в зависимости от направления внешнего поля. Особенности магнитной анизотропии (Ga,Mn)As рассмотрим ниже.

1.3.2. Магнитная анизотропия (Ga,Mn)As.

Под магнитной анизотропией (МА) обычно понимают зависимость магнитных свойств ферромагнетика от направлений. Для её описания рассматривают разложение свободной энергии ферромагнетика по направлениям намагниченности. Разложение по кристаллографическим направлениям описывает магнитокристаллическую анизотропию (МКА). Таким образом, МА во многом определяется кристаллической структурой материала и приложенной деформацией. В некоторых случаях на МА может влиять форма образца (магнитная анизотропия формы). МА определяет процессы намагничивания, магнитную доменную структуру и другие свойства ферромагнетиков.

С микроскопической точки зрения природа магнитной анизотропии объясняется спин-орбитальным и спин-спиновым взаимодействиями носителей, обеспечивающих ферромагнетизм. Вычисление энергии

анизотропии при таком подходе требует применения квантовомеханической теории возмущений, в которой роль возмущающей энергии играют члены гамильтониана кристалла, описывающие релятивистские взаимодействия. [108]. Однако, общий вид выражений, описывающих анизотропию, может быть найден на основании простых соображений симметрии с использованием термодинамического подхода.

В макроскопической теории анизотропия описывается введением в термодинамический потенциал соответствующих членов — энергии магнитной анизотропии [108]. Эта энергия определяется как работа поля по повороту магнитных моментов вдоль линий поля. Работа при постоянной температуре равна свободной энергии магнитной анизотропии вдоль выбранного направления. В результате такого подхода в кристалле можно выделить направления (оси) лёгкого и тяжёлого намагничивания, вдоль которых функция свободной энергии имеет минимумы и максимумы, соответственно. В отсутствие внешнего магнитного поля все магнитные домены предпочтительно выстраиваются вдоль оси (осей) лёгкого намагничивания.

Для описания МА в (Ga,Mn)As будем использовать модель Стонера-Вольфарта или модель единичного однородного магнитного домена [109], абсолютная величина намагниченности у которого остаётся постоянной. Мы также ограничимся случаем тонкого, выращенного на подложке ферромагнитного слоя. В общем случае плотность свободной энергии магнитной анизотропии может быть описана как сумма трёх вкладов:

$$F = F_{Zeeman} + F_{Shape} + F_{MCA}, \quad (1.12)$$

где F_{Zeeman} — энергия зеемановского расщепления, F_{Shape} — энергия размагничивания, и F_{MCA} — энергия МКА [110]. Первый вклад появляется при приложении внешнего магнитного поля и может быть выражен как

$$F_{Zeeman} = -\vec{B} \cdot \vec{M} = -BM [\cos \theta \cos \theta_B - \sin \theta \sin \theta_B \cos(\varphi - \varphi_B)] \quad (1.13)$$

где $\vec{B}$ — индукция внешнего магнитного поля, а θ и φ — азимутальный и

полярный углы соответственно, определённые на Рис.1.4. Энергия размагничивания (часто с ней связывают анизотропию формы) для случая, когда эпитаксиальный слой (Ga,Mn)As выращен в направлении [001], может быть аппроксимирована выражением, описывающим энергию размагничивания бесконечной плоскости:

$$F_{Shape} = 2\pi M^2 \cos^2 \theta. \quad (1.14)$$

Последний член F_{MCA} — это энергия магнитокристаллической анизотропии, которая зависит от направлений кристаллографических осей. МКА ферромагнитного (Ga,Mn)As целиком определяется свойствами кристаллической решётки арсенида галлия. GaAs является кубическим кристаллом с кристаллической решёткой типа цинковой обманки. Таким образом, исходя из свойств симметрии, в ряду разложения свободной энергии по степеням направляющих косинусов должен присутствовать лишь член, описывающий инвариант четвёртого порядка [108]. Однако, в большинстве случаев в эпитаксиальных слоях (Ga,Mn)As присутствует одноосная или двуосная деформация, связанная с различиями постоянных решётки (Ga,Mn)As и подложки. Таким образом, компонента свободной энергии МКА в общем случае включает в себя ещё и инварианты второго порядка и может быть записана как:

$$F_{MCA} = -\frac{1}{2}M \left\{ B_{2\perp} \cos^2 \theta + B_{2\parallel} \sin^2 \theta \sin^2 \left(\varphi - \frac{\pi}{4} \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} B_{4\perp} \cos^4 \theta + \frac{1}{2} B_{4\parallel} \sin^4 \theta \frac{3 + \cos 4\varphi}{4} \right\}, \quad (1.15)$$

где $B_{2\parallel}$ и $B_{2\perp}$ — поля одноосной анизотропии для направлений в плоскости (001) и перпендикулярно ей соответственно, $B_{4\parallel}$ и $B_{4\perp}$ — поля кубической анизотропии для направлений, лежащих в плоскости (001) и перпендикулярно плоскости соответственно. Поля анизотропии в выражении (1.15), могут быть выражены через энергию анизотропии K_i как $K_i = B_i M / 2$ [108, 110].

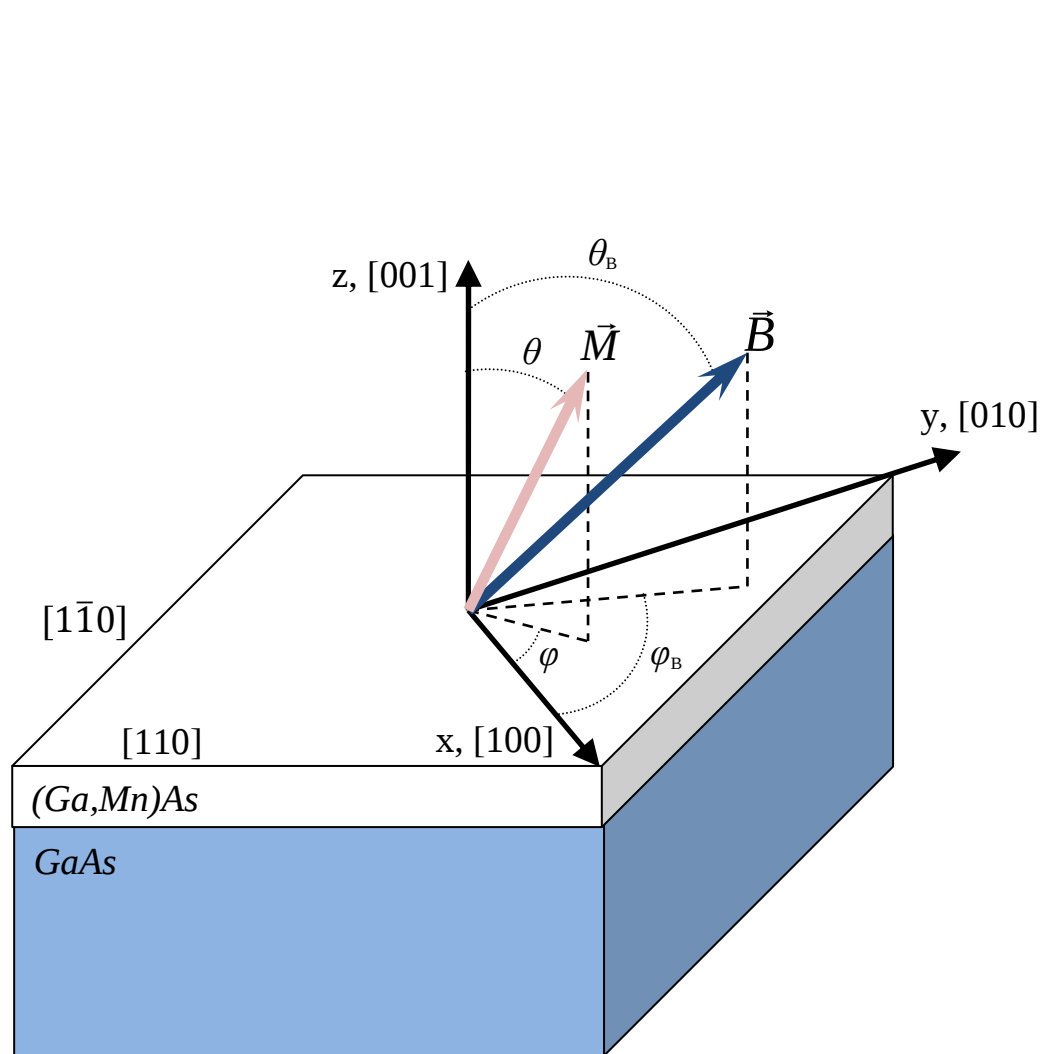


Рис.1.4. Система координат, используемая для описания магнитокристаллической анизотропии ферромагнитных полупроводников.

Одноосная перпендикулярная анизотропия $B_{2\perp}$ обусловлена эпитаксиальной двуосной деформацией, возникающей из-за несоответствия постоянных решёток (Ga,Mn)As и подложки (чаще всего GaAs). Наличие такой деформации подтверждается экспериментами по рентгеновской дифракции [111, 112], причём она сохраняется в структуре даже при большой толщине плёнки (> 5 мкм) в виду слишком высокого теплового барьера для формирования дислокаций несоответствия [111]. Абсолютное значение величины эпитаксиальной деформации вдоль направлений [100] и [010] обычно составляет $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} \sim -(10^{-4} \div 10^{-3})$, в результате появляется эквивалентная по значению, но противоположная по знаку деформация в направлении [001], ε_{zz} (см. Рис.1.4) [113]. Расчёты, основанные на теории среднего поля и подкреплённые многочисленными экспериментами, показывают, что в плёнках $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, выращенных вдоль направления [001], эпитаксиальная деформация расщепляет зоны лёгких и тяжёлых дырок. Если деформация сдвигает лёгкие дырки ниже максимума подзоны тяжёлых дырок ($\varepsilon_{zz} < 0$), предпочтительна ориентация осей лёгкого намагничивания вдоль направления роста ($B_{2\perp} < 0$); в противном же случае ($\varepsilon_{zz} > 0$) лёгкие оси будут лежать в плоскости плёнки ($B_{2\perp} > 0$) [99, 114-118]. Таким образом, в зависимости от знака деформации будет изменяться знак поля одноосной перпендикулярной анизотропии $B_{2\perp}$ и направления лёгких осей намагничивания [115]. Отметим, что при умеренной деформации (10^{-4}) поле $B_{2\perp}$ достигает величины ~ 100 мТл, что на порядок больше намагниченности насыщения. Таким образом, величина $B_{2\perp}$, а не анизотропия формы, определяет направление в легких осях намагничивания в плоскости пленки (Ga,Mn)As или перпендикулярно ей.

Наличие одноосной анизотропии в плоскости $B_{2\parallel}$ обусловлено небольшим различием между направлениями $[110]$ или $[1\bar{1}0]$ в (Ga,Mn)As. И

хотя в кристалле с решёткой цинковой обманки эти два направления эквивалентны, тем не менее, в (Ga,Mn)As различие присутствует, и о нём сообщалось во многих работах, в которых исследовались процессы намагничивания [119, 120], переноса [121, 122] и ферромагнитного резонанса [110]. Природа данного явления, однако, окончательно не выяснена до сих пор [111, 123, 124]. В связи с малым значением $B_{2\parallel}$ (<10 мТл) в большинстве работ при анализе экспериментальных данных одноосной анизотропией в плоскости пренебрегают.

Поля кубической анизотропии $B_{4\parallel}$ и $B_{4\perp}$ определяют разницу в энергии между ситуациями, когда $\vec{M} \parallel [100]$, и $\vec{M} \parallel [110]$. Природа этой анизотропии — нарушение симметрии валентной зоны, характерной для кубического кристалла GaAs. Величина полей $B_{4\parallel}$ и $B_{4\perp}$ составляет ~ 10 мТл и это значение определяет характерные коэрцитивные поля пленок (Ga,Mn)As. В отсутствие любого тетрагонального искажения симметрии члены $B_{4\parallel}$ и $B_{4\perp}$ будут равными. Тетрагональное искажение симметрии (как, например, в случае эпитаксиальной деформации) приводит к небольшому различию между $B_{4\parallel}$ и $B_{4\perp}$ [110].

Глава 2. Сверхбыстрое управление намагниченностью ферромагнитных полупроводников методами пикосекундной акустики.

§ 2.1. Методы управления намагниченностью. Постановка задачи.

Сверхбыстрое управление магнитным порядком является основной проблемой современного магнетизма. На сегодняшний день магнитные устройства хранения информации, принцип работы которых основан на управлении намагниченностью ферромагнитной плёнки при помощи внешнего магнитного поля, достигли предела своего быстрогодействия. А на фоне экспоненциального роста плотности информации это становится узким бутылочным горлом в современной электронике. Таким образом, стала актуальной задача сверхбыстрого управления намагниченностью [125].

Решение данной задачи применительно к ферромагнитным полупроводникам, в частности к $(\text{Ga,Mn})\text{As}$, основано на сверхбыстром изменении их магнитной анизотропии. Основным инструментом, который позволяет это осуществить, является фемтосекундное оптическое возбуждение. Облучение ферромагнитных полупроводников фемтосекундными лазерными импульсами может приводить как к разогреву материала, влияющему на параметры магнитной анизотропии (тепловые эффекты), так и к возбуждению определённых электронных состояний, которые также имеют прямое влияние на магнитокристаллическую анизотропию (фотомагнитные эффекты) [126]. Таким образом, говоря о сверхбыстром управлении намагниченностью $(\text{Ga,Mn})\text{As}$, необходимо понимать, какие именно эффекты имеют решающее значение в том или ином случае, и каковы их характерные времена. Следует отметить, что при сверхбыстром оптическом управлении тепловые эффекты в той или иной мере присутствуют всегда.

В первых экспериментах по сверхбыстрому оптическому возбуждению (Ga,Mn)As наблюдались процессы фотоиндуцированного размагничивания, причём было обнаружено два процесса размагничивания: быстрый (< 1 пс), связанный с разогревом дырок и проявлением обратного эффекта Оверхаузера, и медленный (~ 100 пс), обусловленный повышением спиновой температуры через спин-решёточное взаимодействие [127-129].

Наблюдается и обратный эффект — сверхбыстрое оптическое усиление магнитной упорядоченности. При возбуждении (Ga,Mn)As субпикосекундными лазерными импульсами с плотностью возбуждения ~ 10 мкДж/см² и энергией фотонов 3.1 эВ происходит нарастание намагниченности за времена ~ 100 пс [130]. Сверхбыстрое усиление намагниченности может быть объяснено фотоинжекцией дырок под действием лазерного излучения с последующим упорядочением спинов Mn.

Под действием сверхкороткого лазерного возбуждения возможно управлять не только величиной намагниченности (Ga,Mn)As, но и её направлением. В работе [131] экспериментально показано, что за времена порядка пикосекунды возможно осуществить переориентацию намагниченности в результате сверхбыстрого разогрева материала. Также в определённых условиях импульсное оптическое возбуждение (Ga,Mn)As может запустить прецессию спинов марганца с частотой, соответствующей ферромагнитному резонансу ($1\div 10$ ГГц) [132-134]. Оптическое возбуждение когерентной прецессии намагниченности в (Ga,Mn)As может быть обусловлено как разогревом материала [133, 134], так и фотомагнитными эффектами [132, 135].

Несмотря на несомненные достоинства и многообразие оптических методов, их применение существенно ограничено тем, что лазерный импульс генерирует в материале большое число неравновесных носителей зарядов и фононов [132-134].

Избежать данных недостатков возможно, если изменение магнитной анизотропии будет происходить под действием упругой деформации. В

работе [115] было экспериментально показано, что значение поля одноосной анизотропии $B_{2\perp}$, входящего в выражение (1.15), линейно зависит от величины деформации вдоль оси роста ε_{zz} . А выбор в качестве подложки материала с такой постоянной решётки, чтобы реализовывалась ситуация с $\varepsilon_{zz} > 0$ или $\varepsilon_{zz} < 0$, позволяет задать направление лёгких осей в плоскости слоя (Ga,Mn)As или перпендикулярно плоскости, соответственно [116-118].

Структурирование плёнок (Ga,Mn)As путём травления позволяет модифицировать магнитокристаллическую анизотропию локально, в результате происходит релаксация деформации вдоль выбранного направления, что может приводить, например, к превращению одной из лёгких осей в плоскости слоя в трудную [136, 137].

Направление намагниченности может контролироваться в многослойных структурах-«мультиферроиках». В таких структурах деформация ферромагнитного слоя изменяется под действием электрического поля, приложенного к слою пьезоэлектрика, на котором выращен ферромагнетик. Электрическое напряжение определяет величину и направление создаваемой одноосной деформации, и, таким образом, может определять направление намагниченности [138-140].

До настоящего времени методы управления намагниченностью с помощью деформации оставались статическими. Задачей экспериментов, описанных в данной Главе, является разработка метода сверхбыстрого управления намагниченностью ферромагнитного (Ga,Mn)As, основанного на сверхбыстрой модуляции магнитокристаллической анизотропии. В проведенных экспериментах изменение магнитокристаллической анизотропии происходило под действием пикосекундных импульсов деформации, и исследовалась сверхбыстрая кинетика намагниченности, вызванная таким воздействием.

§ 2.2. Экспериментальная методика. Исследуемые структуры.

2.2.1. Идея эксперимента.

Идея эксперимента — инжектировать в плёнку ферромагнитного (Ga,Mn)As пикосекундный импульс деформации, который вызовет сверхбыстрое изменение её магнитокристаллической анизотропии с последующей прецессией намагниченности. Для исследований были выбраны плёнки ферромагнитного (Ga,Mn)As, выращенные на подложке GaAs в направлении [001]. Магнитокристаллическая анизотропия структур характеризуется двумя осями лёгкого намагничивания, лежащими в плоскости слоя и практически совпадающими с кристаллографическими направлениями [100] и [010], и одной осью трудного намагничивания, которая перпендикулярна плоскости [117]. Поля магнитокристаллической анизотропии в таких структурах изменяются под действием деформации.

Из работ [113, 115] известно, что наиболее чувствительным к воздействию деформации вдоль оси роста ε_{zz} является поле одноосной перпендикулярной анизотропии $B_{2\perp}$ (см. (1.15)), а зависимость полей кубической анизотропии ($B_{4\parallel}$ и $B_{4\perp}$ — поля кубической анизотропии в плоскости и перпендикулярно плоскости слоя соответственно) от деформации значительно слабее. Следовательно, геометрия эксперимента должна быть выбрана так, чтобы положение намагниченности определялось главным образом полем одноосной анизотропии. Необходимая конфигурация достигается, когда внешнее магнитное поле перпендикулярно плоскости слоя и совпадает с трудной осью, а намагниченность выведена из плоскости. В такой геометрии разложение свободной энергии (см. пп.1.3.2) может быть записано в форме

$$F(\theta) = \frac{1}{2}M \left\{ -2B \cos(\theta) + 4\pi M \cos^2(\theta) - B_{2\perp} \cos^2(\theta) - \frac{1}{2}B_{4\perp} \cos^4(\theta) - \right. \\ \left. - \frac{1}{2}B_{4\parallel} \sin^4(\theta) \right\}, \quad (2.1a)$$

где угол θ — угол между намагниченностью и нормалью к плоскости слоя.

В разложении (2.1a) поля кубической анизотропии стоят при членах четвёртого порядка, а их значения на порядок меньше, чем у поля одноосной анизотропии [115, 141]. Кроме того, в работе [115] показано, что в широком диапазоне деформации $\varepsilon_{zz} = (-4 \div +3) \times 10^{-3}$ поля кубической анизотропии изменяются слабо ($B_{4\perp} \approx B_{4\parallel} \approx -(20 \div 40)$ мТл) по сравнению с полем одноосной анизотропии ($B_{2\perp} = -220 \div +165$ мТл). В малых полях, когда кривая намагниченности линейна, можно пренебречь кубическими полями анизотропии, и из (2.1a) получим:

$$F(\theta) \approx \frac{1}{2} M \left\{ -2B \cos(\theta) + (4\pi M - B_{2\perp}) \cos^2(\theta) \right\}. \quad (2.16)$$

Равновесное положение намагниченности соответствует минимуму свободной энергии и лежит вдоль эффективного поля

$$\vec{B}_{\text{эфф}}(\vec{M}) = -\frac{1}{M_S} \nabla F(\vec{M}), \quad (2.2)$$

направление которого определяется балансом между полями одноосной анизотропии и внешним магнитным полем.

В эксперименте импульс деформации, распространяющийся в ферромагнитной плёнке, изменяет величину $B_{2\perp}$, что приводит к новому направлению $\vec{B}_{\text{эфф}}$. Так как эти изменения происходят относительно быстро (за времена короче периода прецессии намагниченности), начинается прецессия намагниченности вокруг равновесного положения, определяемого величиной приложенной деформации. Так как $B_{2\perp}$ линейно зависит от ε_{zz} , можно ожидать, что пикосекундный импульс деформации амплитудой $\varepsilon_{zz} \sim 10^{-4} \div 10^{-3}$ сможет эффективно возбуждать прецессию. Схематически идея эксперимента представлена на Рис. 2.1(a)-(в).

Для генерации импульсов деформации использовались методы пикосекундной акустики, описанные в Главе 1 (§1.1). Импульс деформации

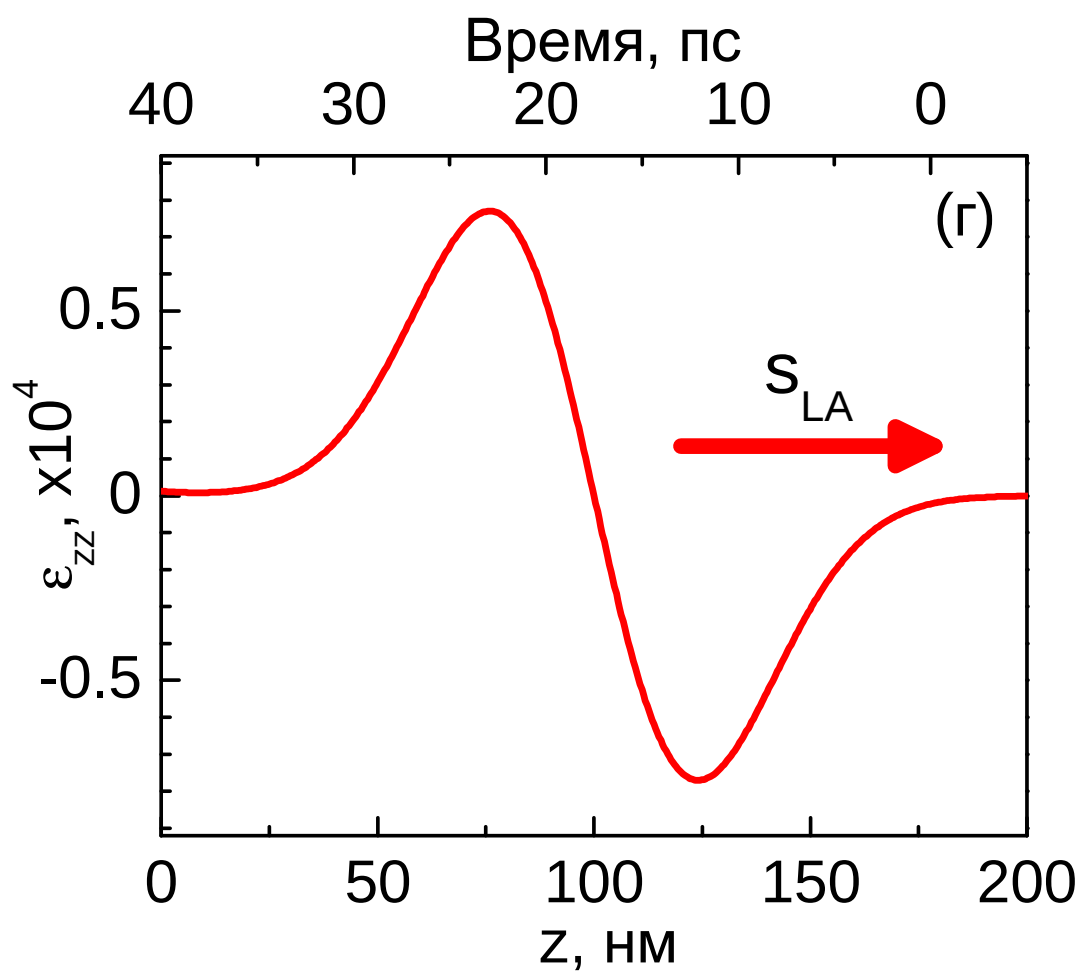
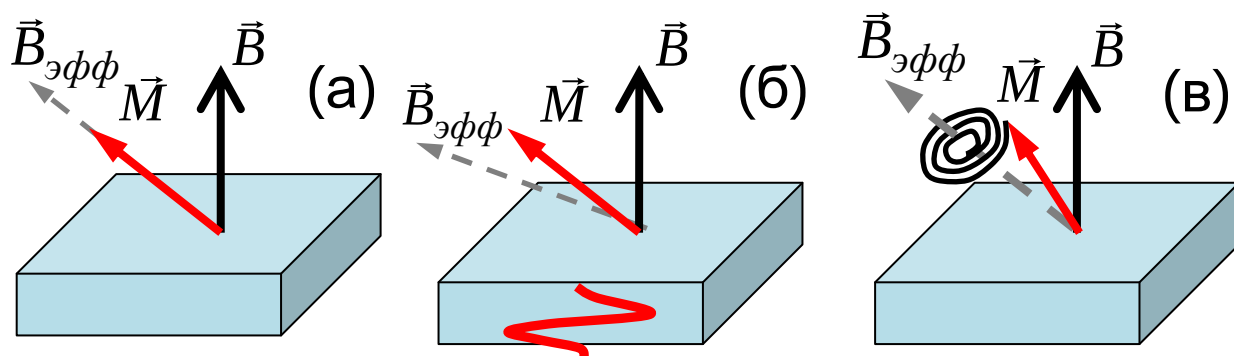


Рис. 2.1 Идея эксперимента: а) в равновесии намагниченность направлена вдоль эффективного поля; б) под действием импульса деформации изменяется направление эффективного поля, что приводит к прецессии намагниченности (в). г) Пространственный профиль импульса деформации. Стрелкой показано направление распространения импульса.

$\varepsilon_{zz}(z, t)$ представляет собой когерентный волновой пакет продольных акустических фононов с широким спектром. Длительность импульса составляет ~ 10 пс, протяжённость ~ 100 нм. Его можно рассматривать как плоскую акустическую волну, бегущую вдоль оси роста со скоростью продольного звука. На Рис.2.1(г) представлен пространственно-временной профиль импульса деформации, который использовался для анализа и обработки экспериментальных результатов. Данный профиль описывается выражением (1.3) без учёта переотражений и уширения в результате дисперсии.

2.2.2. Схема эксперимента.

Для реализации идеи эксперимента была использована экспериментальная установка, позволяющая исследовать кинетику намагниченности с высоким временным разрешением. В основе экспериментальной установки лежала стандартная схема магнитооптических «pump-probe» измерений (Рис. 2.2) [142].

В данной схеме луч фемтосекундного титан-сапфирового лазера, усиленный в оптическом регенерационном усилителе, с длиной волны 800 нм, длительностью импульса 200 фс, частотой следования импульсов 100 кГц и интегральной мощностью излучения ≈ 700 мВт разделялся при помощи светоделительной пластинки (BS1 на Рис.2.2) на два луча: возбуждающий (pump) и детектирующий (probe) в соотношении 9:1. Проходя через расширители пучка BE1 и BE2, лучи попадали на линии задержки DL1 и DL2.

После прохождения линии задержки возбуждающий луч фокусировался в пятно диаметром 100-150 мкм на алюминиевую плёнку, нанесённую на полированную обратную сторону подложки образца, который находился в гелиевом криостате ($T = 4$ K) со сверхпроводящим соленоидом в геометрии Фарадея. Поверхностная плотность энергии в фокусном пятне могла

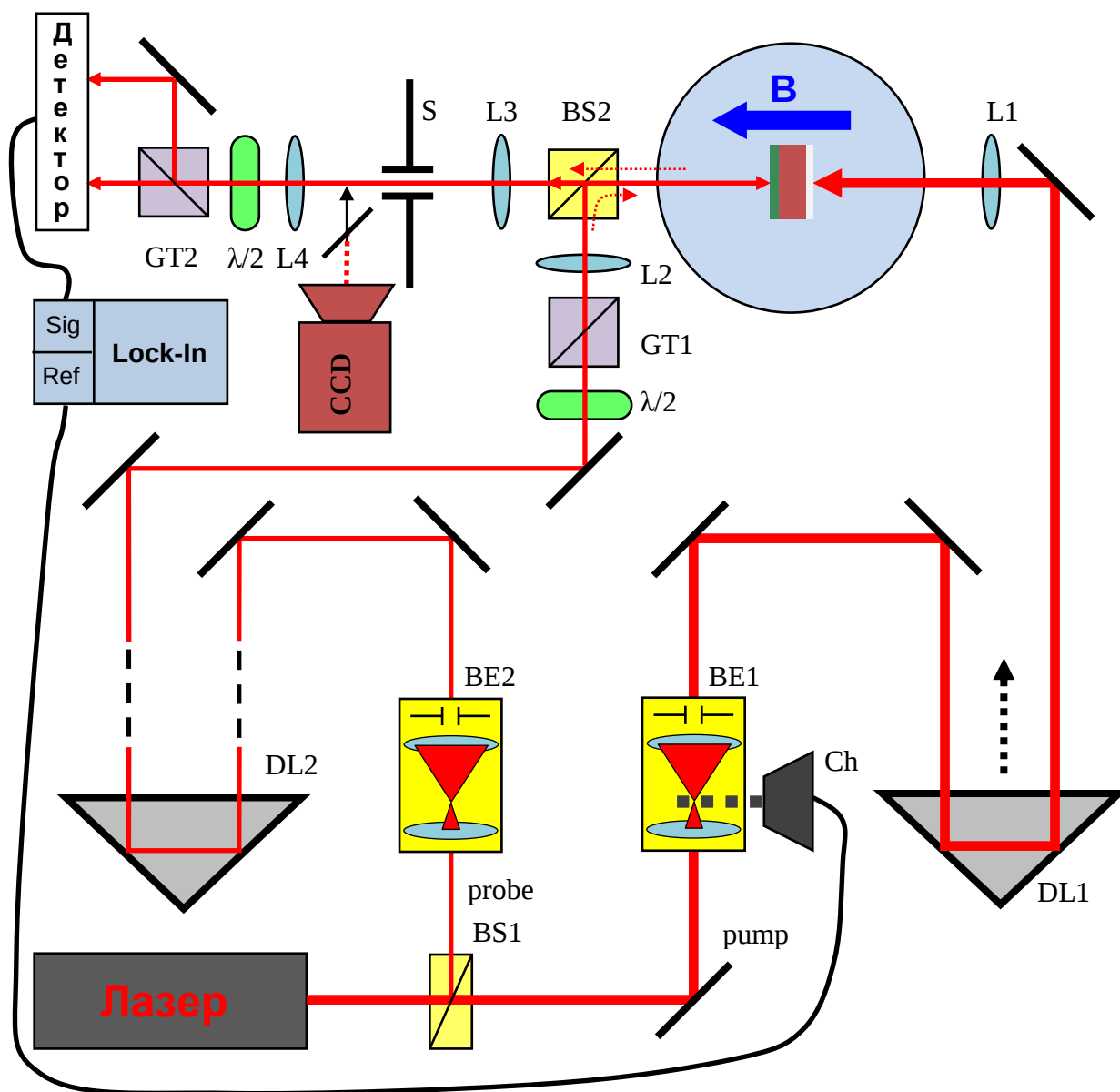


Рис. 2.2 Схема эксперимента.

достигать 13 мДж/см^2 . В результате сверхбыстрого термического расширения плёнки в образец впрыскивался пикосекундный импульс деформации, который распространялся по подложке в сторону ферромагнитной плёнки, входил в плёнку и, отразившись от её открытой поверхности с переменной фазы на π , возвращался в подложку.

Детектирующий луч, пройдя через фазовую пластинку $\lambda/2$ и поляризационную призму Глана-Тейлора GT1, фокусировался на образце со стороны слоя (Ga,Mn)As в точности напротив фокусного пятна возбуждающего луча. Диаметр фокусного пятна детектирующего луча составлял $\approx 50 \text{ мкм}$, а плотность энергии $< 0.1 \text{ мДж/см}^2$. Задержка детектирующего луча при прохождении DL2 ($\approx 20 \text{ нс}$) соответствовала времени пролета импульса деформации от алюминиевой плёнки через подложку толщиной 100 мкм до ферромагнитного слоя.

Отраженный от образца луч проходил через линзы L3 и L4, между которыми был установлен пространственный фильтр из двух скрещенных микрометрических щелей. Промежуточное фокусирование изображения пятна пробирующего луча в плоскости щелей, закрытых до размера $20 \times 20 \text{ мкм}^2$, позволяло исключить из детектируемого сигнала свет, отражённый от окон криостата или рассеянный на оптических элементах. После коллимирующей линзы L4 луч попадал на фазовую пластинку $\lambda/2$, которая поворачивала плоскость поляризации таким образом, чтобы последующая призма Глана-Тейлора GT2 разделяла его на лучи с s- и p-поляризациями равной интенсивности. Каждый из лучей фокусировался на фотодиоды балансного детектора, подключённого к синхронному усилителю Lock-in.

Временное разрешение обеспечивалось переменной линией задержки DL1, которая позволяла изменять задержку между возбуждающим и пробирующим лазерными импульсами с точностью до 100 фс при предельном временном окне измерений в 4 нс .

Для визуального контроля положения лучей на образце, а также для сведения лучей использовалась система визуализации, реализованная на базе

микроскопа, сопряжённого с видеокамерой на основе ПЗС-матрицы, и откидного зеркала, расположенного за пространственным фильтром.

2.2.3. Принцип детектирования кинетики намагниченности.

Стандартными и наиболее информативным методами детектирования кинетики намагниченности являются магнитооптические методы, при которых изменение намагниченности вызывает изменения поляризации света, отражённого от намагниченной среды или прошедшего через неё (магнитооптические эффекты Керра и Фарадея, соответственно). В данной Главе принцип детектирования основан на полярном магнитооптическом эффекте Керра, в котором линейно поляризованный лазерный луч, падающий по нормали на поверхность (Ga,Mn)As, отражался от неё с поворотом плоскости поляризации на угол пропорциональный нормальной компоненте намагниченности M_z . Поворот плоскости поляризации на угол α обусловлен магнитным циркулярным дихроизмом и определяется как:

$$\alpha = \arctan \left(\operatorname{Re} \left[i \frac{r^+ - r^-}{r^+ + r^-} \right] \right), \quad (2.3)$$

где r^+ и r^- — комплексные коэффициенты отражения света с правой и левой циркулярными поляризациями [143]. В результате поворота изменяется соотношение интенсивностей между s - и p -поляризованными лучами, что фиксируется балансным детектором.

При прецессии намагниченности будут наблюдаться осцилляции $\alpha(t)$, которые пропорциональны $M_z(t)$. Изменения компонент намагниченности, лежащих в плоскости слоя, в детектируемый сигнал входить не будут. Так как исследуемые плёнки не были предварительно намагничены в плоскости вдоль определенного направления, следовательно, намагниченность магнитных доменов, направленная вдоль одной из четырех легких осей, в плоскости усредняется и становится равной нулю. Таким образом, кинетический сигнал, связанный с полярным керровским эффектом, будет

отражать изменение во времени только нормальной компоненты намагниченности M_z .

В эксперименте мы измеряли дифференциальный керровский сигнал $\Delta\alpha(t) = \alpha(t) - \alpha_0$, где $\alpha(t)$ — временные изменения поворота плоскости поляризации, вызванные прецессией намагниченности, а α_0 — поворот в отсутствие прецессии. Чтобы улучшить соотношение сигнал-шум, возбуждающий импульс деформации луч модулировался с частотой 2 кГц при помощи оптомеханического модулятора Ch (см. рис. 2.2) а сигнал с балансного детектора подавался на вход Lock-in, синхронизованного с модулятором. Значения напряжения, выдаваемые синхронным усилителем, были переведены в углы поворота плоскости поляризации с помощью выражения

$$\Delta\alpha(t) = \frac{v_{Lock-in}(t)}{\sqrt{2} v_{DC}} \frac{\pi}{180}, \quad (2.4)$$

где $v_{Lock-in}(t)$ — переменная составляющая напряжения на выходе балансного детектора, которая отражает кинетику намагниченности, и именно она выделяется синхронным усилителем, v_{DC} — постоянная составляющая напряжения на выходе балансного детектора. В экспериментах с импульсами деформации отношение $v_{Lock-in}/v_{DC}$ имело порядок $\sim 10^{-5} \div 10^{-3}$, что характеризует относительную амплитуду измеряемого сигнала.

2.2.4. Исследуемые структуры.

Для представленных в этой главе экспериментов использовались структуры на основе $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, изготовленные в группе проф. Фурдины¹. Все структуры выращивались методом низкотемпературной молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs в направлении [001]. Для экспериментов с импульсами деформации подложки были отполированы до достижения толщины ≈ 100 мкм, а на полированную

¹ J.K. Furdyna, University of Notre Dame, Notre Dame, USA

поверхность напылялась однородная алюминиевая плёнка толщиной 100 нм. Были исследованы три плёнки $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ (2А, 2В и 2С) с различными толщинами ферромагнитных слоёв d и содержанием марганца x . Во всех исследованных структурах плотность дырок составляла $p \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$, а эпитаксиальная деформация $\varepsilon_{zz}^0 \approx 2 \times 10^{-3}$. Все основные свойства исследуемых структур сведены в *Таблицу 2*. Для получения информации о магнитных свойствах исследуемых плёнок, были проведены характеристические измерения, результатом которых являются стационарные кривые намагничивания.

Таблица 2.

	2А	2В	2С
$x, \%$	2.5	5	2.5
$p, \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$	3	3.5	3
Толщина, нм	97	200	300
$(4\pi M - B_{2\perp} + B_{2\parallel}), \text{ мТл}$	290	310	200
$(B_{4\perp} + B_{4\parallel}), \text{ мТл}$	420	130	510

§ 2.3. Основные экспериментальные результаты.

2.3.1. Стационарные кривые намагниченности.

При измерении стационарных кривых намагничивания мы детектировали угол поворота плоскости поляризации отражённого пробирующего луча в монотонно изменяющемся магнитном поле. Измеренные кривые, из которых был вычтен линейный парамагнитный вклад подложки и окон криостата, показаны чёрными точками на Рис. 2.3. Полученные зависимости типичны для слоёв $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$, у которых лёгкие оси лежат в плоскости (001) [120]. На всех трёх кривых в диапазоне $B \approx \pm(100 \div 150) \text{ мТл}$ наблюдаются незначительные пики или провалы, обусловленные эффектами оптической интерференции [120].

Стационарные кривые характеризуют свойства магнитокристаллической анизотропии, и из них можно получить информацию о том, на какой угол

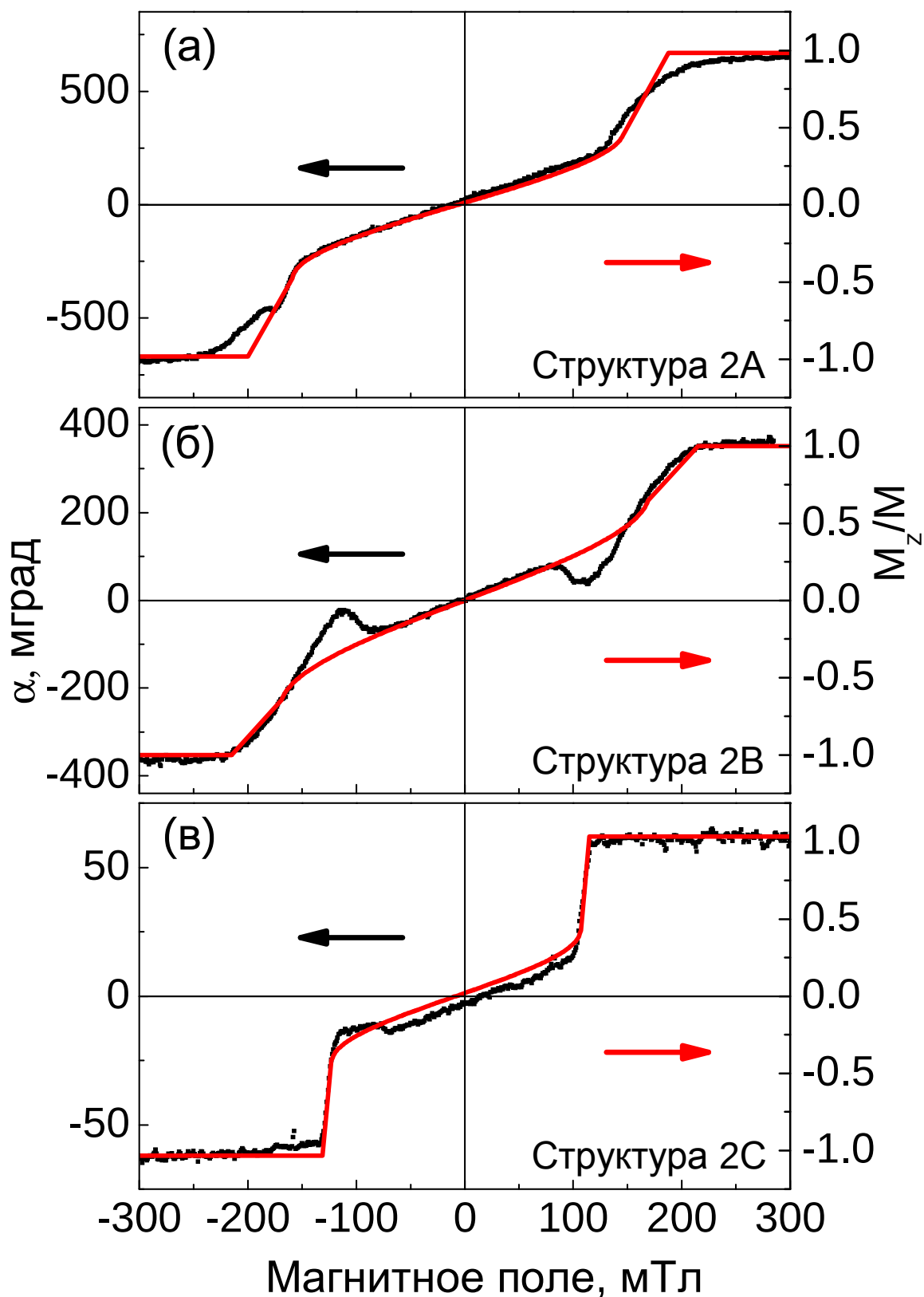


Рис. 2.3. Стационарные кривые намагниченности исследуемых ферромагнитных плёнок а) 2А; б) 2В и в) 2С. Чёрными точками показаны результаты измерений угла керровского вращения, а красными линиями показаны расчётные кривые, полученные при минимизации свободной энергии.

отклоняется намагниченность под действием магнитного поля, а также о полях магнитокристаллической анизотропии. Так как в насыщении (при $|B| > 200$ мТл) вектор намагниченности сонаправлен с вектором магнитного поля, и $M_z = M$, то, нормировав кривую, получим по оси ординат значения $M_z/M = \cos(\theta)$. Для получения информации об одноосной и кубической анизотропии исследуемых структур необходимо минимизировать свободную энергию из (2.1а) относительно θ при разных значениях $\vec{B}$ и аппроксимировать измеренные кривые полученными значениями [144]. Подгоночными параметрами будут являться значения выражений $(4\pi M - B_{2\perp} + B_{2\parallel})$ и $(B_{4\perp} + B_{4\parallel})$, входящие в выражение (2.1) [144]. На Рис. 2.3 красными линиями показаны аппроксимирующие кривые, рассчитанные для каждого образца. Полученные значения подгоночных параметров сведены в *Таблицу 2*.

Анализ кривых намагниченности показывает, что в структуре 2С по сравнению с остальными наиболее сильный вклад кубических полей анизотропии. Это видно по скачкообразному переходу намагниченности в насыщение в районе 115 мТл. Доминирование кубической анизотропии обычно наблюдается в структурах с относительно малой концентрацией марганца ($x < 3\%$), при которой тетрагональная дисторсия кристалла ещё очень слабая и не вносит заметного вклада в анизотропию [144]. В структуре 2В напротив — высокая концентрация марганца приводит к значительному различию в постоянных решётках ферромагнитной плёнки и подложки, в результате чего эффект кубической анизотропии снижается, и доминирует одноосная перпендикулярная анизотропия. Это выражается в слабом изменении наклона кривой намагниченности и переходе в насыщение в более высоких полях (215 мТл). В структуре 2А концентрация Мп такая же, как и в 2С, но вследствие меньшей толщины влияние одноосной анизотропии выражено сильнее, а кубическая анизотропии ослаблена.

Исходя из анализа стационарных кривых, можно ожидать, что в выбранной геометрии эксперимента кинетический сигнал будет сильнее в структурах 2А и 2В нежели в 2С.

2.3.2. Кинетические сигналы, индуцированные пикосекундными импульсами деформации.

Кинетические сигналы угла керровского вращения характеризуют временную эволюцию прецессии намагниченности (Ga,Mn)As, которая вызвана пикосекундными импульсами деформации. На Рис. 2.4 представлены сигналы, полученные от трёх исследуемых образцов при плотности возбуждения 3 мДж/см^2 в магнитном поле 100 мТл.

В зависимости от положения импульса деформации в плёнке каждый сигнал можно разделить на три временных интервала: до входа импульса в ферромагнитный слой, распространение импульса деформации непосредственно в (Ga,Mn)As и временной интервал, когда импульс покинул плёнку. На Рис. 2.4 момент входа импульса деформации в ферромагнитный слой принимается за $t = 0$. Первый временной отрезок при $t < 0$ соответствует распространению импульса деформации в подложке. На данном отрезке наблюдаются высокочастотные осцилляции ($\approx 44 \text{ ГГц}$) относительно низкой амплитуды, которые обусловлены бриллюэновским рассеянием света пробирующего луча на импульсе деформации (см. п.п.1.1.2.), причём данные осцилляции могут проявляться и после выхода импульса из слоя до тех пор, пока он не пройдёт расстояние большее, чем глубина поглощения света.

Существует несколько причин появления данных осцилляций в керровском сигнале: магнитный циркулярный дихроизм подложки, неидеальный баланс детектора. Эти факторы были подробно рассмотрены в [145]. Можно определённо сказать, что наличие бриллюэновских осцилляций в сигнале керровского вращения на этом временном интервале не связано с модуляцией M_z , так как они присутствуют ещё до входа импульса

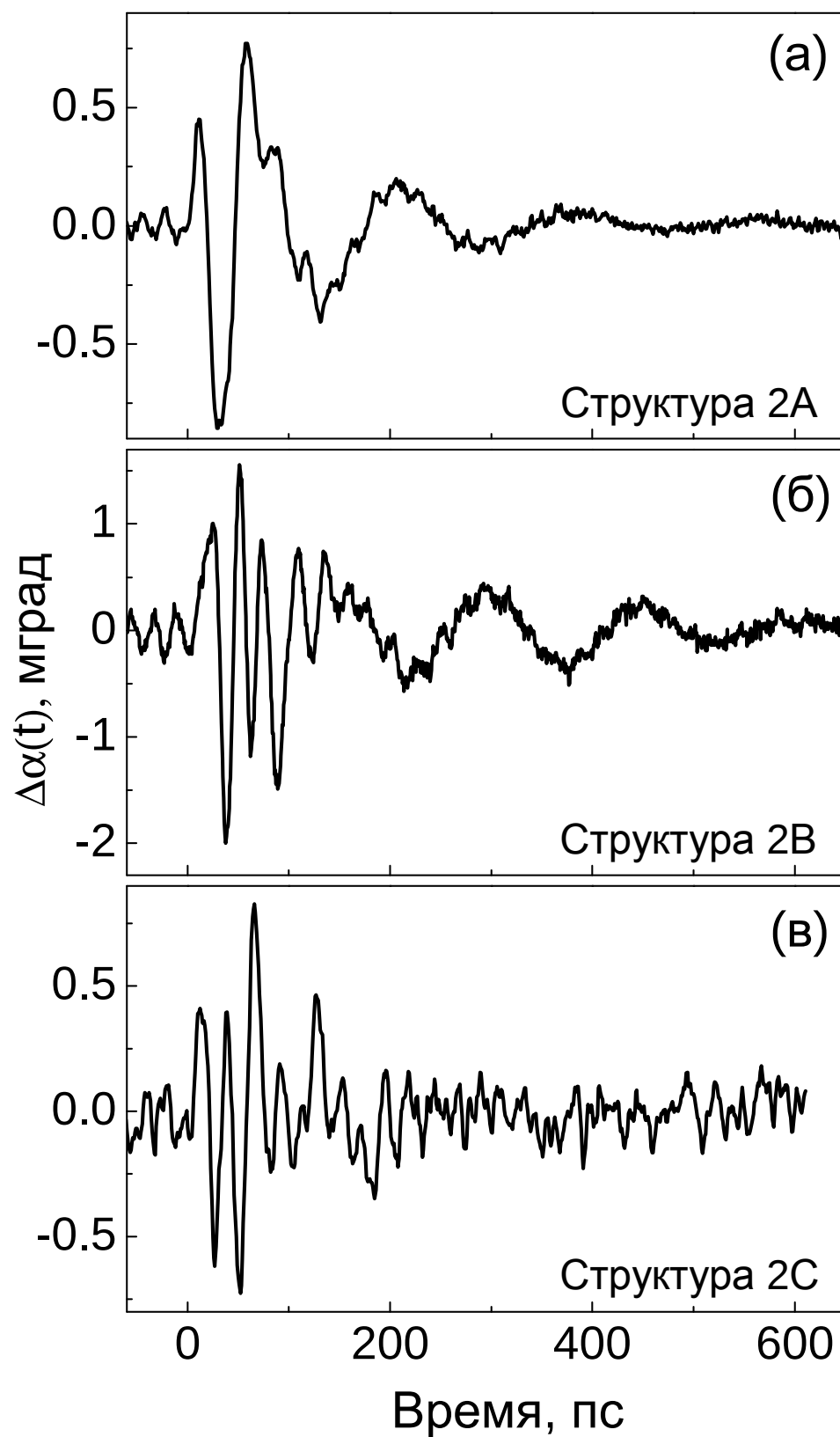


Рис. 2.4. Кинетические экспериментальные сигналы, отражающие эволюцию прецессии намагниченности в исследуемых структурах а) 2А; б) 2В; в) 2С. Кривые измерены в магнитном поле 100 мТл при плотности возбуждения 3 мДж/см².

деформации в ферромагнитный слой, а потому не представляют для нас интереса.

Второй временной интервал соответствует распространению импульса деформации внутри магнитного слоя. При $t = 0$ импульс деформации вошёл в ферромагнитный слой, затем достиг границы (Ga,Mn)As/He и, отразившись от неё с переменной фазы на π , вновь вернулся в подложку. Высокочастотные осцилляции с большой амплитудой, характерные для этой части сигнала, имеют ту же природу, что и описанные ранее, а также еще могут отражать модуляцию толщины ферромагнитной пленки. Существенное увеличение их амплитуды связано с тем, что в ферромагнитном материале магнитный циркулярный дихроизм выражен значительно сильнее. Подробно этот эффект, который не является объектом нашего исследования, рассмотрен в [145, 146]. Стоит отметить, что длительность временного интервала, в течение которого наблюдаются данные осцилляции, хорошо согласуется с расчетным временем распространения импульса деформации в исследуемых ферромагнитных плёнках и напрямую зависит от их толщины.

Основной результат данной работы проявляется на третьем временном интервале, который начинается сразу после того, как импульс деформации покинул ферромагнитный слой. На данном участке наблюдаются долгоживущие низкочастотные осцилляции (≈ 6 ГГц) с большим временем жизни. Так как колебания живут довольно долгое время после ухода импульса деформации, а частота совпадает с частотой ферромагнитного резонанса в подобных структурах [117], они могут быть обусловлены только когерентной прецессией намагниченности, возбуждённой пикосекундным импульсом деформации [147]. Именно третья часть сигнала будет объектом нашего дальнейшего анализа в данной Главе.

Из сравнения кинетических сигналов, полученных от разных образцов, можно увидеть, что в структуре 2С осцилляции намагниченности имеют наименьшую амплитуду, а в структуре 2А они очень быстро затухают. Напротив, в структуре 2В изменения керровского сигнала, вызванные

прецессией намагниченности, имеют наибольшую амплитуду и время жизни, поэтому все последующие результаты и их анализ будут представлены именно для этой структуры.

Стоит отметить, что прецессия намагниченности может быть вызвана не только импульсом деформации, но и тепловым импульсом, который также генерируется в алюминиевой плёнке под действием оптического возбуждения. Оценим вклад теплового импульса в детектируемый сигнал.

2.3.3. Вклад теплового импульса в кинетический сигнал.

Тепловой импульс — это поток некогерентных баллистических фононов, который следует за импульсом деформации с задержкой ~ 100 пс, и имеет длительность более 200 пс, зависящую от мощности возбуждения [148]. В отличие от когерентного импульса деформации, продольные фононы теплового импульса распространяются под некоторым углом к направлению [001] в связи с эффектами фокусировки [149, 150]. Следовательно, размер пятна баллистических фононов теплового импульса должен значительно превышать размер пятна когерентных фононов при достижении ферромагнитного слоя.

Для того, чтобы экспериментально обнаружить влияние теплового импульса на наблюдаемый сигнал, были проведены измерения, в которых фокусное пятно возбуждающего луча смещалось относительно пятна детектирующего луча. В такой геометрии исключается влияние импульса деформации на наблюдаемый сигнал, но влияние теплового импульса должно оставаться. На Рис. 2.5. чёрной кривой показан сигнал, когда детектирующий и возбуждающий лучи находятся точно друг напротив друга.

Красные и синие кривые соответствуют смещению фокусного пятна возбуждения (диаметр 100 мкм) на 50 и 100 мкм по горизонтали соответственно (результаты при вертикальном смещении идентичны показанным на Рис.2.5). Из Рис.2.5 видно, что при частичном перекрытии (разведение лучей ± 50 мкм) амплитуда осцилляций намагниченности

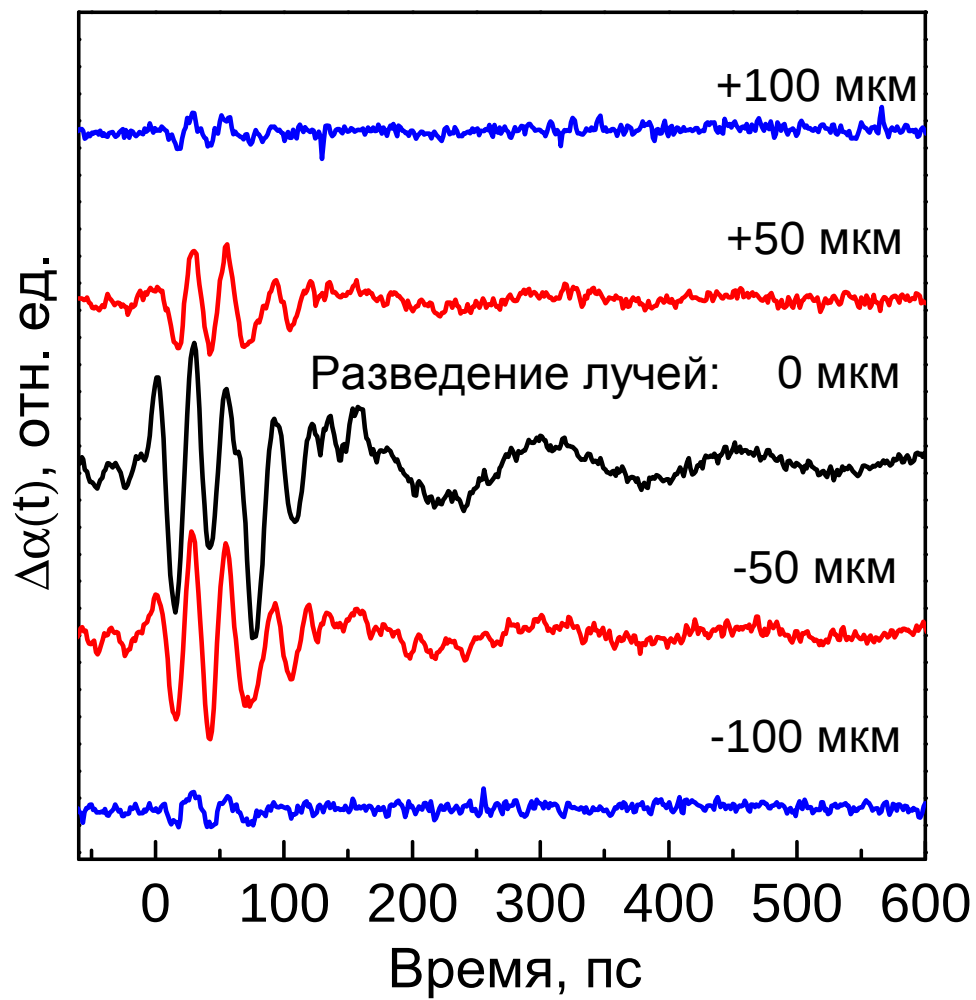


Рис. 2.5 Сравнение амплитуды сигнала при сдвиге фокусного пятна возбуждающего луча относительно пробирующего. Измерения проводились в поле 100 мТл при плотности возбуждения 3 мДж/см².

значительно ослабевает, а в случае полного разведения лучей (± 100 мкм) низкочастотные осцилляции пропадают полностью. Таким образом, мы экспериментально показали что в представленных результатах влияние теплового импульса на когерентную прецессию намагниченности пренебрежимо мало.

2.3.4. Зависимости от плотности возбуждения.

Была исследована зависимость сигналов керровского вращения от плотности возбуждения. На Рис. 2.6(а). видно, что с ростом плотности возбуждения амплитуда низкочастотных колебаний растёт, причём растёт линейно во всём диапазоне возбуждения, как это показано на зависимости амплитуды первой низкочастотной осцилляции с максимумом в окрестности $150 \div 170$ пс (Рис. 2.6(б)).

Однако, при плотности возбуждения > 4 мДж/см² начинают играть роль дисперсия и нелинейные процессы при распространении фононов. Эти эффекты ведут к формированию пакетов акустических солитонов, которые распространяются быстрее скорости звука и существенно изменяют пространственный профиль импульса деформации [49, 50]. В результате, сигналы, измеренные при высокой плотности возбуждения, смещаются по временной шкале влево (за $t = 0$ здесь принимается момент входа линейного импульса деформации в ферромагнитный слой, он показан вертикальной штриховой линией на Рис.2.6(а)), а первая осцилляция, обусловленная прецессией намагниченности, в таких сигналах смещается от нуля вправо. Это связано с существенным увеличением пространственного размера импульса деформации.

Увеличение размера импульса деформации значительно усложняет анализ результатов, так как для этого необходимо рассматривать процесс формирования солитонов и изменение формы импульса деформации при распространении в подложке с учётом высоких порядков нелинейности и

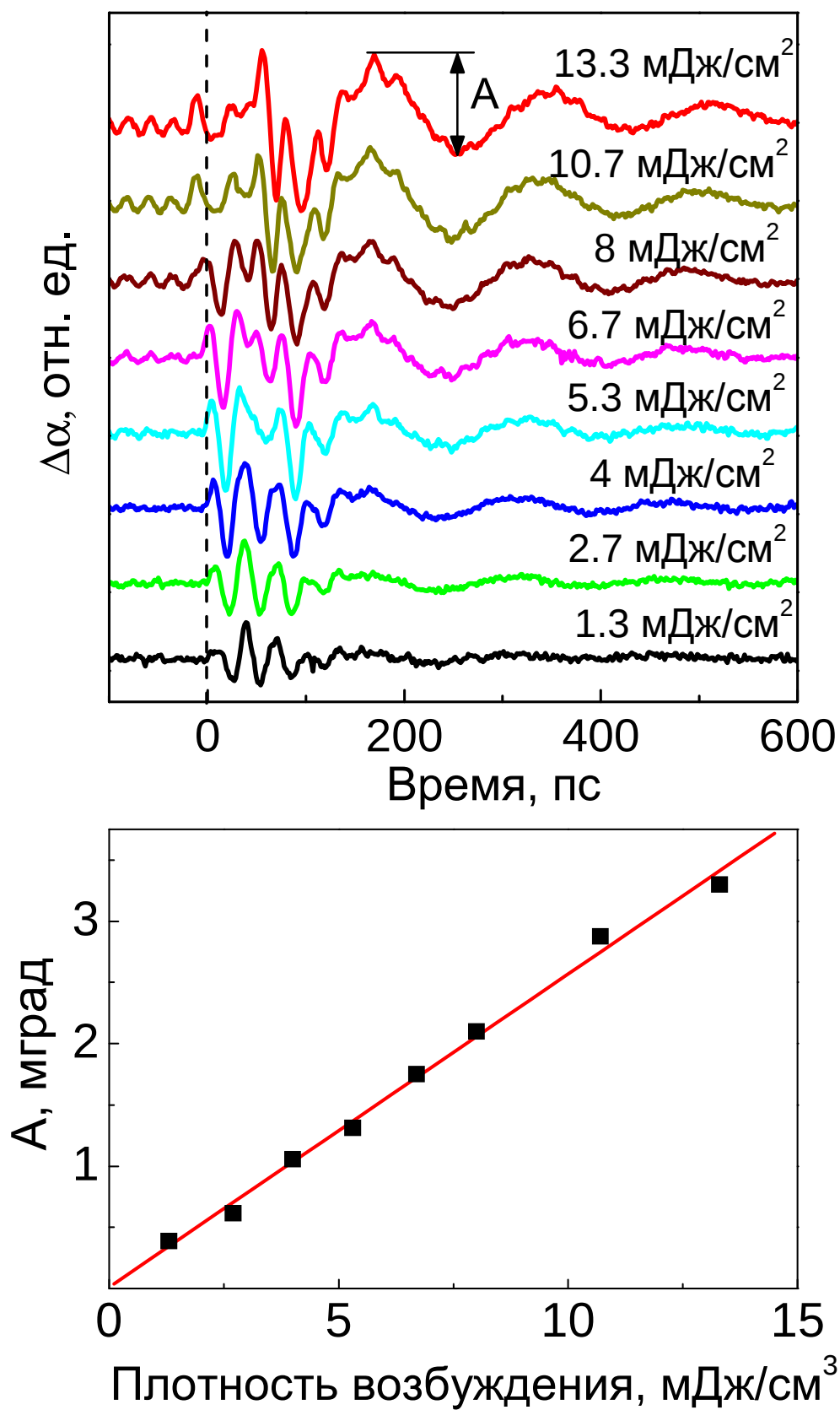


Рис. 2.6. Зависимость от плотности позбуждения а) измеряемых сигналов и б) амплитуды первой осцилляции.

дисперсии. Потому все дальнейшие измерения в данной работе проводились при низкой плотности возбуждения (3 мДж/см^2), при которой импульс деформации не изменяется в процессе распространения через подложку толщиной 100 мкм и имеет форму, показанную на Рис.2.1(г).

2.3.5. Полевые зависимости кинетических сигналов.

На Рис. 2.7. представлены полевые зависимости кинетических сигналов, полученных от структуры 2В. Видно, что с изменением поля происходят значительные изменения частоты и амплитуды сигнала. При $B = 0 \text{ мТл}$ амплитуда осцилляций, обусловленных прецессией намагниченности, пренебрежимо мала. Это связано с тем, что в рассматриваемых условиях (образец не намагничен в плоскости, намагниченность плёнки из-за доменной структуры равна нулю) даже в случае возбуждения когерентной прецессии намагниченности за счет отклонения $\vec{M}$ в плоскости слоя, усредненная проекция M_z будет равна нулю.

С увеличением магнитного поля амплитуда осцилляций растёт до тех пор, пока поле не достигнет значений $B \approx 100 \text{ мТл}$, после которых наблюдается спад амплитуды, и уже при сильных полях, $B > 200 \text{ мТл}$, намагниченность выстраивается вдоль поля ($\theta \rightarrow 0$), и осцилляции M_z снова исчезают. Таким образом, сдвиг $\vec{M}$ из равновесного положения и последующая прецессия, вызванные импульсом деформации, наиболее заметны, когда равновесное положение намагниченности уже выведено из плоскости, но еще не достигло насыщения, то есть определяется балансом внешнего поля и магнитной анизотропии.

Подробный анализ динамики намагниченности и полевой зависимости $\Delta\alpha(t)$ приведен в следующем параграфе.

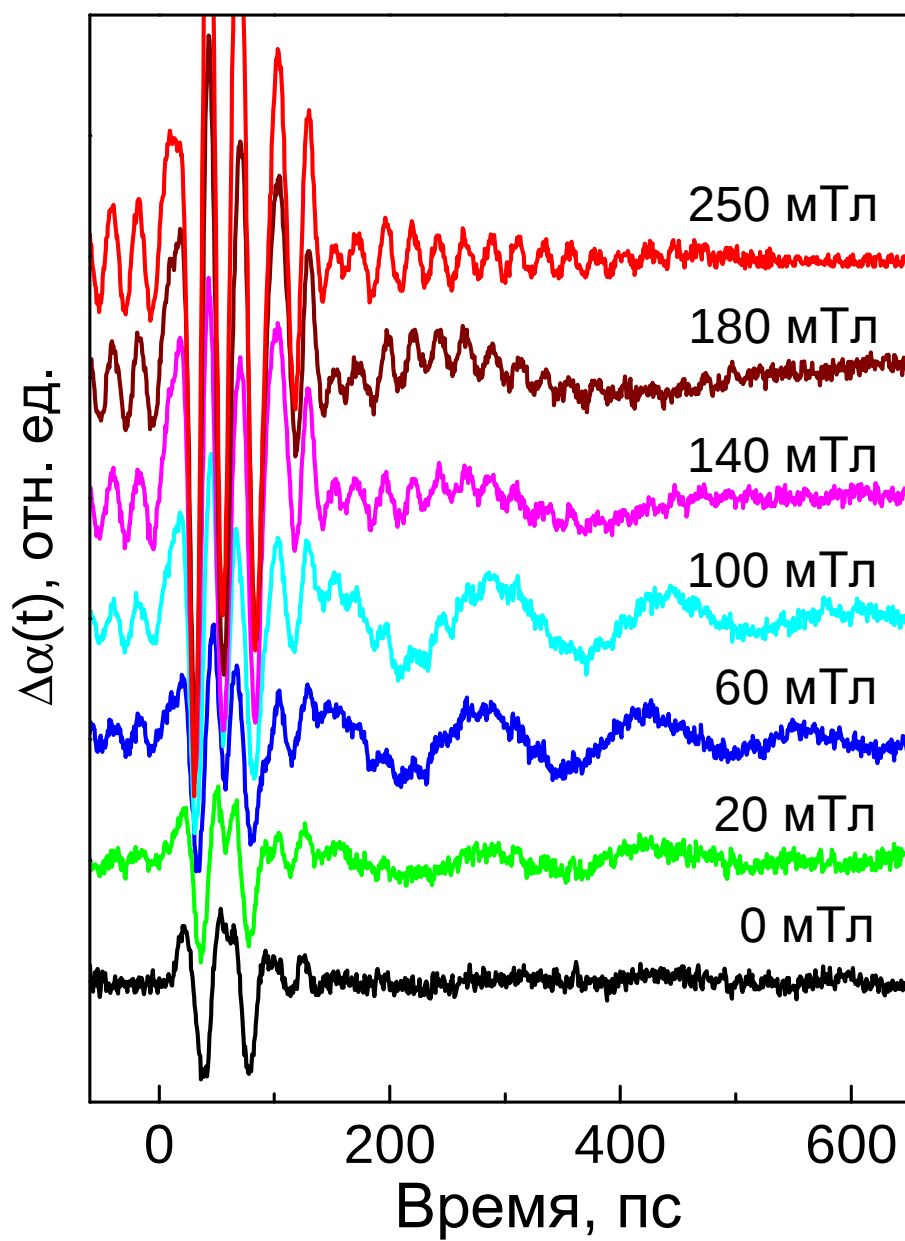


Рис. 2.7. Полевая зависимость динамических сигналов, измеренная при плотности возбуждения 3 мДж/см².

§ 2.4. Обсуждение экспериментальных результатов.

В данном параграфе описан механизм воздействия импульса деформации на магнитокристаллическую анизотропию ферромагнитной плёнки (Ga,Mn)As. Мы анализируем результаты, полученные при исследовании структуры 2В, но стоит иметь в виду, что представленные ниже рассуждения в равной степени справедливы и для других исследованных структур. Цель данного анализа — определить степень воздействия динамической деформации на магнитокристаллическую анизотропию.

2.4.1. Механизм возбуждения прецессии намагниченности.

Анализ динамики намагниченности осуществлялся с использованием однодоменной модели. В рамках данной модели мы рассматриваем намагниченность ферромагнитной плёнки, равную намагниченности насыщения M_S , которая отклоняется из плоскости внешним магнитным полем $\vec{B}$, и лежит в равновесии под углом θ к нормали (ось z на Рис. 2.8) вдоль $\vec{B}_{эфф}$. Величина угла θ определяется как внешним магнитным полем, так и полями МКА, в первую очередь величиной одноосного перпендикулярного поля анизотропии $B_{2\perp}$.

С приходом в слой импульса деформации равновесие нарушается, и изменяется направление $\vec{B}_{эфф}$. Пока импульс распространяется в (Ga,Mn)As, происходит непрерывное изменение магнитокристаллической анизотропии, и как следствие, изменение направления эффективного поля. Так как эти изменения происходят быстрее характерного времени поперечной релаксации, равновесный поворот вектора намагниченности вслед за эффективным полем невозможен. Поэтому $\vec{M}$ начинает прецессировать вокруг непрерывно изменяющегося направления $\vec{B}_{эфф}$, и траектория

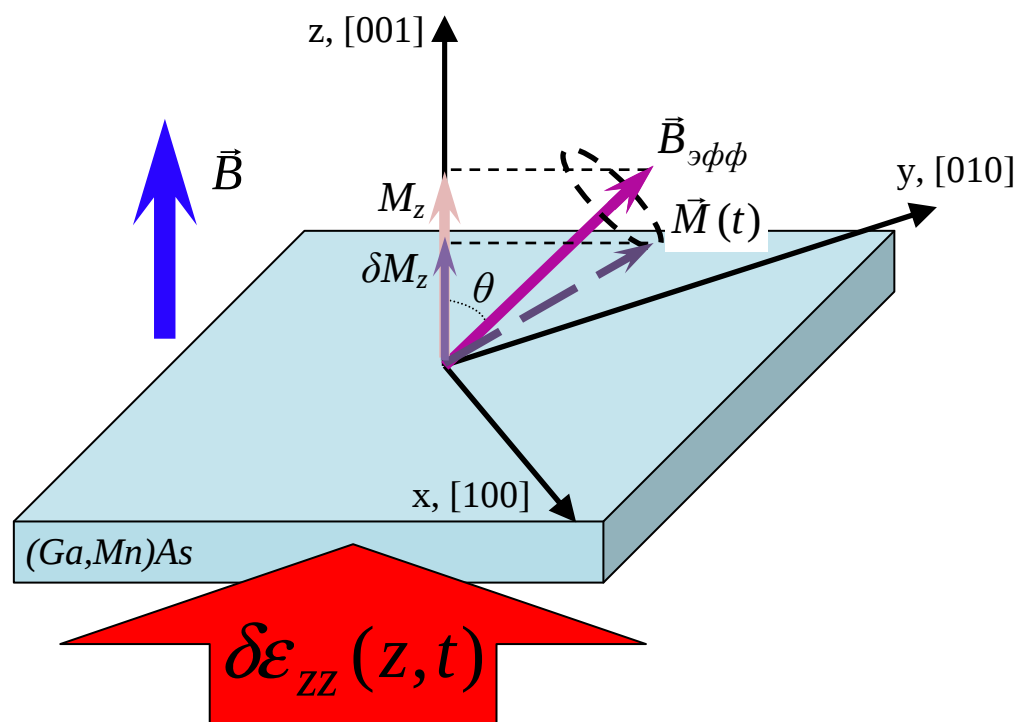


Рис. 2.8. Прецессия намагниченности

намагниченности оказывается довольно сложной. В момент выхода импульса из ферромагнитного слоя $\vec{B}_{эфф}$ возвращается к первоначальному положению, но $\vec{M}$ уже от него отклонена на некоторый угол. Дальнейшая прецессия $\vec{M}$ вокруг уже равновесного направления $\vec{B}_{эфф}$ будет продолжаться до тех пор, пока в результате поперечной релаксации намагниченность не выстроится вдоль равновесного направления.

2.4.2. Распространение импульса деформации в ферромагнитном слое.

При прохождении импульса через исследуемую плёнку в прямом и обратном направлениях в каждой её точке происходит непрерывное изменение деформации, приводящее к разному отклонению намагниченности. Анализ подобного воздействия довольно сложен, и, чтобы упростить его, мы будем считать, что плёнка однородная, а импульс деформации вызывает относительное изменение её толщины во времени, равное:

$$\bar{\varepsilon}(t) = \frac{\Delta d(t)}{d} = \frac{1}{d} \int_0^d \varepsilon_{zz}(z, t) dz, \quad (2.5)$$

где d — толщина ферромагнитного слоя, $\Delta d(t)$ — изменение толщины слоя под действием импульса деформации, $\varepsilon_{zz}(z, t)$ — пространственно-временной профиль импульса деформации. Импульс $\varepsilon_{zz}(z, t)$, чей профиль представлен на Рис. 2.1(б), распространяется в плёнке (Ga,Mn)As толщиной 200 нм со скоростью звука 4.8 км/с и вызывает относительное изменение толщины ферромагнитного слоя $\bar{\varepsilon}(t)$, показанное сплошной линией на Рис.2.9(а). Форма кривой $\bar{\varepsilon}(t)$ объясняется характером распространения импульса деформации в ферромагнитном слое.

Когда импульс деформации достиг ферромагнитной плёнки, и его компрессионная часть полностью вошла в плёнку (1 на Рис.2.9(б)), наблюдается минимум кривой на Рис. 2.9(а). После того, как весь импульс

деформации, состоящий из компрессионной и декомпрессионной частей равной протяжённости, полностью вошёл в плёнку (2 на Рис.2.9(б)), относительное изменения толщины пленки равно нулю (2 на Рис.2.9(а)). Дойдя до границы (Ga,Mn)As/He, импульс деформации отразится от неё. Из-за большого различия в акустических импедансах гелия и (Ga,Mn)As, отражение акустических волн от границы раздела произойдёт с изменением фазы на π . А это значит, что компрессионная часть импульса деформации после отражения станет декомпрессионной, и на интервале $t_3 < t < t_4$ (3 на Рис.2.9(а), (б)) отражённая часть импульса, перекроется с набегающей. Дальнейшие изменения толщины плёнки (4 и 5 на Рис.2.9(а)) могут быть объяснены по аналогии с уже описанными (1 и 2 на Рис.2.9(а)).

2.4.3. Влияние импульса деформации на магнитокристаллическую анизотропию. Моделирование прецессии намагниченности.

Изменяющаяся во времени деформация плёнки $\varepsilon(t)$ приводит к модуляции $B_{2\perp}$. В результате происходит отклонение эффективного поля $\vec{B}_{эфф}$ на некоторый угол $\Delta\theta_\varepsilon$ и, в конечном итоге, выход намагниченности из равновесного положения. При малых возмущениях, когда $\varepsilon(t) \ll \varepsilon_{zz}^0$ (ε_{zz}^0 — эпитаксиальная деформация), можно считать, что угол отклонения эффективного поля пропорционален приложенной деформации:

$$\Delta\theta_\varepsilon(t) = \frac{d\theta}{d\varepsilon_{zz}} \varepsilon(t) = \frac{d\theta}{dB_{2\perp}} \frac{dB_{2\perp}}{d\varepsilon_{zz}} \varepsilon(t). \quad (2.6)$$

Таким образом, необходимо определить значения величин $d\theta/dB_{2\perp}$ и $dB_{2\perp}/d\varepsilon_{zz}$. Они могут быть рассчитаны как в рамках микроскопической модели, описанной в [99], так и с использованием феноменологического подхода из стационарных кривых намагничивания путём минимизации свободной энергии. Теоретические расчёты, основанные на микроскопических представлениях о природе ферромагнетизма в (Ga,Mn)As,

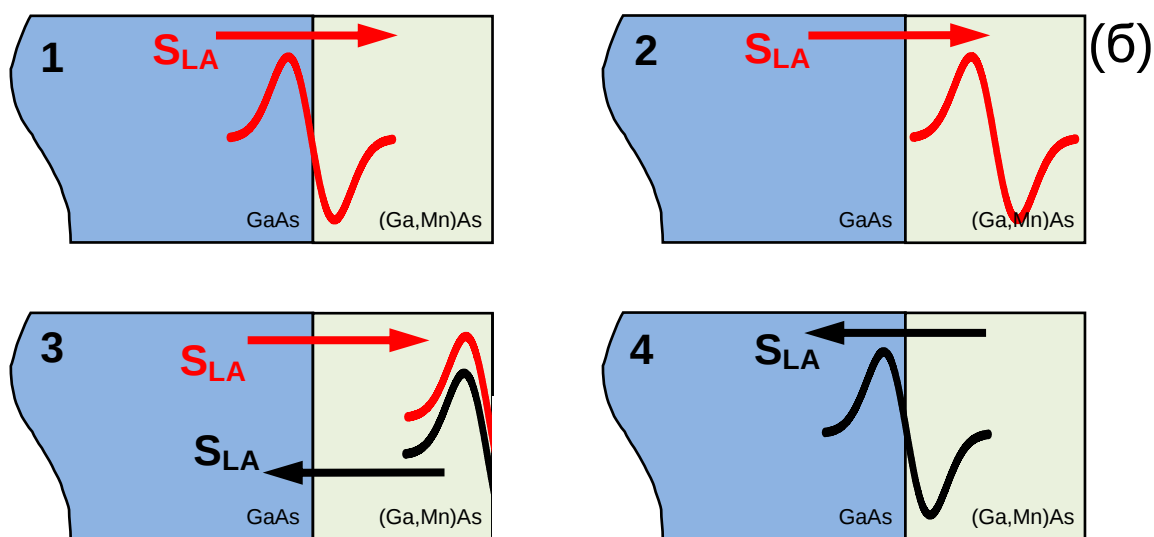
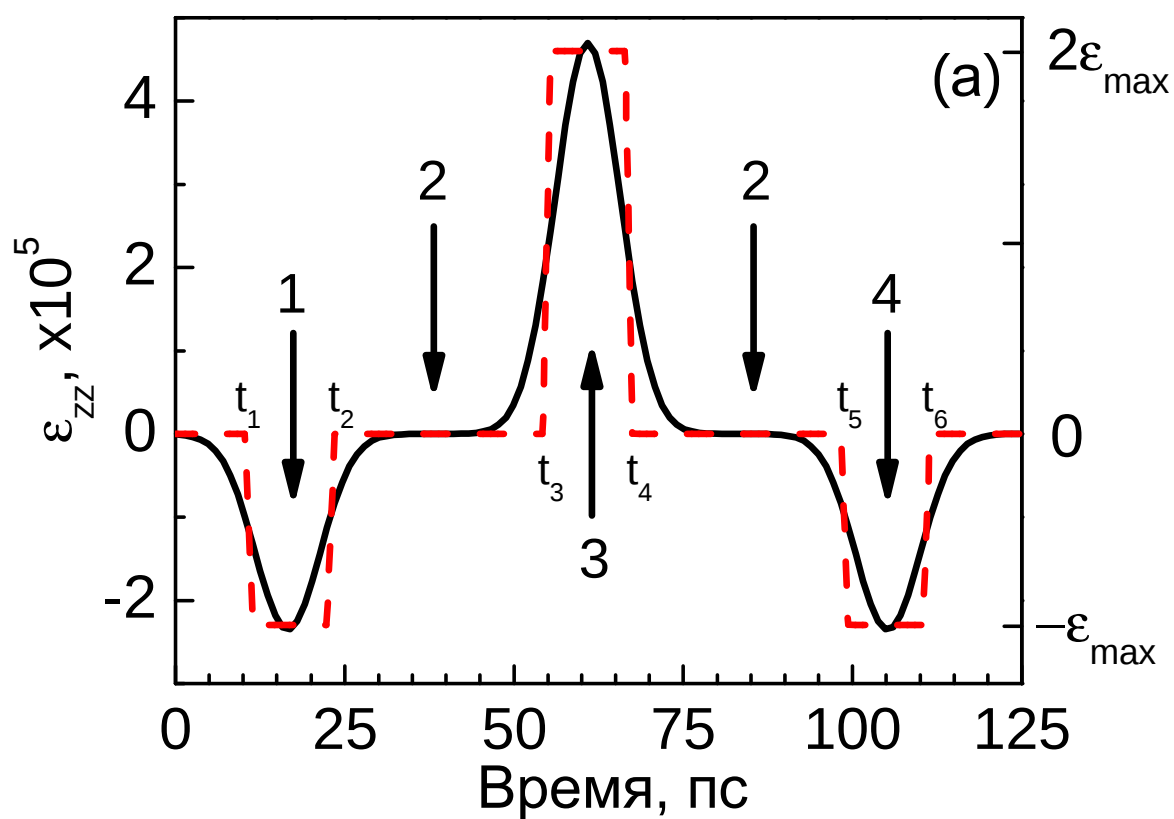


Рис. 2.9. а) Относительное изменение ширины ферромагнитного слоя (чёрная линия), аппроксимация ступенчатой функцией (красная линия); б) пояснение к графику.

довольно сложны и не являются целью данной работы. Потому для объяснения экспериментальных результатов будет использоваться феноменологический подход, при котором состояние магнитной системы описывается минимумом свободной энергии (см. выражения (2.1) и (2.2)).

Угол θ_0 , при котором $F(\theta_0)$ минимальна, определяет направление $\vec{B}_{эфф}$. Таким образом, решая уравнение $dF(\theta)/d\theta = 0$ (см. выражение (2.1)) относительно θ , получим зависимость $\theta_0(B, B_{2\perp})$. Считая, что поле одноосной перпендикулярной анизотропии не зависит от внешнего поля, найдём

$$\frac{d\theta}{dB_{2\perp}}(B) = \frac{B}{(4\pi M - B_{2\perp})^2 \sqrt{1 - \frac{B^2}{(4\pi M - B_{2\perp})^2}}}. \quad (2.7)$$

Так как $dB_{2\perp}/d\varepsilon_{zz}$ не зависит от поля, то $\frac{d\theta}{d\varepsilon_{zz}}(B) = \frac{dB_{2\perp}}{d\varepsilon_{zz}} \frac{d\theta}{dB_{2\perp}}(B)$ будет изменяться по тому же закону, что и $d\theta(B)/dB_{2\perp}$, с точностью до постоянного множителя. Как видно из Рис. 2.10(а), где зависимость (2.7) показана красной сплошной линией, $d\theta(B)/d\varepsilon_{zz}$ растёт с полем, но при значении ≈ 170 мТл появляется разрыв кривой, и в более высоких полях все значения $d\theta(B)/d\varepsilon_{zz}$ обращаются в ноль [147]. Разрыв обусловлен тем, что при $B = 170$ мТл намагниченность совершает скачок и становится параллельной $\vec{B}$, и дальнейшее отклонение $\vec{M}$ импульсом деформации невозможно [141].

Целью анализа является нахождение численного значения $dB_{2\perp}/d\varepsilon_{zz}$, для чего необходимо сравнить расчётную зависимость $d\theta(B)/dB_{2\perp}$, определяемую выражением (2.7), с $d\theta(B)/d\varepsilon_{zz}$, значения которой могут быть получены на основе экспериментальных кривых.

Для нахождения $d\theta(B)/d\varepsilon_{zz}$ из эксперимента необходимо провести численное моделирование динамики намагниченности и аппроксимировать

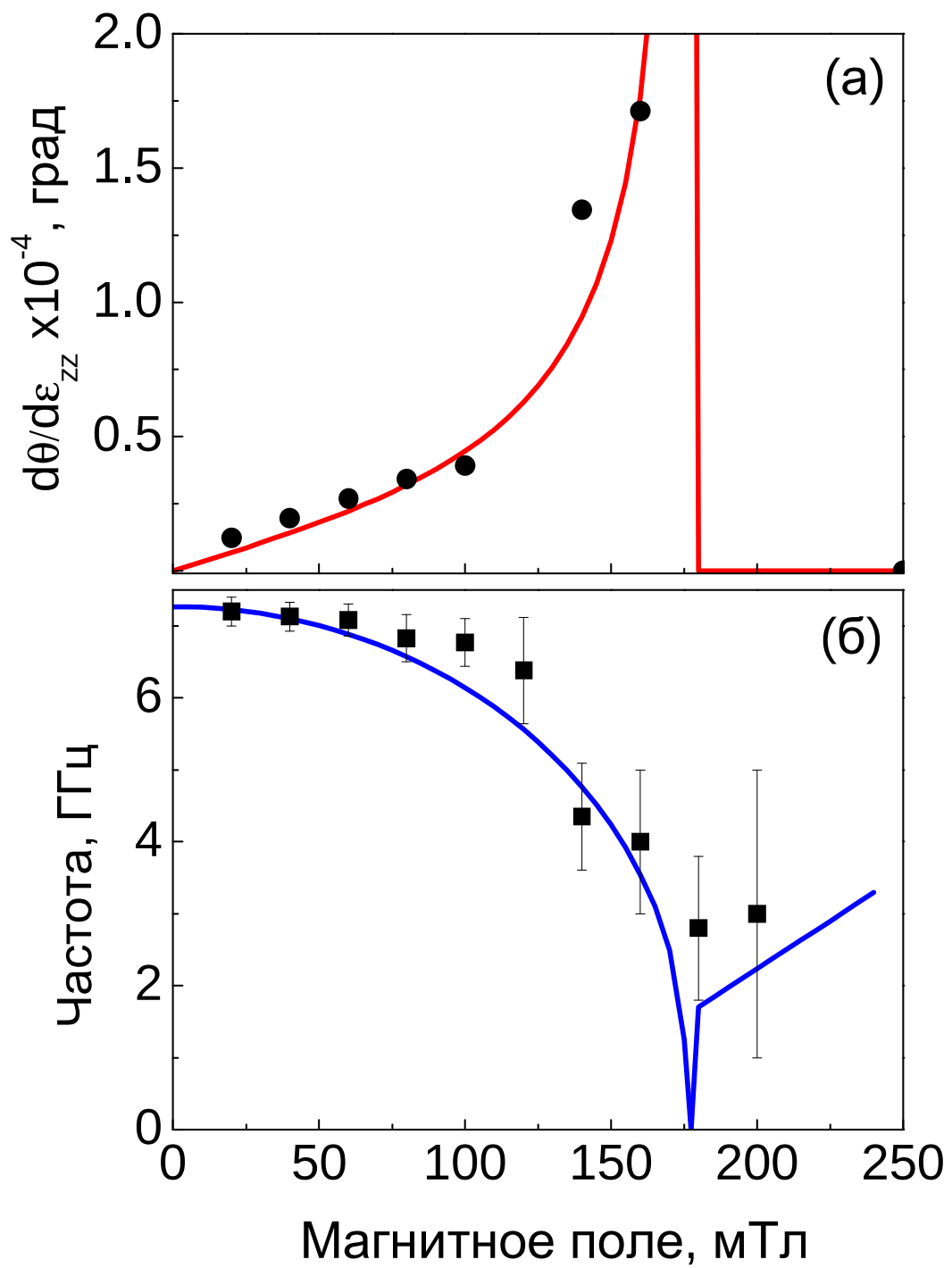


Рис. 2.10. Сравнение экспериментальных и теоретических полевых зависимостей
а) $d\theta(B)/d\varepsilon_{zz}$ и б) частоты прецессии намагниченности.

полученными кривыми экспериментальные данные, измеренные в разных магнитных полях (см. Рис.2.7). Моделирование динамики намагниченности заключается в том, чтобы на основании рассуждений из п.п. 2.4.1 описать прецессию $\vec{M}$, инициированную импульсом деформации. Для упрощения модели $\varepsilon(t)$ аппроксимирована комбинацией ступенчатых функций (штриховая линия на Рис.2.9(a)). В результате мы получим для анализа последовательность временных интервалов, на которых деформация постоянна.

До того, как импульс деформации вошёл в ферромагнитный слой ($t < t_1$, на Рис. 2.9(a)), его деформация равна нулю $\varepsilon(t) = 0$, а намагниченность параллельна $\vec{B}_{\text{эфф}}(\theta_0)$ и лежит под углом θ_0 к нормали плёнки. В момент $t = t_1$ деформация становится равной $\varepsilon(t_1) = -\varepsilon_{\text{max}}$, а эффективное поле отклоняется от равновесной ориентации на угол $\Delta\theta_1 = \frac{d\theta}{d\varepsilon_{zz}}\varepsilon(t_1)$ в соответствии с выражением (2.6). Вслед за этим начнётся прецессия намагниченности вокруг нового положения $\vec{B}_{\text{эфф}}(\theta_0 + \Delta\theta_1)$ и будет продолжаться вплоть до $t = t_2$, когда деформация плёнки обратится в ноль. Тогда эффективное поле вернётся в исходное положение, но намагниченность ему уже будет не параллельна, и потому продолжит прецессию. Но осью прецессии на временном интервале $t_2 < t < t_3$ уже будет $\vec{B}_{\text{эфф}}(\theta_0 + \Delta\theta_2)$, где $\Delta\theta_2 = \frac{d\theta}{d\varepsilon_{zz}}\varepsilon(t_2) = 0$. При $t = t_3$ деформация вновь изменит значение, а вслед за ним изменится ось прецессии, и описанный выше процесс повторится аналогичным образом. Когда импульс деформации выйдет из ферромагнитного слоя ($t > t_6$), будет наблюдаться затухающая прецессия намагниченности, обусловленная возвращением намагниченности в равновесное состояние.

Моделирование траектории намагниченности с переменным положением оси прецессии производилось с использованием матриц поворота [151]. Оси координат были выбраны таким образом, что в

равновесии вектор намагниченности имел координаты $\vec{M}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ M_S \sin \theta_0 \\ M_S \cos \theta_0 \end{pmatrix}$.

Тогда на интервале $t_1 < t < t_2$ прецессия вектора описывается выражением

$$\vec{M}^{1 \rightarrow 2}(t) = \vec{R}(\Delta\theta_1) \vec{P}(t - t_1) \vec{R}^T(\Delta\theta_1) \vec{M}_0, \quad (2.8a)$$

а в общем случая на интервале $t_i < t < t_{i+1}$ выражением

$$\vec{M}^{i \rightarrow i+1}(t) = \vec{R}(\Delta\theta_i) \vec{P}(t - t_i) \vec{R}^T(\Delta\theta_i) \vec{M}(t_i), \quad (2.8б)$$

где $\vec{P}(t) = \begin{bmatrix} \cos(\omega \cdot t) & -\sin(\omega \cdot t) & 0 \\ \sin(\omega \cdot t) & \cos(\omega \cdot t) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$ — матрица прецессии, которая является

матрицей поворота вокруг оси z с изменяющимся во времени углом

поворота; $\vec{R}(\Delta\theta_i) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\theta_0 + \Delta\theta_i) & \sin(\theta_0 + \Delta\theta_i) \\ 0 & -\sin(\theta_0 + \Delta\theta_i) & \cos(\theta_0 + \Delta\theta_i) \end{bmatrix}$ — матрица поворота

относительно оси x , задающая отклонение оси прецессии на угол $\Delta\theta_i$, ω — радиальная частота прецессии. После выхода импульса деформации из ферромагнитного слоя ($t > t_6$) динамика намагниченности без учёта затухания может быть записана как

$$\vec{M}(t) = \vec{R}(\Delta\theta_6) \vec{P}(t - t_6) \vec{R}^T(\Delta\theta_6) \vec{M}(t_6). \quad (2.8в)$$

Так как наша экспериментальная методика чувствительна только к изменениям проекции $M_z(t)$, то для моделирования экспериментальных результатов будем использовать выражение

$$\frac{\Delta M_z(t)}{M} = \frac{M_z(t) - M_z(0)}{M_S} e^{-t/\tau}, \quad (2.9)$$

где τ — время затухания.

Дальнейший анализ заключается в аппроксимации экспериментальных данных при разных значениях магнитного поля кривыми, полученными из выражений (2.8) и (2.9). В качестве подгоночных параметров выступали ω , $d\theta/d\varepsilon_{zz}$ и τ . И если значения τ не изменяются с магнитным полем, то значения ω и $d\theta/d\varepsilon_{zz}$ для каждого поля свои. Угол θ_0 для каждого значения поля определялся из стационарных кривых (Рис. 2.3).

Аппроксимация экспериментальной кривой, измеренной в поле 80 мТл, функцией $\Delta M_z(t)/M$ при значениях $d\theta/d\varepsilon_{zz} = 60$ рад, $\omega/2\pi = 6.86$ ГГц показана на Рис. 2.11. Значения подгоночных параметров $\omega/2\pi$ и $d\theta/d\varepsilon_{zz}$, описывающие экспериментальные кривые при каждом значении магнитного поля, показаны точками на Рис. 2.10(а) и (б); время затухания для всех кривых составляло $\tau \approx 400$ пс.

2.4.4. Сравнение модельных расчётов с теорией.

Из Рис. 2.10(а) видно, что ход полевой зависимости $d\theta(B)/d\varepsilon_{zz}$, которая получена в рамках предложенной модели, полностью совпадает с теоретической зависимостью $d\theta(B)/dB_{2\perp}$, определяемой выражением (2.7). Этот факт является одним из подтверждений правильности нашей модели. Зная $d\theta(B)/d\varepsilon_{zz}$ и $d\theta(B)/dB_{2\perp}$, можно в соответствии с (2.6) найти величину эластооптической константы $dB_{2\perp}/d\varepsilon_{zz} = 85$ Тл [147, 152]. Данное значение находится в хорошем согласии с экспериментальными результатами, полученными для аналогичных плёнок (Ga,Mn)As, а также с теоретическими расчётами [115, 141].

На Рис. 2.10(б) сплошной линией показана полевая зависимость частоты прецессии, которая была получена из анализа стационарных кривых по методике, представленной в [144]. Точками обозначены значения частоты, полученные с использованием модельных расчётов. Качественно обе зависимости схожи: наблюдается снижение частоты прецессии с ростом магнитного поля, что вызвано уменьшением эффективного поля. Однако, в

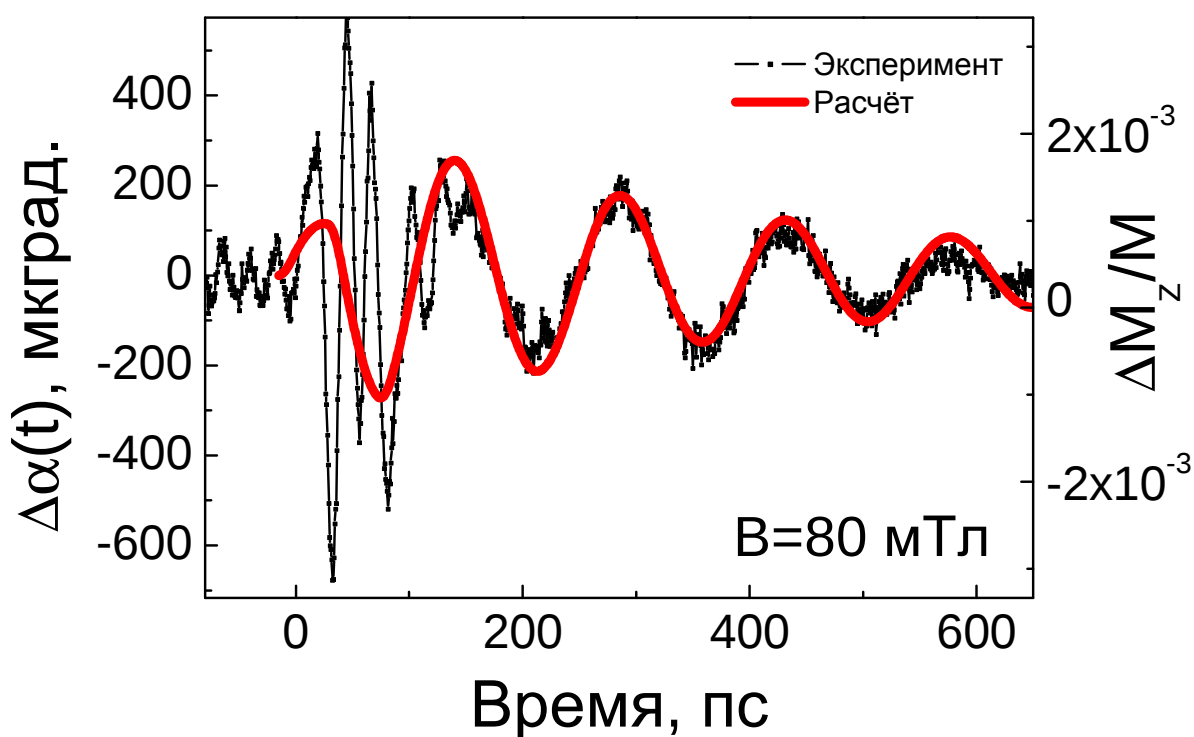


Рис. 2.11 Пример аппроксимации экспериментальных данных кривой, полученной в результате моделирования прецессии намагниченности. Экспериментальная кривая (точки) измерена в поле 80 мТл при плотности возбуждения 3 мДж/см³. Модельная кривая (сплошная красная линия) получена при значениях подгоночных параметров $d\theta/d\varepsilon_{zz} = 60$ рад., $\omega/2\pi = 6.86$ ГГц, $\tau \approx 400$ пс.

больших полях всё меньшее число осцилляций уместается за время жизни прецессии, а потому и возрастает ошибка в определении частоты прецессии. Тем не менее, мы также можем говорить о прекрасном согласии расчётной зависимости и зависимости, полученной из экспериментальных кинетических сигналов.

Предложенная модель, в которой воздействие пикосекундного импульса деформации на магнитную анизотропию плёнки сводится лишь к модуляции её толщины, хорошо описывает наблюдаемый на опыте кинетический отклик намагниченности. Результаты анализа экспериментальных результатов, выполненные в рамках предложенной модели и расчетные зависимости, полученные на основании стационарных свойств исследуемой структуры, демонстрируют прекрасное количественное согласие.

Основные выводы Главы 2.

1. Разработана методика сверхбыстрой модуляции намагниченности ферромагнитных полупроводниковых плёнок, с использованием которой впервые были проведены эксперименты по возбуждению когерентной магнитной прецессии пикосекундными импульсами деформации в ферромагнитном (Ga,Mn)As. Предложенная методика позволяет исследовать динамические магнитные свойства ферромагнитных полупроводниковых наноструктур.

2. Обнаружено, что возбуждение прецессии намагниченности вызвано воздействием импульса деформации на магнитокристаллическую анизотропию ферромагнитного материала. При этом отклик намагниченности определяется в первую очередь изменением поля одноосной перпендикулярной анизотропии.

4. При малой частоте прецессии воздействие импульса деформации на ферромагнитный слой может быть описано как модуляция толщины слоя.

5. Полевые зависимости амплитуды и частоты прецессии, полученные из экспериментальных результатов с использованием предложенной модели, демонстрируют хорошее количественное согласие с расчётными.

Глава 3. Селективное возбуждение спиновых волн в ферромагнитных полупроводниковых плёнках методами пикосекундной акустики.

§ 3.1. Постановка задачи.

Одним из актуальных направлений на пути создания магнито-электронных интегрированных устройств является разработка методов возбуждения и управления спиновыми волнами в ферромагнитных пленках. Не так давно перспективность такого подхода была продемонстрирована на примере управления спиновым током при взаимодействии нескольких спиновых волн [153] Тем не менее, нерешённой остаётся задача селективного возбуждения одной конкретной спиновой волны.

В ферромагнитном (Ga,Mn)As за последние 10 лет спиновые волны с частотами в ГГц диапазоне интенсивно изучались как теоретически, так и экспериментально [154-158]. Исследовались в основном тонкие ферромагнитные плёнки, где спиновые волны имеют дискретный частотный спектр, который зависит от таких факторов, как магнитокристаллическая анизотропия, величина спинового обменного взаимодействия, толщина слоя и магнитные граничные условия. Однако, для практического применения спиновых волн требуется научиться управлять их амплитудой. В особенности необходим метод, который бы позволял селективно возбуждать единственную спиновую моду с определённой частотой/длиной волны в то время, как другие моды имеют нулевую амплитуду.

В принципе, таким методом является микроволновое возбуждение на резонансной частоте [153-157]. И хотя этот метод прекрасно работает, микроволновое управление ограничено наносекундным временным диапазоном и не может возбуждать спиновые моды с малой длиной волны. Сделать это за более короткие временные интервалы позволяет возбуждение магнитной системы фемтосекундными лазерными импульсами, что было продемонстрировано в работе [158]. Такое возбуждение основано на

модуляции магнитокристаллической анизотропии, вызванной сверхбыстрым разогревом кристаллической решётки, но оно не является частотно селективным и возбуждает широкий спектр спиновых волн.

Метод сверхбыстрого управления намагниченностью ферромагнитного (Ga,Mn)As, предложенный в Главе 2, также основан на модуляции магнитокристаллической анизотропии и также может быть применён для возбуждения спиновых волн. В описанных выше экспериментах не рассматривались волновые свойства магнитного возбуждения и импульса деформации, так как проявление этих свойств при малой частоте прецессии невозможно. Под малой частотой прецессии следует понимать частоту, на которой длина волны фонона превышает толщину ферромагнитного слоя. В случае высокой частоты прецессии, когда это условие не выполняется, волновые свойства взаимодействующих возбуждений становятся принципиально важными. Одной из отличительных особенностей взаимодействия в этом случае является потенциальная возможность селективного возбуждения, которое может являться следствием *пространственного* перекрытия спиновой моды и резонансной с ней компоненты акустического спектра импульса деформации. Обычно спиновые волны имеют слабую дисперсию, и расщепление между соседними модами мало, хотя при этом их пространственные формы могут существенно различаться. Именно различия в профилях могут привести к эффективному селективному возбуждению спиновых мод. Пространственная структура мод определяется магнитными граничными условиями, и именно от магнитных свойств на границах плёнки в большой мере зависит эффективность селективного возбуждения.

Задачей данной Главы является исследование механизмов возбуждения спиновых волн в ферромагнитной плёнке при помощи пикосекундных импульсов деформации с широким акустическим спектром, который полностью перекрывается с частотами спиновых мод. Цель экспериментальных исследований, представленных в данной главе, —

возбудить спиновые волны пикосекундным импульсом деформации в плёнке ферромагнитного (Ga,Mn)As и определить существуют ли условия, при которых может возбуждаться лишь одна спиновая мода.

§ 3.2. Описание эксперимента.

3.2.1. Идея эксперимента.

В ранних экспериментах по сверхбыстрому оптическому возбуждению спиновых волн в (Ga,Mn)As луч фемтосекундного лазера фокусировался на поверхности ферромагнитной плёнки, лежащей в поперечном магнитном поле, и возбуждал прецессию намагниченности [158]. В спектре наблюдаемых осцилляций намагниченности были обнаружены два максимума, наличие которых объясняется возбуждением двух спиновых мод. В работе [141] теоретически предсказана возможность возбуждения прецессии намагниченности в такой же геометрии магнитного поля, но с использованием импульсов деформации. Согласно теоретическим расчётам, возбудить прецессию намагниченности импульсами деформации можно лишь тогда, когда равновесное положение намагниченности не лежит вдоль основных кристаллографических направлений и диагоналей к ним в плоскости слоя.

Чтобы определить равновесное положение $\vec{M}_0$, необходимо найти минимум свободной энергии $F(\vec{M})$. Когда внешнее поле приложено в плоскости слоя, свободная энергия может быть записана в виде

$$F(\vec{M}) = \frac{1}{2} M \left[-B_{2\parallel} (1 - \sin(2\varphi)) - \frac{1}{8} B_{4\parallel} (3 + \cos(4\varphi)) - B \cos \varphi \right], \quad (3.1)$$

где φ — угол между $[100]$ и $\vec{M}_0$ (см. Рис. 3.1), а равновесное положение намагниченности определяется полями одноосной $B_{2\parallel}$ и кубической $B_{4\parallel}$ анизотропии в плоскости, а также внешним магнитным полем B . Природа одноосной анизотропии $B_{2\parallel}$ в плёнках (Ga,Mn)As, выращенных на GaAs

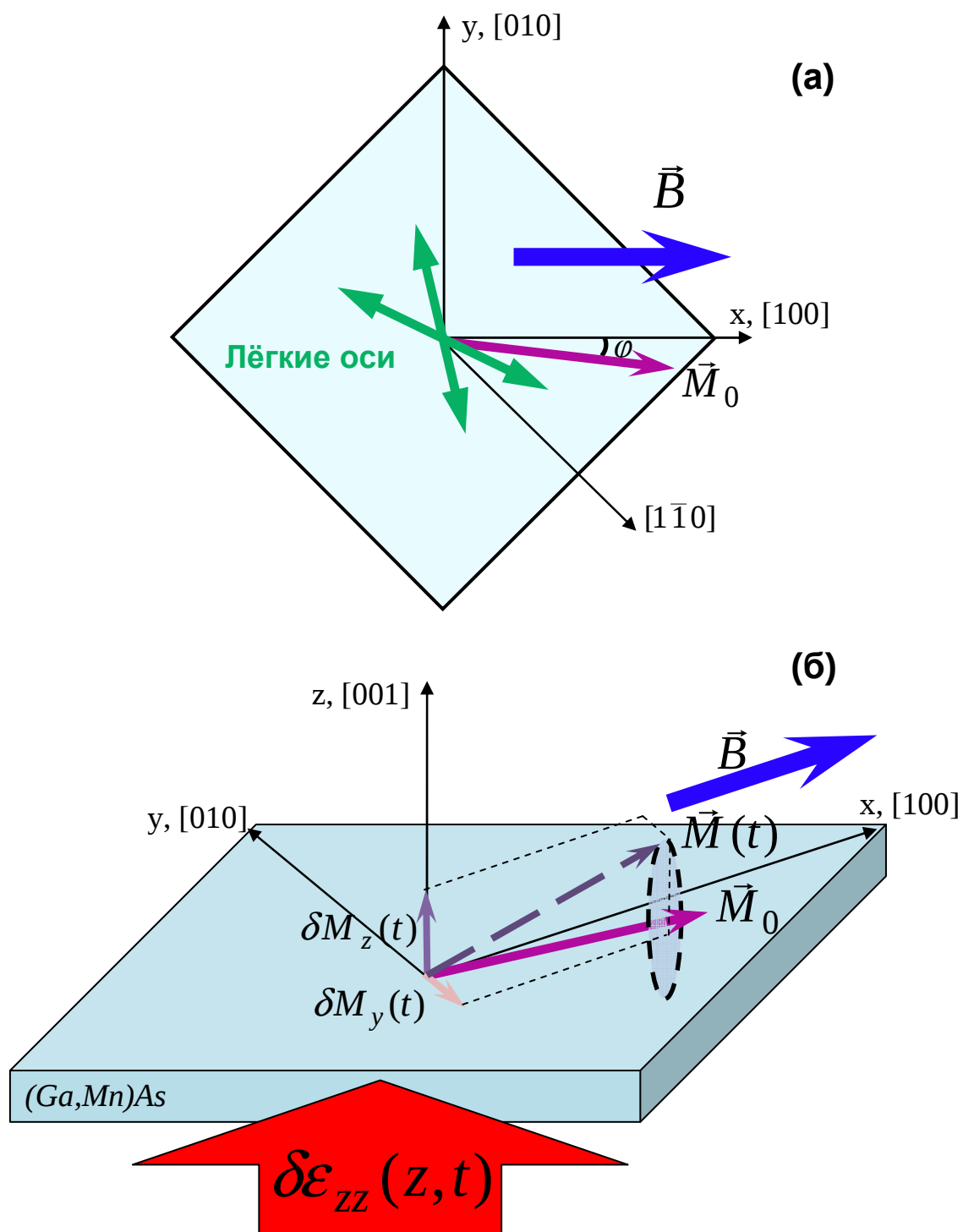


Рис. 3.1 а) Определение равновесное положения намагниченности; б) изменения компонент намагниченности при прецессии

подложке, на сегодняшний день не ясна, но её наличие, как видно из (3.1), вызывает сдвиг лёгких осей из положения, соответствующего кристаллографическим осям $[001]$ и $[010]$, на малый угол в направлении $[1\bar{1}0]$ и $[\bar{1}10]$, что, согласно [141], имеет решающее значение для возбуждения прецессии намагниченности. Также показано, что величина $B_{4\parallel}$ связана с деформацией в направлении перпендикулярном плоскости слоя и может быть выражена через магнитоупругие константы, значения которых определяются параметрами ферромагнитной плёнки (концентрация дырок, содержание марганца, температура кристаллической решётки и т.д.) [99, 117, 124]. Следовательно, пикосекундный импульс продольной деформации, распространяющийся в $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ перпендикулярно ферромагнитному слою, способен возбудить прецессию намагниченности. В данном случае импульс деформации будет модулировать баланс одноосного и кубического полей анизотропии, изменяя направление эффективного поля, соответствующего минимуму свободной энергии.

Идея экспериментов, описанных в данной Главе, состоит в том, чтобы инжектировать импульс деформации в ферромагнитную плёнку $(\text{Ga,Mn})\text{As}$, когда внешнее магнитное поле приложено в её плоскости вдоль направления $[100]$. Во время распространения биполярного импульса деформации в плёнке в прямом и обратном направлениях, в каждой её точке будут непрерывно изменяться параметры магнитокристаллической анизотропии, и, следовательно, кинетика намагниченности в каждой точке будет разная. Неоднородность возбуждения не учитывалась нами ранее в связи с малой частотой прецессии, когда наблюдаемые на опыте сигналы керровского вращения могли быть объяснены зависимостью от времени усредненной макроскопической намагниченности всей пленки. Однако в случае более высокой частоты прецессии, достижимой при приложении внешнего поля вдоль оси лёгкого намагничивания, детектируемый на опыте сигнал может

отражать многомодовый характер возбуждения и являться результатом суперпозиции возбуждаемых спиновых волн.

3.2.2. Схема эксперимента.

Для инжестирования импульса деформации и детектирования вызванной им прецессии намагниченности использовалась схема эксперимента, аналогичная описанной в Главе 2 (Рис. 2.2). Условия эксперимента отличались лишь тем, что измерения проводились в магнитном поле, приложенном в плоскости магнитного слоя вдоль направления [100], выбранного за ось x . В качестве исследуемой структуры была выбрана плёнка ферромагнитного $\text{Ga}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{As}$ толщиной 200 нм аналогичная той, что подробно исследована в Главе 2. Выбор обусловлен тем, что именно в данной структуре импульс деформации вызывает наибольшее отклонение намагниченности.

В отличие от экспериментов, описанных в Главе 2, магнитное поле, приложенное вдоль [100], приведёт к появлению ненулевой проекции намагниченности в плоскости, и в связи с особенностями $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ детектируемая кинетика керровского вращения будет иметь более сложную природу.

3.2.3. Особенности детектирования кинетики намагниченности в поперечном магнитном поле.

Принцип детектирования кинетики намагниченности основан на магнитооптическом эффекте Керра, при котором изменения во времени $\vec{M}(t)$ приводят к изменениям угла поворота плоскости поляризации света, отражённого от ферромагнитного слоя, $\alpha(t)$. Однако, как было показано ранее, вращение плоскости поляризации может происходить при распространении импульса деформации в ферромагнитном слое даже в отсутствие временной эволюции намагниченности. Необходимо разделить

вклады в сигнал, обусловленные прецессией намагниченности, и вклады, которые с ней не связаны.

К магнитооптическим эффектам, позволяющим детектировать временную эволюцию $\vec{M}(t)$, относятся магнитный циркулярный дихроизм и, недавно обнаруженный в (Ga,Mn)As, гигантский магнитный линейный дихроизм [159, 160]. Вклад магнитного циркулярного дихроизма в $\alpha(t)$ пропорционален нормальной компоненте намагниченности $M_z(t)$. Вращение плоскости поляризации, вызванное гигантским магнитным линейным дихроизмом, отражает динамику компонент намагниченности в плоскости ферромагнитного слоя, а именно $M_x(t)$ и $M_y(t)$ (см. Рис. 3.1(б)).

Эластооптический эффект является результатом интерференции лучей, отражённых от поверхности плёнки и от импульса деформации внутри плёнки (пп. 1.1.2.), и в общем случае не должен приводить к повороту плоскости поляризации. Но так как исследуемая структура намагничена, плоскость поляризации луча, отражённого от импульса деформации, будет поворачиваться вследствие гигантского магнитного линейного дихроизма. Причём величину поворота будут определять не меняющиеся во времени компоненты намагниченности, а стационарная её часть, т.к. $\Delta M(t) \ll M_0$.

В эксперименте мы измеряли дифференциальный керровский сигнал $\Delta\alpha(t) = \alpha(t) - \alpha_0$, где α_0 — угол поворота плоскости поляризации в отсутствие импульса деформации. Если пренебречь отклонением равновесного положения намагниченности $\vec{M}_0$ от [100] (см. Рис.3.1), видно, что при прецессии намагниченности дифференциальный сигнал будет отражать временные изменения $M_z(t)$ и $M_y(t)$, а проекция M_x изменяться во времени не будет. Однако вклад, пропорциональный M_x , в связи с эффектом гигантского линейного дихроизма будет входить в $\Delta\alpha(t)$ в течение всего времени, пока импульс деформации распространяется в ферромагнитном слое.

Чтобы разложить детектируемый сигнал на составляющие, необходимо заметить, что проявление магнитного линейного дихроизма существенно зависит от ψ , угла между плоскостью поляризации падающего луча и вектором намагниченности [160]. В кубическом кристалле, которым является (Ga,Mn)As, в стационарных условиях поворот плоскости поляризации пропорционален $\sin(2\psi)$ [160]. При детектировании динамики намагниченности вклад магнитного линейного дихроизма в $\Delta\alpha(t)$ будет пропорционален $\cos(2\psi)$, так как чувствительность дифференциального керровского сигнала определяется производной стационарного сигнала, вызванного магнитным линейным дихроизмом. Величина вклада магнитного циркулярного дихроизма от положения плоскости поляризации не зависит.

С учётом приведённых выше соображений эволюция угла керровского вращения может быть записана в виде

$$\Delta\alpha(t) = a\bar{M}_z(t) + b\bar{M}_y(t)\cos 2\psi + c(t)\sin 2\psi. \quad (3.2)$$

Первые два слагаемых выражения (3.2) определяют динамику намагниченности ферромагнитного слоя, которая в общем случае пространственно неоднородна. Здесь a и b — константы, а $\bar{M}_{z,y}(t)$ определяется пространственным распределением намагниченности и поля световой волны детектирующего луча по толщине магнитного слоя [161]. В отсутствие поглощения и отражения от границы (Ga,Mn)As/GaAs мы имеем

$$\bar{M}_z(t) = \frac{1}{d} \int_0^d M_z(z,t) \cos[2k(z-d)] dz \quad \text{и} \quad \bar{M}_y(t) = \frac{1}{d} \int_0^d M_y(z,t) \sin[2k(z-d)] dz, \quad \text{а}$$

k — волновой вектор фотона пробирующего лазерного луча в слое (Ga,Mn)AS [161]. Третий член в выражении (3.2) описывает динамические фотоупругие возмущения, вызванные импульсом деформации в присутствии магнитооптической анизотропии магнитного слоя [145].

Константы a и b и зависимость $c(t)$ являются неизвестными. Однако, используя выражение (3.2), можно получить зависимости $a\bar{M}_z(t)$, $b\bar{M}_y(t)$ и

$c(t)$, если измерить $\Delta\alpha(t)$ в трёх различных поляризациях детектирующего луча, например, когда $\psi = 0^\circ; 45^\circ; 90^\circ$. В результате получим

$$a\overline{M}_z(t) = \frac{\Delta\alpha_0(t) + \Delta\alpha_{90}(t)}{2}, \quad (3.3a)$$

$$b\overline{M}_y(t) = \frac{\Delta\alpha_0(t) - \Delta\alpha_{90}(t)}{2}, \quad (3.3б)$$

$$c(t) = \Delta\alpha_{45} - \frac{\Delta\alpha_0(t) + \Delta\alpha_{90}(t)}{2}, \quad (3.3в)$$

где $\Delta\alpha_{0,45,90}$ — экспериментальные сигналы, измеренные при $\psi = 0^\circ; 45^\circ; 90^\circ$ соответственно.

Таким образом, чтобы определить эволюцию каждой из компонент вектора намагниченности с точностью до постоянного множителя, необходимо провести измерения динамических сигналов при трёх разных поляризациях. Подобная процедура проводилась для всех измеренных на опыте сигналов.

§ 3.3. Экспериментальные результаты.

3.3.1. Кинетические сигналы.

На Рис. 3.2 представлены экспериментальные кривые, измеренные в магнитных полях 100 и 250 мТл, когда угол ψ был равен $0^\circ, 45^\circ$ и 90° . Временная кинетика угла керровского вращения $\Delta\alpha(t)$ аналогична той, что наблюдалась в Главе 2: в момент времени $t = 0$ нс импульс деформации входит из подложки в ферромагнитный слой, после чего распространяется до границы слоя, отражается и при $t \approx 0.1$ нс уходит обратно в подложку. Таким образом, высокочастотные осцилляции на отрезке $t < 0.1$ нс обусловлены в основном эластооптическими эффектами, описанными в [145], а осцилляции при $t > 0.1$ нс соответствуют исключительно прецессии намагниченности [147, 152].

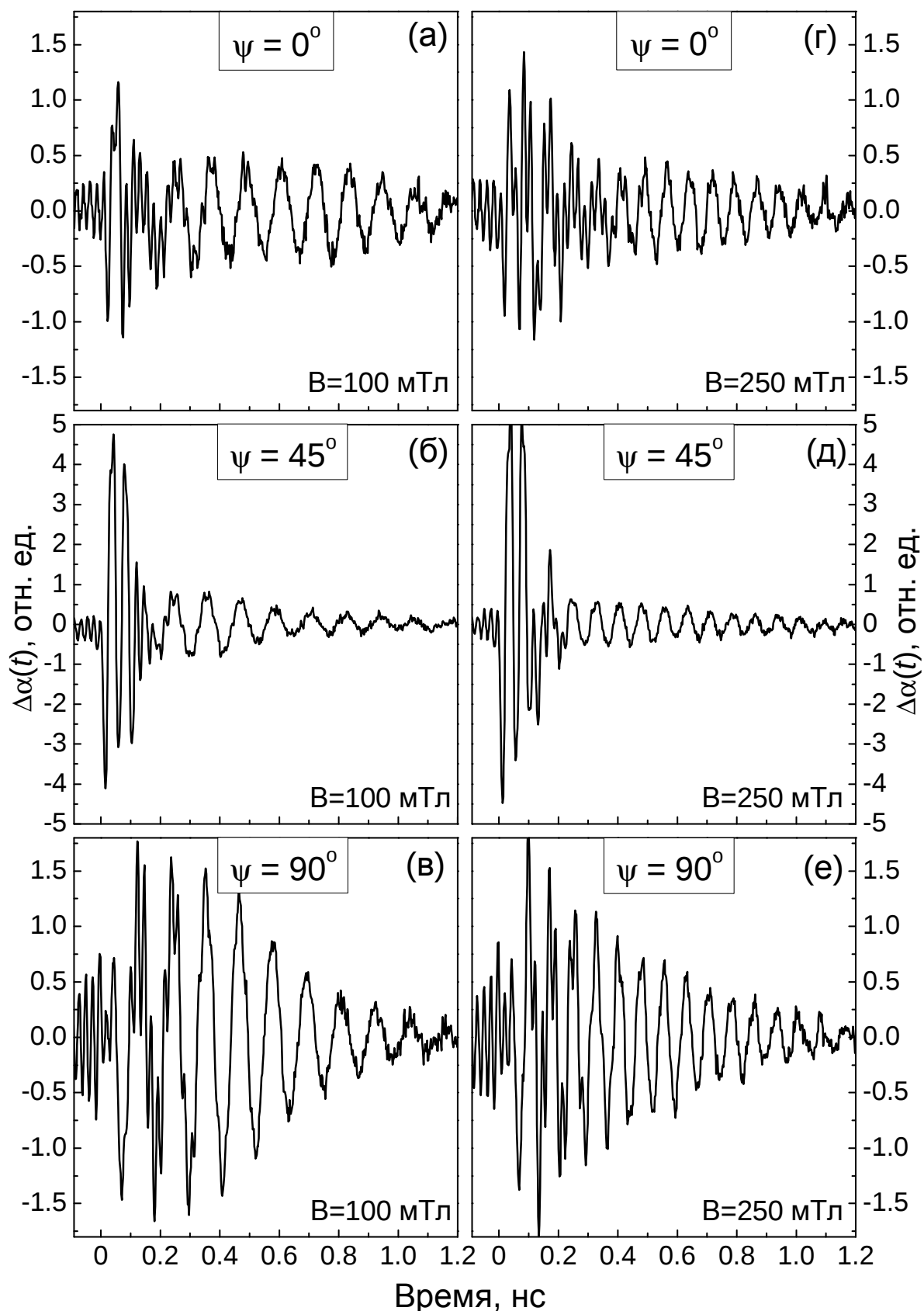


Рис. 3.2 Кинетические сигналы керровского вращения, измеренные в магнитном поле 100 мТл при а) $\psi = 0^\circ$, б) $\psi = 45^\circ$ и в) $\psi = 90^\circ$ и в магнитном поле 250 мТл при г) $\psi = 0^\circ$, д) $\psi = 45^\circ$ и е) $\psi = 90^\circ$.

Наблюдаемая кинетика намагниченности существенно зависит как от величины внешнего магнитного поля, так и от поляризации детектирующего луча. С увеличением поля растёт частота наблюдаемых осцилляций намагниченности, но снижается их амплитуда [161]. Данный факт согласуется с теоретическими оценками, основанными на феноменологическом подходе [141]. В работе [141] снижение амплитуды осцилляций объясняется тем, что уменьшается угол между намагниченностью $\vec{M}$ и кристаллографическим направлением [100]. Возрастание же частоты обусловлено тем, что вместе с внешним магнитным полем растёт и эффективное поле $\vec{B}_{эфф}$.

Также от величины приложенного поля зависит характер колебаний: в поле 250 мТл наблюдается экспоненциальное затухание осцилляций, а в поле 100 мТл заметно нарастание амплитуды осцилляций на временном интервале $0.2 < t < 0.4$ нс. Причиной такой кинетики может быть биение двух спиновых мод, имеющих близкие частоты.

Вместе с изменением поляризации детектирующего луча изменяется амплитуда разных составляющих сигнала, причём эти изменения качественно подтверждают наши размышления, представленные в (3.2). При $\psi = 90^\circ$, когда плоскость поляризации света перпендикулярна [100], наблюдается максимальная амплитуда осцилляций намагниченности, а при $\psi = 0^\circ$ она минимальна. Следовательно, $a\overline{M}_z(t)$ и $b\overline{M}_y(t)$ изменяются со сдвигом по фазе на $\pi/2$. В то же время при $\psi = 45^\circ$ наибольшую амплитуду имеют осцилляции при $t < 0.1$ нс, вызванные эластооптическими эффектами, сопровождающими распространение импульса деформации в ферромагнитном слое [161]. Более полную информацию о кинетике намагниченности можно получить, если проанализировать временные изменения и спектры проекций $a\overline{M}_z(t)$ и $b\overline{M}_y(t)$.

3.3.2. Кинетика осцилляций проекций намагниченности.

На Рис. 3.3 показана кинетика проекций $\overline{M}_z(t)$ и $\overline{M}_y(t)$ и вклад в сигнал керровского вращения от эластооптического эффекта, полученные на основании выражений (3.3). На временном интервале $0 < t < 0.2$ нс кинетика компонент $\overline{M}_z(t)$ и $\overline{M}_y(t)$ имеет довольно сложную форму, что можно объяснить неоднородным возбуждением магнитной системы импульсом деформации ($0 < t < 0.1$ нс) и переходными процессами, протекающими некоторое время после того, как импульс покинул ферромагнитный слой (Рис. 3.3(а)-(г)). Отчасти данное предположение подтверждается тем, что на указанном временном интервале максимальны осцилляции, обусловленные эластооптическим эффектом, а при $t > 0.1$ нс вклад в поворот плоскости поляризации от данного эффекта практически отсутствует (Рис. 3.3(д),(е)).

На временах $t > 0.2$ нс наблюдаются затухающие колебания проекций намагниченности, причём $\overline{M}_z(t)$ и $\overline{M}_y(t)$ колеблются со сдвигом по фазе на четверть периода прецессии (Рис. 3.3(а)-(г)). В дальнейшем при анализе кинетики намагниченности мы не будем принимать во внимание переходные процессы, а будем рассматривать лишь колебания при $t > 0.2$ нс.

Полевые зависимости $\overline{M}_z(t)$ и $\overline{M}_y(t)$ в общем схожи: с ростом поля частота колебаний растёт, а амплитуда падает. Однако, процесс затухания колебаний существенно изменяется в зависимости от поля. Когда магнитное поле достигает значений ≈ 100 мТл, заметно нарастание амплитуды осцилляций на отрезке сигнала $0.2 < 0.4$ нс (Рис. 3.3(а),(б)) в то время, как в поле 250 мТл на протяжении всего сигнала наблюдается лишь затухание колебаний (Рис. 3.3(в),(г)). Нарастание амплитуды прецессии намагниченности после того, как импульс деформации покинул слой, и завершились все переходные процессы, является необычным фактом, который можно объяснить биением осциллирующих мод, имеющих близкие

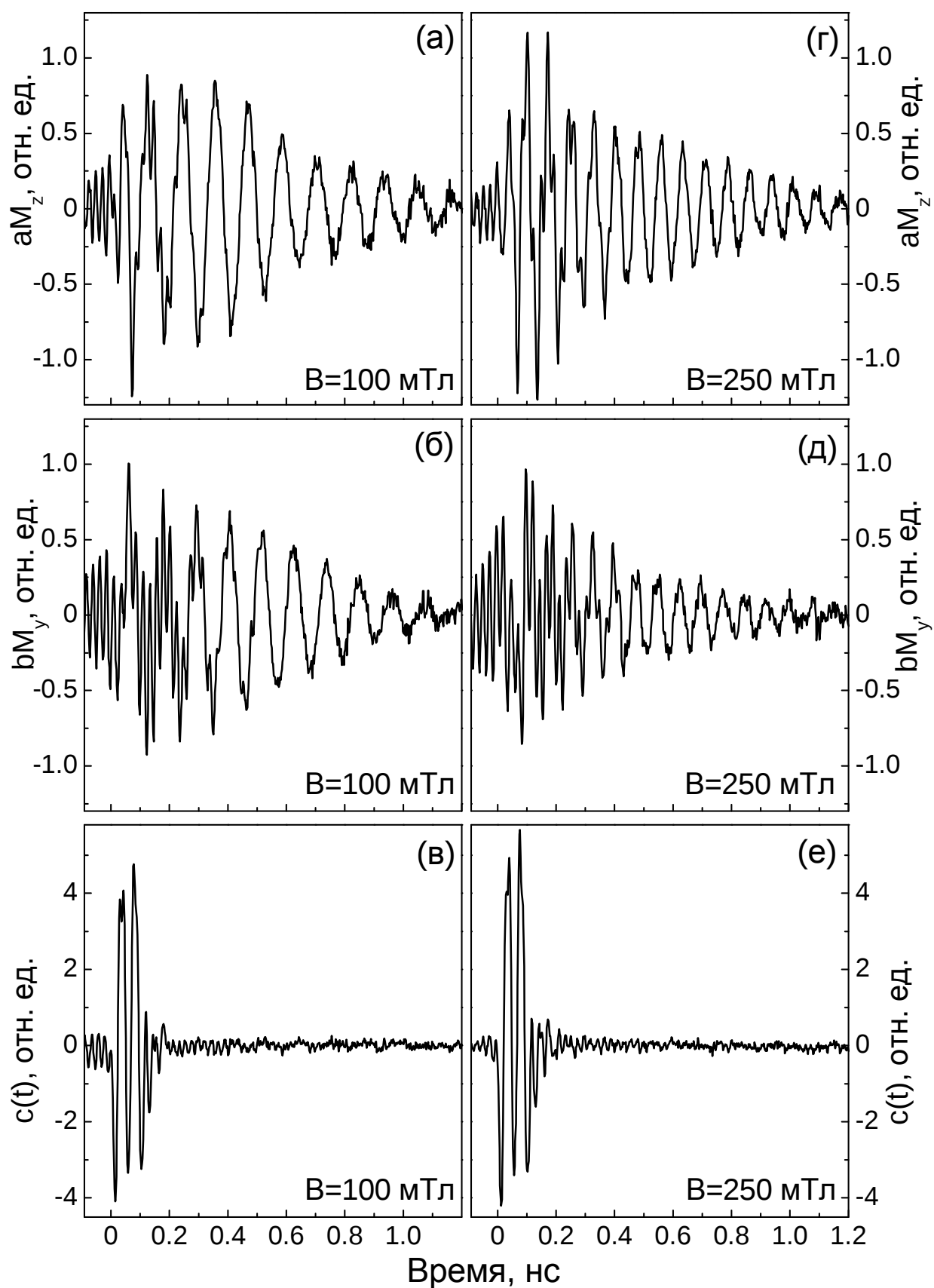


Рис. 3.3 Кинетика $a\overline{M}_z(t)$, $b\overline{M}_y(t)$ и $c(t)$, измеренные в магнитном поле 100 мТл (а), (б) и (в) и 250 мТл (г), (д) и (е) соответственно

частоты [161]. Если это так, то на Фурье-спектре наблюдаемых колебаний должны присутствовать несколько спектральных линий. Таким образом, для объяснения наблюдаемой кинетики намагниченности требуется спектральный анализ осцилляций намагниченности.

3.3.3. Фурье-анализ осцилляций намагниченности.

На Рис. 3.4(а) показаны Фурье-спектры осцилляций $\bar{M}_z(t)$, которые были выделены из сигналов, измеренных в разных магнитных полях. Спектры $\bar{M}_y(t)$ и их полевая зависимость выглядят аналогично, а потому в работе не представлены. На спектрах видны две линии – низкочастотная (НЧ) и высокочастотная (ВЧ), чьи центральные частоты f_l и f_h плавно сдвигаются к более высоким значениям с ростом магнитного поля, причём интервал между линиями $\Delta f = f_h - f_l \approx 2$ ГГц почти не изменяется (см. Рис.3.4(б)) [161]. Сплошной линией на Рис.3.4(б) показана расчетная полевая зависимость частоты прецессии макроскопической намагниченности, усреднённой по толщине пленке. Данная зависимость была рассчитана с помощью феноменологического подхода, аналогичного тому, что применялся в Главе 2 [117, 141, 147]. Из рисунка видно, что рассчитанная зависимость совпадает с экспериментальными данными для линии f_l [161]. Это подтверждает связь наблюдаемых осцилляций с кинетикой намагниченности.

Вместе с магнитным полем изменяется и амплитуда спектральных линий. Наиболее интересной представляется особенность, когда при $B=B_0=225\pm 25$ мТл в спектре остаётся лишь одна НЧ линия [161]. Это также показано на Рис. 3.4(в), где представлена полевая зависимость спектральных интенсивностей НЧ и ВЧ пиков. Амплитуды линий изменяются немонотонно с B , и высокочастотная спектральная линия исчезает при $B=B_0$, а в спектре остаётся лишь одна низкочастотная компонента [161]. Наличие в спектре двух линий, амплитуда которых зависит от магнитного поля, — это ключевое

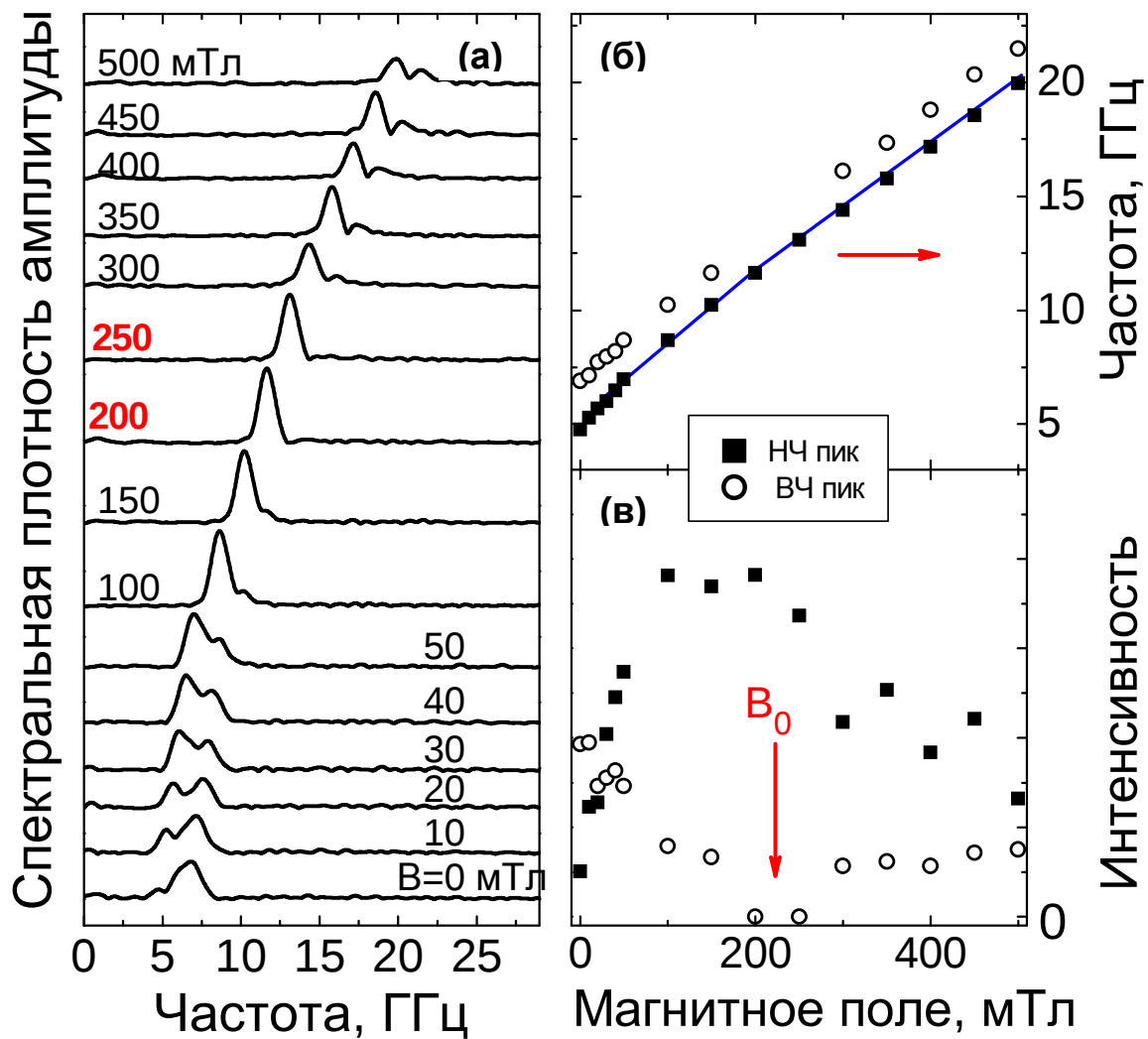


Рис. 3.4 Полевые зависимости а) спектров колебаний $M_z(t)$, б) центральных частот спектральных пиков f_l и f_h , в) амплитуд спектральных пиков f_l и f_h .

экспериментальное наблюдение данной работы. Этот экспериментальный факт невозможно объяснить одной лишь минимизацией свободной энергии, оставаясь в рамках феноменологической модели без учёта обменного взаимодействия, а потому для объяснения результатов мы будем использовать концепцию стоячих спиновых волн в слое (Ga,Mn)As [161].

Стоит отметить, что в ранней работе по оптическому возбуждению спиновых волн [158] также наблюдался дублет спектральных линий, однако амплитуда пиков не зависела от магнитного поля. Таким образом, предложенный метод, использующий пикосекундные импульсы деформации, является уникальным инструментом для управления спиновыми возбуждениями.

§ 3.4. Обсуждение результатов.

Физика, лежащая в основе рассматриваемого метода возбуждения спиновых волн, относится к области спин-фононного взаимодействия в ферромагнитных материалах, которое описано в [162]. При возбуждении спиновых волн в объёмных материалах спин-фононное взаимодействие задаёт строгие правила отбора, основанные на законах сохранения энергии и импульса. В тонких плёнках ограничение на сохранение импульса снимается, следовательно, монохроматическая акустическая волна может резонансно возбудить стоячую спиновую моду независимо от её длины волны. [163].

Импульсы деформации, используемые в наших экспериментах, не могут быть рассмотрены как монохроматическое возбуждение, так как имеют широкий акустический спектр до 100 ГГц с максимумом в области 20 ГГц (Рис. 1.2). Поэтому такое воздействие должно приводить к возбуждению не одной спиновой волны, а целого набора. Ниже мы покажем, что при прохождении импульса деформации через ферромагнитный слой возбуждаются спиновые волны, амплитуды которых зависят от их частоты, а значит, и от $\vec{B}$. Более того, при определённых условиях возбуждается лишь одна единственная спиновая мода.

3.4.1. Анализ кинетики намагниченности. Уравнение Ландау-Лифшица.

Чтобы описать возбуждение спиновых волн импульсом деформации, а также определить условия, при которых возможно их селективное возбуждение, необходимо решить уравнение Ландау-Лифшица, записанное в виде

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \frac{\vec{M}}{M_0} \times (-\nabla F + D \nabla^2 \vec{M}), \quad (3.4)$$

где γ , F , D и M_0 — это гиромагнитное отношение, плотность свободной энергии, константа спиновой жёсткости и амплитуда намагниченности соответственно [164]. Член, отвечающий за затухание прецессии намагниченности, в выражение (3.4) не входит. Данное уравнение позволяет получить временную кинетику намагниченности, вызванную внешним воздействием. Таковым является импульс деформации, который приходит в ферромагнитную плёнку из подложки, бежит до границы плёнка/гелий и, отразившись от неё с переменной фазы, уходит обратно в подложку. Распространение импульса деформации в ферромагнитном слое за счёт магнитоупругого взаимодействия приводит к изменению свободной энергии F , которая в результате такого воздействия становится функцией времени t , и координаты z . Изменение равновесного направления намагниченности приводит к возбуждению прецессии, которая затухает за время ~ 1 нс. Учет обменного взаимодействия позволяет представить процесс как суперпозицию стоячих спиновых волн.

Один из известных математических подходов к решению уравнения (3.4) заключается в преобразовании Фурье по времени обеих частей уравнения, в результате чего получится неоднородное дифференциальное уравнение по координате, решения которого после обратного преобразования Фурье будут описывать кинетику намагниченности [165]. Тем не менее подобные задачи редко бывают решены напрямую. В спектральном представлении уравнение Ландау-Лифшица является уравнением четвёртого

порядка, и его решения для спиновых мод оказываются чрезвычайно сложны [166]. Другая сложность заключается в том, что возбуждение спиновых волн под действием внешнего возмущения в общем не позволяет использовать формализм модового разложения для намагниченности. Однако, нашем в случае, когда импульс деформации воздействует на намагниченность в течение конечного промежутка времени, можно получить относительно простое выражение для намагниченности, которое на больших временах соответствует только модовому разложению.

Подробное решение уравнения (3.4) представлено в [161], где говорится, что динамика намагниченности, вызванная импульсом деформации, может быть разделена на две составляющих: переходные процессы, протекающие некоторое время после того, как импульс деформации покинул слой, и резонансную составляющую, описывающую прецессию намагниченности, которая на больших временах соответствует разложению по собственным модам. В данной работе нас интересует именно вторая часть, связанная со спиновыми волнами, и при дальнейшем анализе будем считать, что все переходные процессы завершены, и кинетика намагниченности целиком описывается разложением по собственным модам.

В линейном приближении, когда $\vec{M}$ отклоняется от равновесного положения на малую величину $\delta\vec{M}(z,t) = \vec{M}(z,t) - \vec{M}_0$ ($\delta M(z,t) \ll M_0$), кинетика намагниченности может быть записана в виде

$$\delta M_i(z,t) = \sum_{n=0}^{\infty} C^{(n)} S_i^{(n)}(z) \cos(\omega_n t + \phi_i^{(n)}), \quad (3.5)$$

где индекс $i = y, z$; $C^{(n)}$ и $\phi_i^{(n)}$ — стационарные амплитуда и фаза n -ной моды с частотой ω_n ($n=0, 1, 2, \dots$). Вид собственных мод $S_i^{(n)}(z)$ и их частотный спектр очень сильно зависят от граничных условий, которые налагаются на уравнение (3.4).

Расчёт амплитуд спиновых мод, представленный в [161], показывает, что они пропорциональны интегралам перекрытия пространственных профилей спиновых волн и фононов:

$$C^{(n)} \sim \int_0^d S_i^{(n)}(z) \varepsilon^{(n)}(z) dz \quad (3.6)$$

где $\varepsilon^{(n)}(z)$ — это Фурье компонента импульса деформации на частоте спиновой волны ω_n . Из (3.6) следует, что наиболее эффективно будут возбуждаться те спиновые волны, чей пространственный профиль наилучшим образом совпадает с пространственным профилем Фурье-компоненты резонансной частоты. Это условие хотя и не накладывает строгих ограничений на то, какие спиновые моды могут быть возбуждены импульсом деформации, однако является аналогом закона сохранения волнового вектора в тонких плёнках. Таким образом, для оценки эффективности возбуждения той или иной спиновой моды импульсом деформации необходимо проанализировать пространственные профили акустических и спиновых волн.

3.4.2. Анализ Фурье-компонент импульса деформации.

Импульс деформации, инжектированный в ферромагнитную пленку, представляет собой когерентный волновой пакет продольных акустических фононов с широким спектром (см. Рис.3.5(а),(б)). Свойства такого импульса были подробно описаны в Главе 1. При распространении импульса деформации его форма может значительно изменяться вследствие нелинейности среды и дисперсии. Однако, когда амплитуда импульса невелика ($\varepsilon_{zz} \leq 10^{-4}$), влияние этих эффектов оказывается незначительным. И если пренебречь изменением формы импульса, то его прямое распространение может быть описано в виде $\varepsilon_{zz}(z, t) = \varepsilon_{in}(t - z/s)$, где

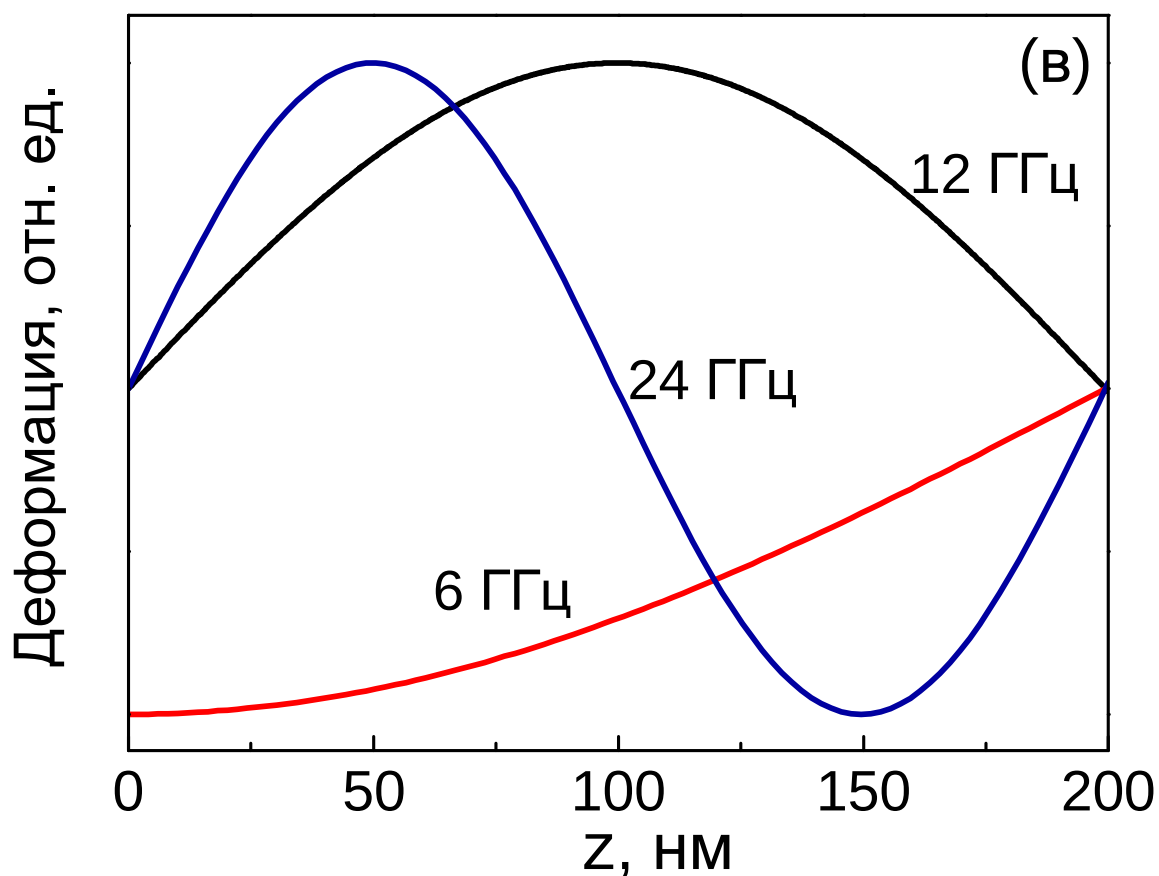
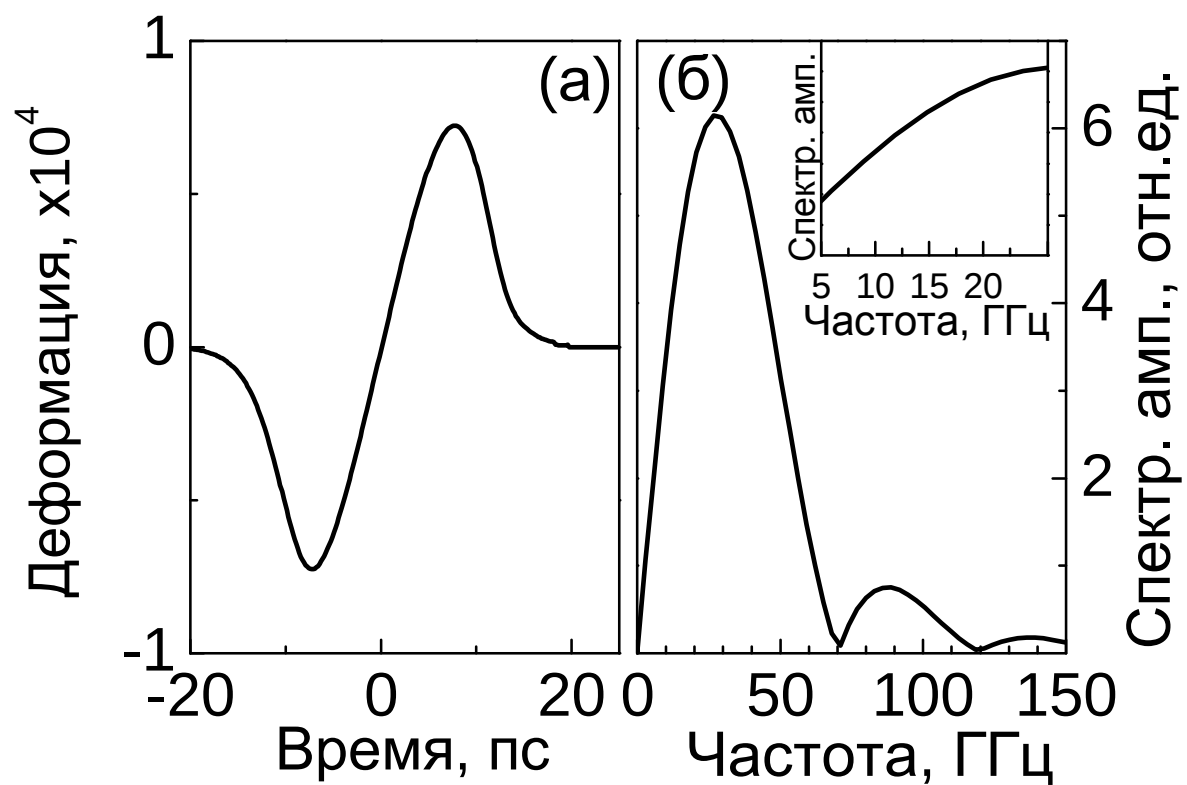


Рис. 3.5. а) Временной профиль пикосекундного импульса деформации; б) Фурье-спектр импульса деформации. Во вставке показана часть спектра, соответствующая диапазону частот прецессии намагниченности, наблюдаемой в работе. в) Пространственные профили гармоник импульса деформации на разных частотах.

$$\varepsilon_{in}(t - z/s) = \frac{\varepsilon_{\max}}{\tau} \cdot \left(t - \frac{z}{s}\right) \exp\left(\left(\frac{t - z/s}{\tau}\right)^2\right), \quad (3.7)$$

а $\varepsilon_{\max}$ — амплитуда импульса деформации. Выражение (3.7) получено из (1.3) без учёта переотражений импульса в алюминиевой плёнке.

Ключевым фактором, определяющим зависимость гармоник импульса деформации от z , является отражение импульса от свободной поверхности плёнки. Так как на свободной поверхности ($z = d$, где d — толщина ферромагнитного слоя лежащего в интервале $0 \leq z \leq d$) механическое напряжение должно быть равно нулю, то акустические волны, отражённые от неё, изменяют фазу на π . Пренебрегая потерями при отражении импульса от поверхности, можно описать его распространение в прямом и обратном направлениях как суперпозицию двух импульсов:

$$\varepsilon(z, t) = \varepsilon_{in}(t - z/s) - \varepsilon_{in}(t + (z - 2d)/s). \quad (3.8)$$

В выражении (3.8) учтено условие, при котором в точке $z = d$ деформация равна нулю в любой момент времени.

Из Фурье-преобразования выражения (3.8) получим пространственное распределение гармоник импульса деформации $\varepsilon^{(n)}(z)$ на частоте $\omega = \omega_n$, которое в общем случае будет иметь вид

$$\varepsilon^{(n)}(z) = 2i \exp(i \frac{\omega_n d}{s}) \eta_{\omega} \sin[\omega_n(z - d)/s], \quad (3.9)$$

где η_{ω} — спектральная амплитуда гармоники импульса деформации на частоте $\omega = \omega_n$ [161]. Фактор $\sin[\omega_n(z - d)/s]$, зависящий от z , — это ключевая особенность, которая определяет эффективность возбуждения определённой спиновой моды. Очевидно, что этот фактор не зависит от конкретной формы импульса деформации. Форма импульса деформации влияет лишь на спектральную амплитуду η_{ω} . Примеры пространственного распределения гармоник импульса деформации для диапазона зафиксированных на опыте частот прецессии показаны на Рис. 3.5(в).

3.4.2. Пространственная форма стоячих спиновых волн. Граничные условия.

Пространственный профиль собственных спиновых мод $S_i^{(n)}(z)$ и их частотный спектр зависят от типа магнитных граничных условий. В макроскопическом подходе Ландау-Лифшица граничные условия определяют положение намагниченности в тонких приповерхностных областях плёнки и могут быть введены через поверхностную магнитную энергию F_{surf} . С физической точки зрения наложение граничных условий обусловлено тем, что на спины у границ плёнки, действуют поля, отличающиеся от таковых в объёме.

Часто поверхностная магнитная энергия записывается в виде $F_{surf} = K_s \cos^2 \theta$, где θ — угол между намагниченностью и внешней нормалью к поверхности. Минимум F_{surf} определяет положение поверхностных лёгких осей и зависит от знака и величины параметра K_s . Поверхностные лёгкие оси могут лежать либо в плоскости плёнки ($K_s > 0$), либо перпендикулярно ей ($K_s < 0$). При $K_s = 0$ поверхностные лёгкие оси отсутствуют, и все направления на поверхности эквиваленты. Подставив F_{surf} в уравнение (3.5), получим граничные условия вида
$$\vec{M} \times \left(A \frac{\partial \vec{M}}{\partial \vec{n}} + 2\vec{n} K_s \cos \theta \right) = 0 \quad [166].$$

Вопрос о том, как именно ведёт себя намагниченность на границе плёнок (Ga,Mn)As, широко обсуждается последние десять лет, однако определённого ответа на него нет и по сей день [154-158]. В ранних работах [157, 158], где исследовались спиновые волны в плёнках (Ga,Mn)As, в которых $\vec{M}_0$ лежит вблизи [100], говорится о трёх предельных случаях: чрезвычайно высокие положительные значения $K_s > 0$, что эквивалентно закреплению намагниченности на границе $M_{z,y} = 0$; $K_s = 0$,

соответствующее свободной поверхности с $\frac{\partial M_{z,y}}{\partial z} = 0$, и случай с $K_s < 0$,

при котором возможно существование как объёмных, так и поверхностных спиновых волн. Рассмотрим каждый из случаев и определим, при каких условиях возможно селективное возбуждение спиновых волн.

Закрепление намагниченности у границ при $K_s > 0$ было рассмотрено в работе [167], где говорится, что в таких условиях профиль собственных спиновых волн изменяется по закону

$$S_i^{(n)}(z) \sim \sin[\pi(n+1)z/d]. \quad (3.10)$$

Волновые функции, соответствующие нижним четырем спиновым модам, показаны на Рис.3.6(a)-(г).

Подставив (3.9) и (3.10) в (3.6), мы получим выражение для амплитуд спиновых волн

$$C^{(n)} \sim \frac{(n+1)\sin(\omega_n \frac{d}{s})}{\left(\frac{\omega_n d}{\pi s}\right)^2 - (n+1)^2} \quad (3.11)$$

Из (3.11) видно, что амплитуда $C^{(n)}$ является функцией безразмерного параметра $\frac{\omega_n d}{\pi s}$. Физический смысл данного параметра — это отношение

времени прохода импульса деформации через ферромагнитный слой в прямом и обратном направлении, $2d/s$, к периоду n -ной спиновой волны $2\pi/\omega_n$.

В условиях, когда намагниченность закреплена на границах, величина расщепления спиновых мод оказывается пренебрежимо малой по сравнению с частотой фундаментальной моды ω_0 . И можно принять, что спиновые моды высших порядков имеют примерно такую же частоту, как и фундаментальная, $\omega_n \approx \omega_0$. Тогда фонон на частоте фундаментальной моды

сможет возбудить все спиновые волны, с которыми его волновая функция $\varepsilon^{(0)}(z)$ имеет ненулевой интеграл перекрытия.

Частота спиновых волн, а значит и частота резонансного с ними фонона, определяется значением внешнего магнитного поля. И при определённом значении поля частота ω_0 будет такова, что гармоника импульса деформации на этой частоте будет иметь узлы на границах плёнки, как и волновые функции $S^{(n)}(z)$ (штриховая линия на Рис. 3.6(а)). В таком случае интеграл перекрытия (3.6) будет ненулевым только для одной спиновой волны.

Из (3.11) были рассчитаны амплитуды спиновых волн $C^{(n)}$ как функции параметра $\frac{\omega_n d}{\pi s}$, показанные на Рис. 3.6(д)-(з). Амплитуда спиновых волн зависит от ω_n , а значит от величины магнитного поля, и от параметров ферромагнитной плёнки (толщина и скорость звука). Из анализа кривых на Рис.3.6(д)-(з) видно, что возбуждение только одной моды (амплитуды остальных мод обращаются в ноль) возможно лишь в том случае, когда параметр $\frac{\omega_n d}{\pi s}$ принимает целые значения. То есть от момента входа импульса деформации в слой до момента выхода из него спины вблизи границы (Ga,Mn)As/GaAs должны совершить целое число оборотов, которое и определяет номер селективно возбуждённой спиновой моды. Следовательно, условие селективности возбуждения может быть записано в виде

$$\frac{\omega_n d}{\pi s} = n + 1, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (3.12)$$

Лишь фундаментальная мода ($n = 0$) может быть возбуждена, когда $\frac{\omega_0 d}{\pi s} = 1$ (вертикальная штриховая линия на Рис.3.6(д)-(з)).

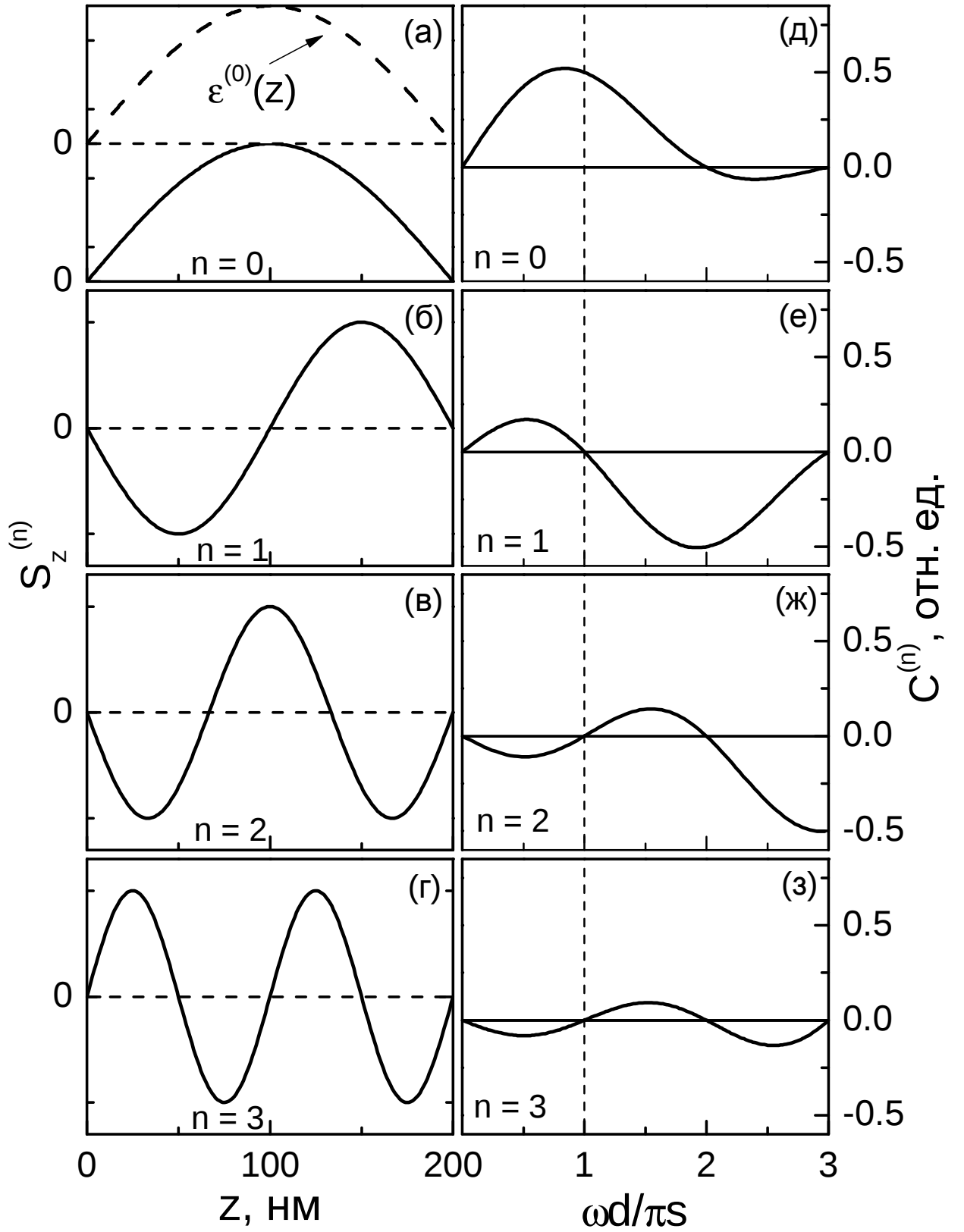


Рис. 3.6 Магнитные граничные условия $K_s > 0$. Расчётные профили спиновых волн $S_z^{(n)}(z)$ для мод с номерами а) $n=0$, б) $n=1$, в) $n=2$, г) $n=3$, а также зависимости амплитуд спиновых волн $C^{(n)}$ от параметра $\omega_n d / \pi s$ для мод с номерами д) $n=0$, е) $n=1$, ж) $n=2$, з) $n=3$.

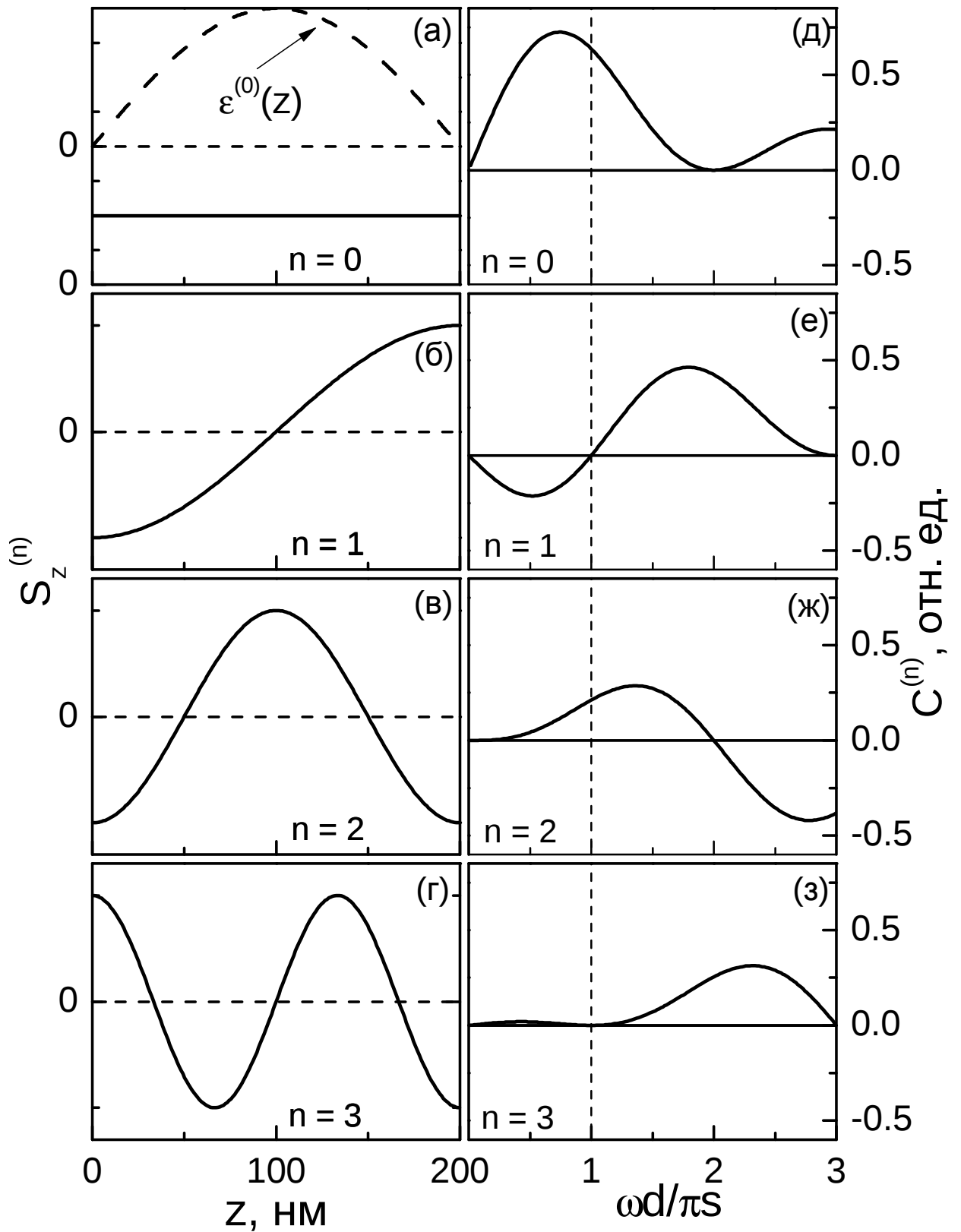


Рис. 3.6 Магнитные граничные условия $K_s = 0$. Расчётные профили спиновых волн $S_z^{(n)}(z)$ для мод с номерами а) $n = 0$, б) $n = 1$, в) $n = 2$, г) $n = 3$, а также зависимости амплитуд спиновых волн $C^{(n)}$ от параметра $\omega_n d / \pi S$ для мод с номерами д) $n = 0$, е) $n = 1$, ж) $n = 2$, з) $n = 3$.

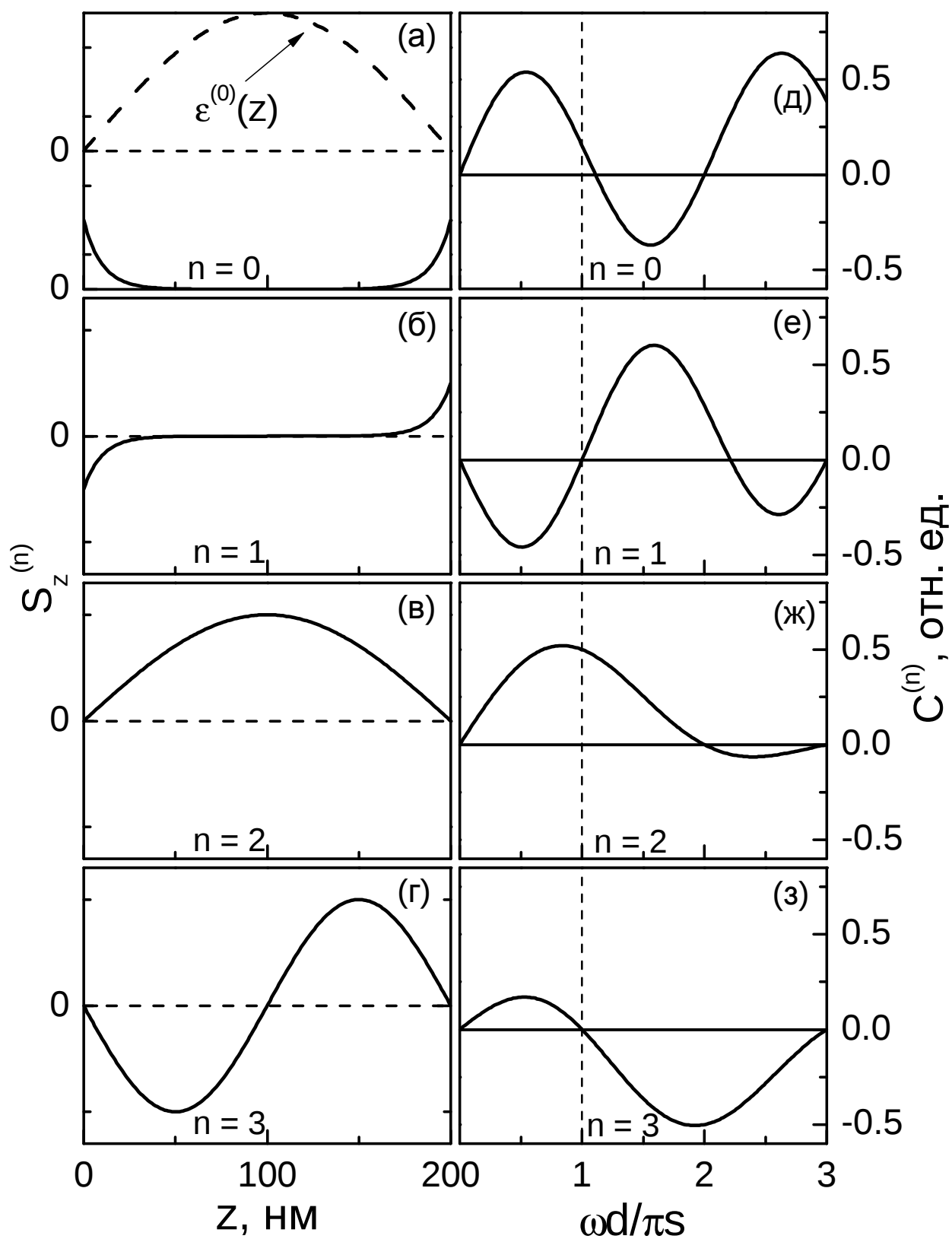


Рис. 3.7 Магнитные граничные условия $K_s < 0$. Расчётные профили спиновых волн $S_z^{(n)}(z)$ для мод с номерами а) $n=0$, б) $n=1$, в) $n=2$, г) $n=3$, а также зависимости амплитуд спиновых волн $C^{(n)}$ от параметра $\omega_n d / \pi s$ для мод с номерами д) $n=0$, е) $n=1$, ж) $n=2$, з) $n=3$.

На Рис.3.7 и 3.8 показаны результаты расчётов, выполненных в [161], для других предельных случаев граничных условий: для свободной поверхности, когда $K_s = 0$ (Рис 3.7) и для случая смешанных объёмных и поверхностных мод $K_s < 0$ (Рис. 3.8). В этих случаях амплитуды $C^{(n)}$ тоже сильно зависят от номера моды n и от частоты ω_n , но точные зависимости очень сильно отличаются от граничных условий закрепления намагниченности. Кроме того, при определённых n и ω_n амплитуды некоторых мод обращаются в ноль, но расчёты не показывают селективного возбуждения при любой ω_n .

3.4.3. Сравнение теории с экспериментом.

Теоретические модельные расчёты ясно демонстрируют, что амплитуды спиновых волн, возбуждённых импульсом деформации, сильно зависят от магнитного поля, и характер этой зависимости определяется магнитными граничными условиями. Но вопрос о магнитных граничных условиях для (Ga,Mn)As до сих пор не решён, и заранее неизвестно, какой именно тип условий должен быть применен в нашем случае. Таким образом, при сравнении экспериментальных данных с результатами расчётов необходимо подобрать такие граничные условия, при которых две низшие спиновые моды имеют расщепление $\Delta f = f_h - f_l = 2$ ГГц, и при $B = 225$ мТл возбуждается лишь одна фундаментальная спиновая мода, а амплитуды других мод равны нулю.

В условиях, когда $K_s < 0$, можно найти такие D и K_s , $D = 5 \times 10^{-18}$ Тл·м² и $2K_s/D = -1.2 \times 10^{-9}$ Тл·м, при которых расщепление между двумя низшими модами составляет 2 ГГц, и это значение почти не зависит от поля. Однако, ни при каких значениях внешнего поля расчёт не показывает селективного возбуждения спиновой волны. В то же время в условиях закрепления намагниченности ($K_s > 0$) достигается идеальное согласие

между теоретическими и экспериментальными полевыми зависимостями амплитуд спиновых мод. Одиночная линия, наблюдаемая в экспериментальном спектре при $B = 200 \div 250$ мТл, имеет частоту $f_l = 12$ ГГц, что соответствует фундаментальной радиальной частоте ω_0 , определяемой из (3.12). Таким образом, для граничных условий закрепления мы имеем полное согласие с экспериментом, если свяжем низкочастотный спектральный пик f_l с фундаментальной спиновой модой ($n = 0$). Однако, при этих же условиях невозможно найти разумное значение D , которое бы обеспечивало расщепление в 2 ГГц между двумя низшими спиновыми модами [157]. А значит, нельзя однозначно связать наблюдаемый спектральный пик f_h со спиновой модой $n = 1$. Дополнительная неопределённость в теоретическом анализе происходит из близости длины волны пробирающего излучения (800 нм) к краю фундаментального поглощения GaAs, следовательно, затрудняется анализ эффективности детектирования различных спиновых мод.

Очевидно, что проблемы в достижении согласия как для спектров, так и для амплитуд спиновых волн, могут быть решены для более широкого класса граничных условий. Это возможно, например, если пространственная структура спиновых мод будет определяться объёмными неоднородностями параметров магнитной анизотропии, которые приведут к снижению амплитуды намагниченности на границах [157]. И хотя довольно трудно количественно оценить амплитуду мод, но можно ожидать, что при любых граничных условиях в случае выполнения условия (3.12) для моды $n = 0$, эффективность возбуждения мод с $n > 0$ будет достаточно низкой.

Итак, мы продемонстрировали возбуждение спиновых волновых мод в ферромагнитном слое (Ga,Mn)As под действием импульса деформации. Мы обнаружили сильную зависимость амплитуд возбуждаемых спиновых волн от магнитного поля, и, следовательно, от их частоты. В спектре кинетических сигналов наблюдается несколько линий, соответствующих различным

спиновым модам, однако при определенном значении магнитного поля детектируется только одна спектральная линия, которая может быть отнесена к фундаментальной моде. Условие селективного возбуждения фундаментальной моды выполняется, когда период прецессии равен времени, которое требуется импульсу деформации для прохождения через ферромагнитный слой в прямом и обратном направлении. Теоретический анализ показал, что эффективность возбуждения определяется пространственным перекрытием собственных функций спиновых волн и резонансных фононов на частоте прецессии.

Основные выводы Главы 3

1. Продemonстрировано возбуждение стоячих спиновых волн в плёнке ферромагнитного (Ga,Mn)As пикосекундными импульсами деформации.
2. Показано, что в поперечном магнитном поле изменение во времени проекции вектора намагниченности, лежащей в плоскости ферромагнитного слоя, вносит заметный вклад в сигнал полярного керровского вращения благодаря эффекту гигантского магнитного линейного дихроизма.
3. Показано, что эффективность возбуждения спиновых волн определяется перекрытием волновых функций спиновой волны и резонансного с ней по частоте фонона импульса деформации.
4. Обнаружено, что при определенном значении магнитного поля возбуждается лишь одна фундаментальная спиновая мода.
5. В граничных условиях закрепления намагниченности селективное возбуждение спиновых волн возможно, если период прецессии намагниченности кратен времени пробега импульса деформации через магнитный слой в прямом и обратном направлениях.

Глава 4. Возбуждение и детектирование упругих колебаний в гиперзвуковых фотонно-фононных кристаллах

В предыдущих двух главах мы рассмотрели эффекты модуляции намагниченности ферромагнитного материала под действием пикосекундного импульса деформации – когерентного волнового пакета упругих колебаний с широким спектром. Независимо от модели, которую мы использовали для описания взаимодействия между импульсом деформации и намагниченностью, в конечном счете, эффективность этого взаимодействия определяется спектральной плотностью входящих в волновой пакет упругих колебаний на частоте прецессии. Таким образом, одним из способов повысить эффективность модуляции намагниченности является выделение из широкого волнового пакета резонансных частот с увеличением их плотности состояний. Свойствами акустического фильтра, способного выделять из широкого спектрального диапазона узкую полосу частот, обладают особые структуры – фононные кристаллы. Большой интерес представляют гиперзвуковые фононные кристаллы с запрещенными фононными зонами в гигагерцовой области акустического спектра, соответствующей частотам ферромагнитного резонанса большинства ферромагнитных материалов. Комбинация в одной структуре ферромагнитных свойств и свойств гиперзвукового кристалла является обладает чрезвычайно высоким потенциалом для управления магнитным порядком, формирующим новое направление магнитоакустики. Однако в настоящее время экспериментальная информация о свойствах гиперзвуковых кристаллов практически отсутствует. До недавнего времени не было проведено экспериментов, в которых в реальном времени исследовалась кинетика возбуждения и распространения упругих колебаний гиперзвуковых частот в гиперзвуковых кристаллах. Этим исследования посвящена данная Глава, в которой методы пикосекундной акустики используются для изучения

свойств плёнок синтетических опалов, – уникального материала, сочетающего свойства фотонного кристалла в видимой области спектра и гиперзвукового фононного кристалла.

§ 4.1. Гиперзвуковые кристаллы. Постановка задачи.

Фононными кристаллами называют такие наноструктуры, у которых вследствие пространственной периодичности акустического импеданса появляются запрещённые зоны в акустическом спектре [168]. Упругие колебания с частотой, лежащей внутри запрещённой зоны, не могут существовать в объёме кристалла. Однако, если они локализованы на дефекте или поверхности, то такие колебания будут иметь аномально долгое время жизни по сравнению с колебаниями на других частотах.

В большинстве экспериментальных работ в качестве фононных кристаллов исследовались структуры с периодом акустического импеданса $\sim 10^{-1} \div 10^{-4}$ м. В таких структурах частоты запрещённых зон лежат в диапазоне кГц - МГц [169-171]. Благодаря наличию запрещённых фононных зон было обнаружено множество интересных акустических эффектов таких, как фильтрация и фокусировка звука, волноводные свойства и др. [172-176]. Однако, до настоящего времени остается нерешенной задача создания фононных кристаллов для ГГц и ТГц диапазонов, требующая структур с периодичностью пространственной модуляции $10^{-6} \div 10^{-9}$ м. Такие фононные кристаллы называются гиперзвуковыми кристаллами [177]. Они могут найти применение в области передачи данных и в микро-электромеханике подобно своим низкочастотным эквивалентам [178-180]. Также активно рассматриваются идеи создания интегрированных ГГц акустооптических устройств [181, 182].

Подобно фотонным кристаллам, фононные также классифицируются в соответствии с их размерностью. Различают одно-, дву- и трёхмерные кристаллы. Трёхмерные гиперзвуковые кристаллы имеют наибольшие

перспективы в области управления ГГц и ТГц звуком, потому что только в них может существовать полная запрещённая фононная зона, при которой распространение звуковых волн определенных частот подавляется во всех направлениях. Наличие полных запрещённых зон было предсказано теоретически [183, 184] и показано экспериментально для низких частот (кГц и МГц) [185, 186] в то время, как в ГГц диапазоне лишь несколько работ показали наличие полной запрещённой фононной зоны [187, 188].

Одним из наиболее удобных и технологически доступных модельных объектов для изучения свойств трёхмерных гиперзвуковых кристаллов являются синтетические опалы. Недавние эксперименты [189] продемонстрировали возможность возбуждения упругих колебаний в плёночных синтетических опалах на частоте ~ 10 ГГц, соответствующей собственной частоте опаловых сфер. В то же время теоретически было предсказано существование в опалах полной запрещённой фононной зоны в ГГц области [189, 190].

Цель настоящей работы – возбудить упругие колебания сфер плёночных синтетических опалов и наблюдать временную эволюцию локализованных когерентных акустических мод, чьи частоты попадают в запрещённую фононную зону. Основная задача – определить, имеют ли локализованные моды достаточно большое время жизни по сравнению с модами, распространяющимися в объёме трёхмерного гиперзвукового кристалла, чьи частоты лежат вне запрещённой фононной зоны.

§ 4.2. Оптические и акустические свойства плёночных синтетических опалов.

4.2.1 Оптические свойства синтетических опалов.

Синтетические опалы представляют собой плотноупакованные слои сфер оксида кремния субмикронного диаметра. Особенностью таких структур является пространственная периодичность показателя преломления

во всех направлениях. Это приводит к образованию стоп-зон в оптических спектрах опалов [191, 192]. Электромагнитное излучение с длинами волн, лежащими внутри фотонной стоп-зоны, не может распространяться в опале вдоль определённого направления, соответствующего стоп-зоне. Причина возникновения фотонных стоп-зон — брэгговская дифракция света на периодической структуре, а потому положение фотонной стоп-зоны λ_B определяется периодом показателя преломления и может быть найдено из выражения

$$\lambda_B = 2a_{111}\sqrt{\langle n^2 \rangle - \sin^2 \vartheta}, \quad (4.1)$$

где $\langle n^2 \rangle$ — средняя диэлектрическая проницаемость опала, ϑ — угол брэгговской дифракции, $a_{111} = 2\sqrt{6}a_0/3$ — период гранецентрированной кубической решётки опала вдоль направления [111], a_0 — диаметр сфер опала.

На Рис. 4.1(a) показан типичный спектр отражения плёночного синтетического опала с диаметром сфер ≈ 290 нм при $\vartheta = 1.65^\circ$ [193]. Спектральная линия на длине волны $\lambda_B \approx 630$ нм соответствует фотонной стоп-зоне. Осцилляции малой амплитуды вблизи неё обусловлены Фабри-Перо интерференцией света на всей толщине плёнки. На вкладке к Рис. 4.1(a) показана экспериментальная зависимость спектров отражения опалов от угла дифракции ϑ . Видно, что с повышением угла дифракции максимум фотонной стоп-зоны сдвигается в коротковолновую область в соответствии с условием Брэгга. Штриховой линией показана аппроксимирующая зависимость (4.1) для значений $a_0 = 285$ нм и $\langle n^2 \rangle = 1.75$.

Средняя диэлектрическая проницаемость опала определяет как положение фотонных стоп-зон, так и их ширину. Она рассчитывается из значений показателей преломления шаров, составляющих опал, n_1 , и материала, заполняющего пространство между шарами (поры опала), n_2 .

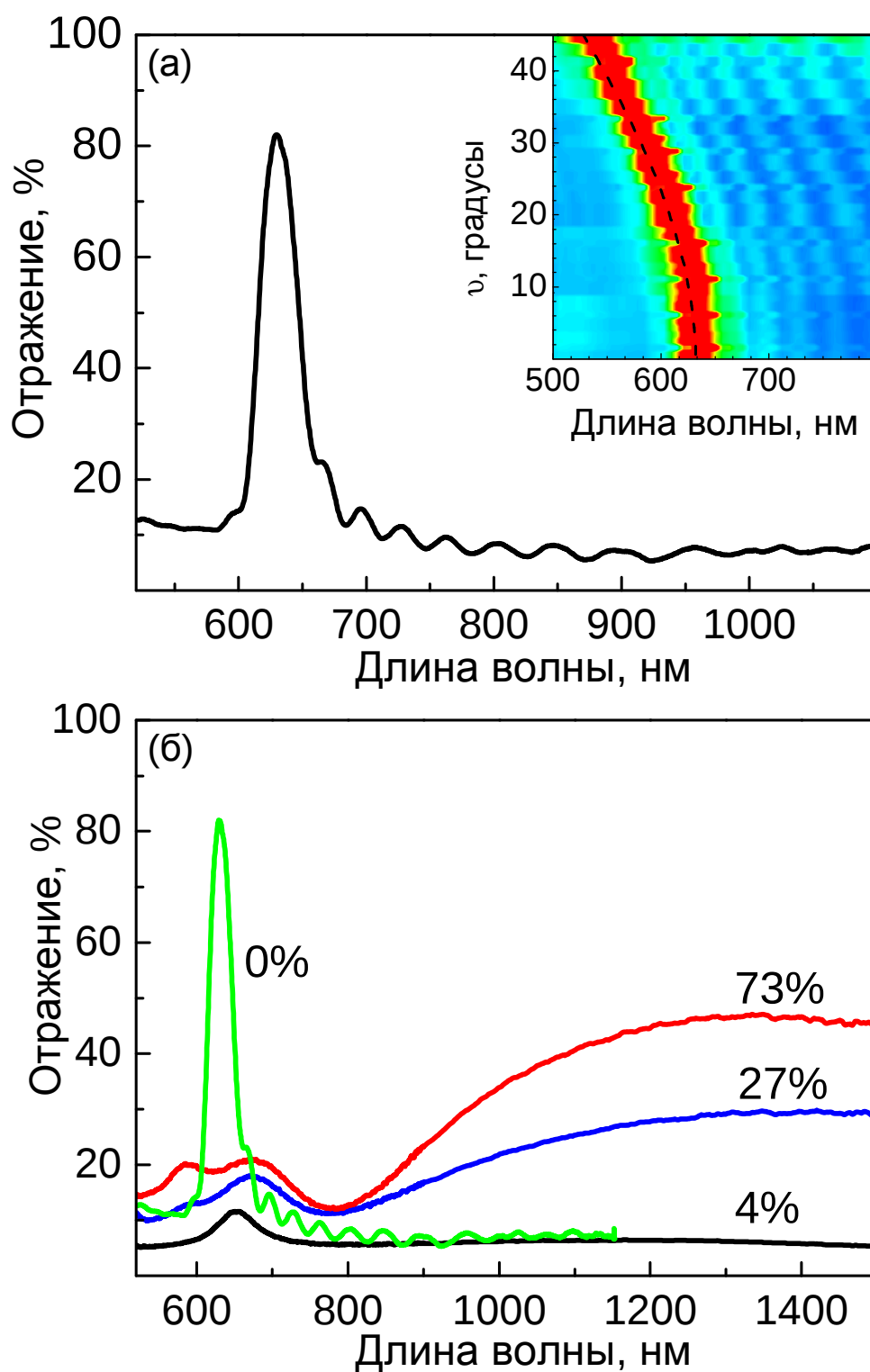


Рис. 4.1 а) Спектр отражения синтетического опала с диаметром сфер 290 нм, измеренный под углом падения 2°. На вкладке показана трёхмерная зависимость спектров отражения опалов от угла падения. Градация цвета от синего к красному отражает изменение интенсивности от минимума к максимуму. б) Спектры отражения опала с порами, заполненными медью, измеренные при различной объёмной доле меди в порах.

Если пространство между SiO_2 шарами заполнено воздухом, то $\langle n^2 \rangle = 1.7$. Контраст показателей преломления $\eta = n_2/n_1$ задаёт ширину фотонных стоп-зон. Теоретически было показано, что при $\eta > 2.8$ стоп-зоны уширяются настолько, что начинают перекрываться, и в опале возникает запрещённая фотонная зона, при которой распространение света в определённом диапазоне длин волн запрещено во всех направлениях [194]. Подбирая материалы опаловой матрицы и пор, при которых достигается необходимое значение контраста диэлектрических проницаемостей, можно управлять оптическими свойствами опалов. Чаще всего необходимые свойства достигаются путём заполнения пор различными материалами. При этом изменяются как оптические свойства опалов, так и свойства самих материалов-заполнителей. В качестве заполнителей могут выступать полупроводники [195, 196], металлы [193], ферромагнетики [197] и другие материалы.

На Рис.4.1(б) показаны спектры отражения опалов, поры которых заполнены медью. Видно, что в зависимости от объёмной доли меди в порах происходит значительное изменение спектров отражения [193]. При малой доле меди (>4%) форма спектра также обусловлена брэгговской дифракцией, но амплитуда спектральной линии значительно ниже в сравнении с незаполненным опалом, и линия сильно уширена. Это связано повышением $\langle n^2 \rangle$, а именно мнимой части показателя преломления. С повышением объёмной доли меди в порах (>20%) значительно вырастает коэффициент отражения в инфракрасной области, а вместо основной брэгговской линии появляется спектральная полоса, имеющая два характерных минимума. Рост коэффициента отражения в длинноволновой области обусловлен металлическими свойствами меди, а провалы в спектре на длинах волн 620 и 780 нм соответствуют возбуждению гибридных мод Ми-резонансов [193].

Известны работы, где исследовались свойства синтетических опалов, поры которых заполнены ферромагнитными материалами [198-200]. Такие структуры получили название магнитофотонных кристаллов, так как в них обнаружено значительное усиление линейных и нелинейных магнитооптических эффектов (керровское и фарадеевское вращение, магнитный циркулярный дихроизм и т.д) вблизи фотонных стоп-зон [201]. Это усиление обусловлено сильной локализацией света вследствие интерференции на субмикронной структуре [200, 201].

4.2.2 Акустические свойства синтетических опалов.

Акустические свойства синтетических опалов во многом определяются свойствами одиночных сфер и упругими связями между ними. Впервые упругие колебательные моды одиночной сферы (или набора несвязанных сфер) были рассчитаны Лэмбом, который выделял два типа мод: сфероидальные и торсионные [202]. Сфероидальные моды связаны с изменением размеров сфер и могут быть легко детектированы оптическими методами в то время, как торсионные моды связаны с «закручиванием сфер», при котором их размеры практически не меняются. В дальнейшем мы будем говорить лишь о сфероидальных модах.

Очевидно, что колебательный спектр одиночной сферы является дискретным, и в нём отражены лишь колебания сфер на собственных частотах лэмбовских мод. В акустическом спектре двух связанных сфер происходит расщепление пиков, соответствующих собственным модам, а также появляются новые низкочастотные компоненты, обусловленные коллективным движением сфер. С увеличением числа сфер спектральные линии уширяются, и в конечном итоге появятся разрешённые и запрещённые фононные зоны [190]. Теоретические расчёты, проведённые с использованием метода конечных разностей для идеальных бесконечно протяжённых опаловых плёнок, показали, что основные особенности

фононных запрещённых зон в опалах появляются уже при наличии всего трёх слоёв сфер, когда сформирован единичный период ГЦК-решётки [190].

Появление запрещённых фононных зон невозможно, если отсутствуют периодические механические связи между сферами. Такие связи могут быть получены путём спекания опалов при высокой температуре и повышенном давлении, при котором происходит взаимное проникновение сфер, называемое синтерингом. Синтеринг задаёт степень связи между одиночными резонаторами – шарами опала. Очевидно, что, если связи отсутствуют, то упругие колебания между шарами передаваться не будут, в то же время при сильной связи исчезнут резонансные свойства отдельных шаров, и структура будет проявлять свойства объёмного материала. Для того, чтобы характеризовать степень связи между сферами, вводят коэффициент синтеринга или степень спекания, определяемые как

$$\chi = \left(\frac{a_0}{r} - 1 \right) \cdot 100\%, \quad (4.2)$$

где r — расстояние между центрами сфер.

На Рис. 4.2(а) показаны дисперсионные кривые, рассчитанные в [189, 190] для идеальной опаловой плёнки, состоящей из SiO_2 сфер диаметром 357 нм с коэффициентом синтеринга 1%. В частотном диапазоне 0÷16 ГГц присутствуют две показанные стрелками запрещённые фононные зоны. Наиболее широкая зона (ширина $\Delta\nu = 1.5$ ГГц) имеет центральную частоту 7.5 ГГц. На Рис. 4.2(б) показана расчётная зависимость ширины запрещённых фононных зон от коэффициента синтеринга. Отчётливо видно, что с ростом синтеринга ширина зон уменьшается, а при $\chi \geq 2.4\%$ фононные зоны исчезают. Данное поведение обусловлено тем, что с ростом синтеринга акустические свойства опала приближаются к свойствам объёмного SiO_2 . Наличие в опалах теоретически предсказанной полной запрещённой фононной зоны в гигагерцовом диапазоне позволяет считать их трёхмерными гиперзвуковыми кристаллами, а значит, в них возможно существование долгоживущих упругих колебаний в гигагерцовом диапазоне.

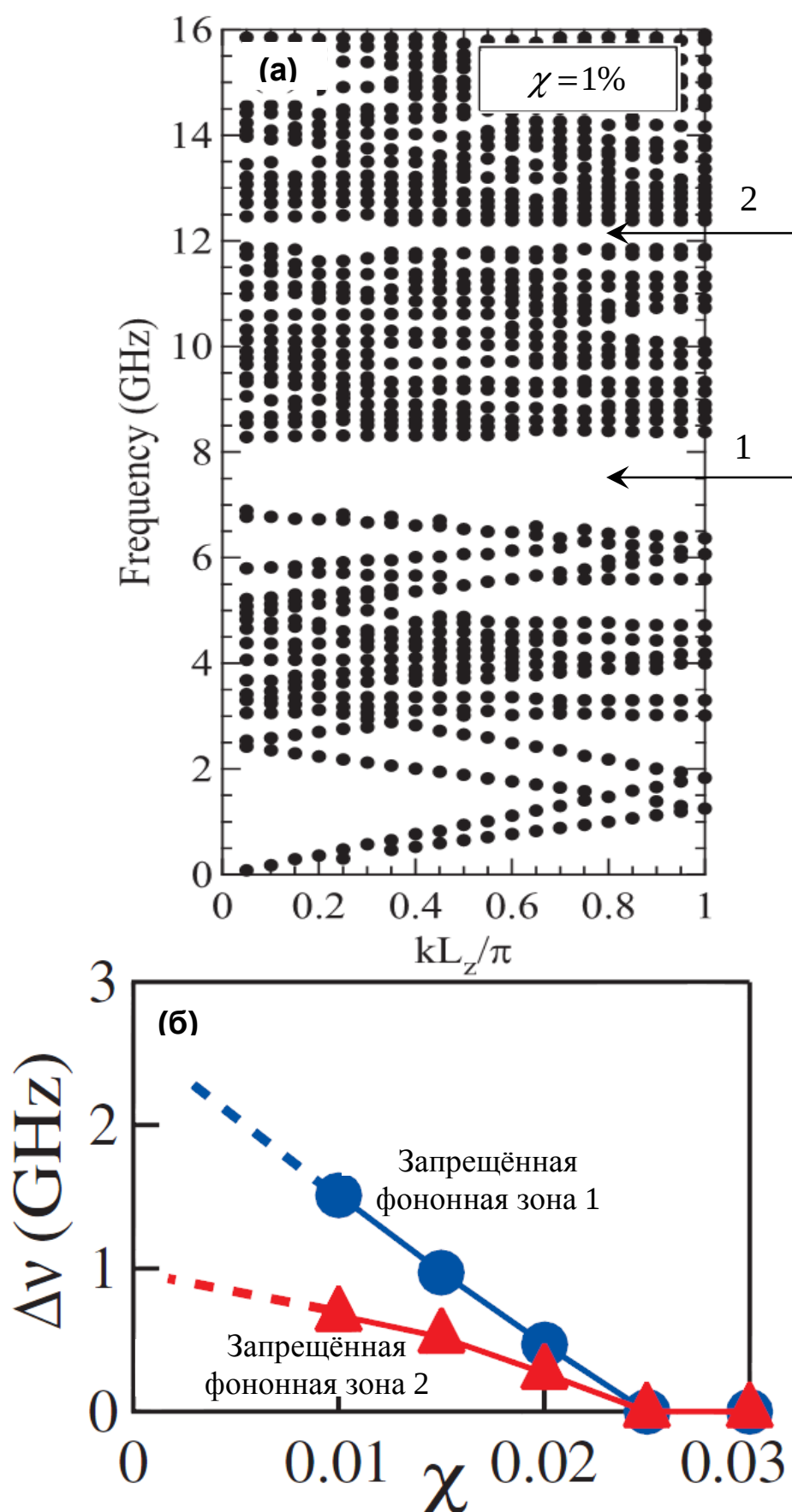


Рис. 4.2 а) Зонная структура бесконечного фононного кристалла на основе опала вдоль направления $\Gamma - L$ зоны Бриллюэна; б) Теоретическая зависимость ширины первой и второй запрещенных фононных зон от параметра упругой связи между сферами $\alpha\text{-SiO}_2$, формирующими трехмерный фононный кристалл

§ 4.3. Экспериментальная методика. Исследуемые структуры.

4.3.1 Идея эксперимента.

Для изучения возбуждения и распространения упругих колебаний в гиперзвуковых кристаллах, мы генерировали когерентный акустический волновой пакет в широком диапазоне частот на поверхности плёнки синтетического опала методами, представленными в Главе 1, и оптически детектировали эволюцию возбужденных упругих колебаний. Принцип детектирования основан на модуляции интенсивности отражённого от пленки опала света. Когерентные упругие колебания изменяют размеры опаловых сфер, и, следовательно, изменяется спектральное положение и (или) ширина фотонной стоп-зоны.

Если длина волны пробирающего света попадает на крыло фотонной стоп-зоны, достигается максимальная чувствительность детектирования [203]. Также чувствительность зависит от числа слоёв опаловых сфер. При большом числе эффект импульса деформации конечного размера, интегрированный при оптическом детектировании по всей толщине пленки, даст малую амплитуду модуляции. При малом числе слоев каждый слой в равной степени вносит вклад в модуляцию интенсивности отражённого света, но при этом свойства опала как фотонного кристалла оказываются выражены значительно слабее, что также снижает амплитуду сигнала. Оптимальное число слоев в пленке синтетического опала, при котором достигается максимальная чувствительность, – 5-10 слоёв.

Идея эксперимента – разделить во времени локализованные моды, попадающие в область фононной запрещенной зоны, и объемные колебания, эффективно распространяющиеся в кристалле. Мы сможем это сделать, анализируя временную эволюцию Фурье-спектров временных сигналов. Можно ожидать, что моды с частотами, соответствующими запрещённой фононной зоне, будут иметь значительно большее время жизни благодаря

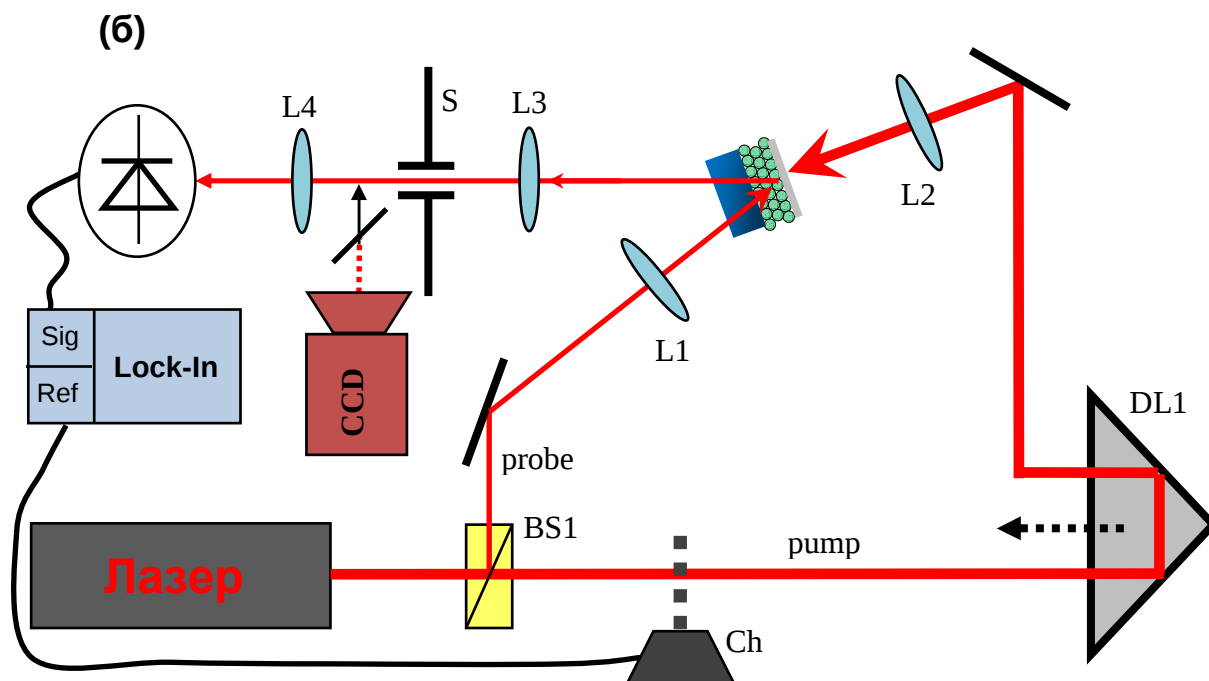
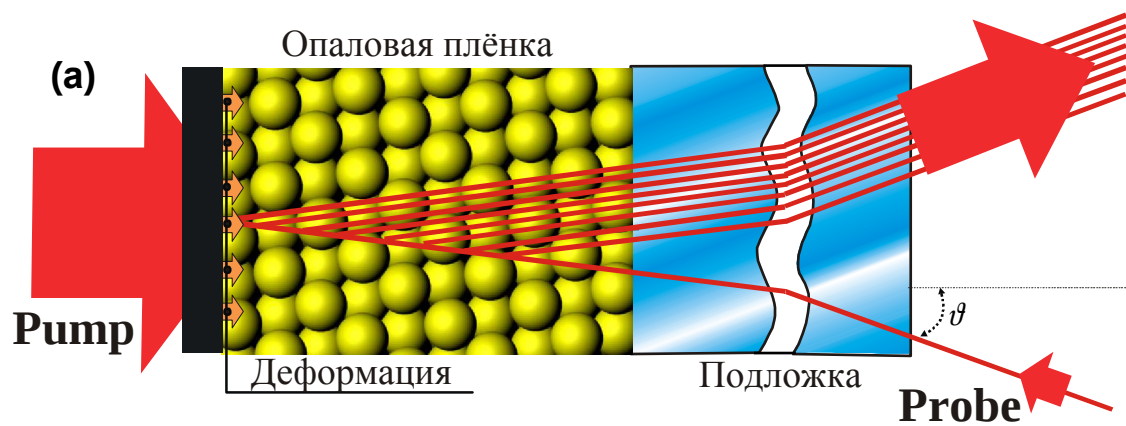


Рис. 4.3 а) Идея эксперимента; б) схема памп-проб измерений

локализации в приповерхностном слое, в то же время объёмные моды должны затухнуть относительно быстро.

4.3.2 Схема эксперимента.

Для реализации идеи эксперимента была использована схема, аналогичная представленной в Главе 2 и показанная на Рис. 4.3. Когерентные гиперзвуковые колебания сфер генерировались в результате оптического возбуждения (длина волны 800 нм) тонкой алюминиевой плёнки, осаждённой на поверхность опала (Рис. 4.3(а)). Теоретические расчёты показывают, что влияние алюминиевой плёнки на спектр колебаний сфер незначителен [190]. Пробирующий луч фокусировался на поверхность опала со стороны стеклянной подложки напротив пятна возбуждающего луча. Вследствие эластооптического эффекта упругие колебания сфер приводили к модуляции интенсивности отраженного света, которая детектировалась одиночным фотодиодом, связанным с синхронным усилителем (Рис. 4.3(б)). Изменения интенсивности отражённого света записывались как функция задержки между пробирующим и возбуждающим лазерными импульсами, что позволило фиксировать временную эволюцию упругих колебаний. Угол падения пробирующего луча, ϑ , мог изменяться и подбирался таким образом, чтобы длина волны пробирующего луча (800 нм) попадала на крыло фотонной стоп-зоны.

4.3.3 Исследуемые структуры.

Исследуемые образцы были получены методом вертикального осаждения из водно-спиртовой суспензии, в результате чего получалась матрица сфер, составляющих гранецентрированную кубическую решётку [204]. После осаждения плёнки подвергались отжигу для получения различных степеней спекания. Структурные параметры исследованных плёнок, такие как количество слоёв, диаметр сфер и коэффициент спекания, могут быть определены из оптических спектров отражения по методике,

представленной в [205, 206]. В данной работе были исследованы плёнки синтетических опалов, состоящие из сфер SiO_2 диаметром $a_0 \approx 350$ нм, которые осаждались на стеклянную подложку. На каждом образце были однородные области с количеством слоёв от 5 до 11. Коэффициент синтеринга в зависимости от структуры мог изменяться в пределах от 0.46% (неотожжённые опалы) до 6.4% (отжиг при температуре 1200°C). Основные результаты представлены на примере двух структур, свойства которых сведены в Таблицу 3.

Оптические спектры отражения структур 4А и 4В показаны на Рис.4.4(а) и 4.4(б). Спектры отражения от образца 4А измерены под углами падения $\vartheta = 23^\circ$ и $\vartheta = 13^\circ$, а структуры 4В при $\vartheta = 13^\circ$. При углах падения $\vartheta = 23^\circ$ (для 4А) и $\vartheta = 13^\circ$ (4В) длина волны пробирующего излучения (800 нм, показано на Рис. 4.4 штриховой линией) попадает на крыло фотонной стоп-зоны. Во вкладках к Рис. 4.4(а) и 4.4(б) представлены микрофотографии поверхности исследуемых структур, сделанные сканирующим электронным микроскопом. На фотографиях отчётливо видны механические связи между сферами, полученные в результате спекания. Однако стоит отметить, что во всех исследованных структурах данные связи нерегулярные, то есть на одну сферу в плоскости вместо 6 связей приходилось в среднем 3-4. Также имеет место разупорядоченность сфер. Оба этих фактора могут стать причиной быстрой потери когерентности и затухания упругих колебаний при распространении вглубь опала. Кроме того, возможно некоторое несоответствие акустических свойств реальных опалов свойствам идеальных, которые были рассчитаны в [189, 190] и представлены на Рис. 4.2.

Таблица 3

Образец	χ , %	a_0 , нм	ϑ_{det} , град	Число слоёв	Температура отжига, $^\circ\text{C}$
4А	0.46	375	23	5-9	-
4В	1.6	360	13	5-9	900

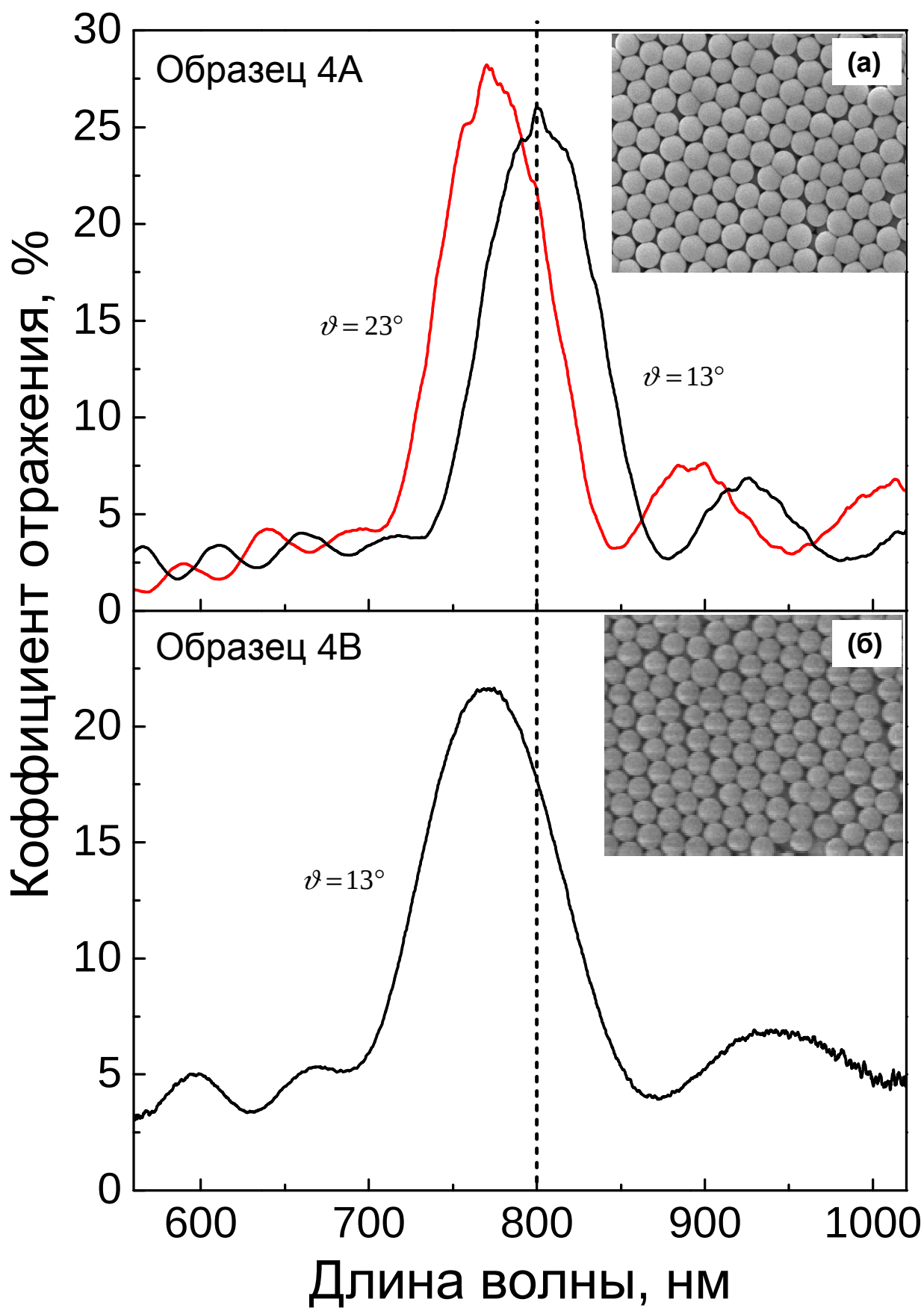


Рис. 4.4 Оптические спектры отражения структур 4А (а) и 4В (б), измеренные использованием вольфрамовой лампы накаливания в неполяризованном свете, под углом падения 23° и 13° соответственно. На вкладках фотографии поверхности исследуемых структур, полученные на сканирующем электронном микроскопе.

§ 4.4. Экспериментальные результаты.

4.4.1 Кинетические сигналы.

На Рис. 4.5 представлены динамические сигналы, которые показывают временную эволюцию интенсивности пробирующего света, отраженного от исследуемой структуры. Сигналы были измерены при $\vartheta = 23^\circ$ для 4А- и при $\vartheta = 13^\circ$ для 4В образцов. Момент времени $t = 0$ соответствует оптическому возбуждению алюминиевой плёнки лазерным импульсом, после чего наблюдаются колебательные изменения интенсивности, вызванные колебаниями сфер. Части сигналов, из которых были вычтены постоянные подставки, обусловленные разогревом опаловой плёнки, показаны на Рис.4.5(а) и 4.5(б) для структур 4А и 4В соответственно. Сигналы без вычета подставки представлены во вкладках [207, 208].

Качественное заключение о существовании долгоживущей моды с частотой $\nu < 10$ ГГц в образце 4А может быть получено напрямую из временной эволюции $\Delta R(t)/R$ (см. Рис. 4.5(а)). Во временных сигналах исследуемых структур в диапазоне $t < 300$ пс видны несколько ярко выраженных осцилляций с периодом более 100 пс. Однако, на более поздних временах, $t < 300$ пс, осцилляции с периодом более 100 пс заметны только для образца 4А. Причём стоит отметить, что форма наблюдаемых сигналов не зависит от точки детектирования и числа слоёв, а зависит лишь от параметров образца.

Чтобы понять, какой сигнал детектируется оптическим пробирующим импульсом, обсудим механизм взаимодействия света с когерентными упругими колебаниями в плёнке.

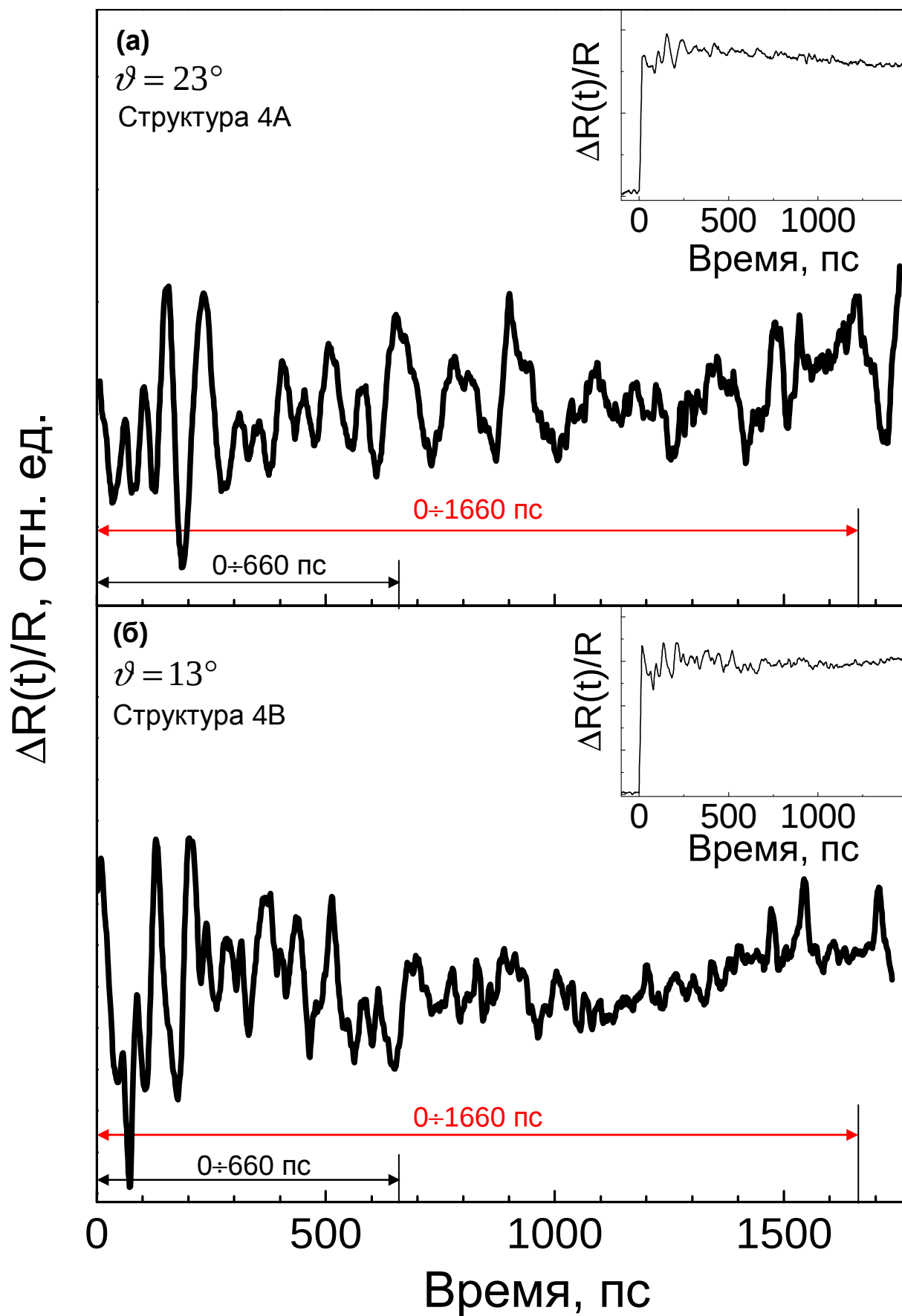


Рис. 4.5 Динамические сигналы, полученные для структур 4А (а) и 4В (б), из которых вычтен вклад, обусловленный разогревом опала. Сигналы без вычета фона показаны на вкладках. Стрелками показаны размеры временных окон, внутри которых проводилось Фурье-преобразование.

4.4.2 Эластооптический эффект в опалах. Угловая зависимость кинетических сигналов.

Известно, что в однородной среде сигнал пробирующего импульса в схеме подобной Рис. 4.2(а) обусловлен эластооптическим эффектом. В тонких плёнках этот сигнал включает в себя 2 вклада [209]: изменения отражения, обусловленные модуляцией толщины плёнки, и когерентное рассеяние Бриллюэна (см. Главу 1, §1.1.2) [46]. Таким образом, первый вклад в сигнал обусловлен лишь смещением поверхности в направлении нормали к плёнке в то время, как второй чувствителен к акустическим волнам, распространяющимся в объёме. Принципиальная разница между описанными вкладами в том, что модуляция толщины плёнки отражает в реальном времени эволюцию колебаний, локализованных у поверхности пленки, во всем диапазоне частот. А оптический сигнал, обусловленный бриллюэновским рассеянием, напротив, отражает только компоненту с частотой, которая определяется законами сохранения энергии и импульса для света и звука, выделяя ее из широкого спектра генерированных акустических частот (см. §1.1). Таким образом, в первом случае изменение угла падения ϑ может повлиять только на чувствительность детектирования без изменения временной эволюции сигнала. Для бриллюэновского вклада, изменение ϑ , очевидно, приведёт к изменению частоты детектируемых акустических волн.

В периодических структурах таких, как опалы, механизмы, отвечающие за детектирование, те же самые. И если вклад, обусловленный модуляцией толщины, будет идентичен случаю однородной плёнки, то случай бриллюэновского рассеяния в таких структурах более сложен и зависит от того, распространяются упругие волны в объёме, или они локализованы [187]. Для распространяющихся мод также можно ожидать зависимость временной эволюции от угла падения. На Рис. 4.6 показаны временные сигналы $\Delta R(t)/R$, измеренные на образце 4А для нескольких углов падения

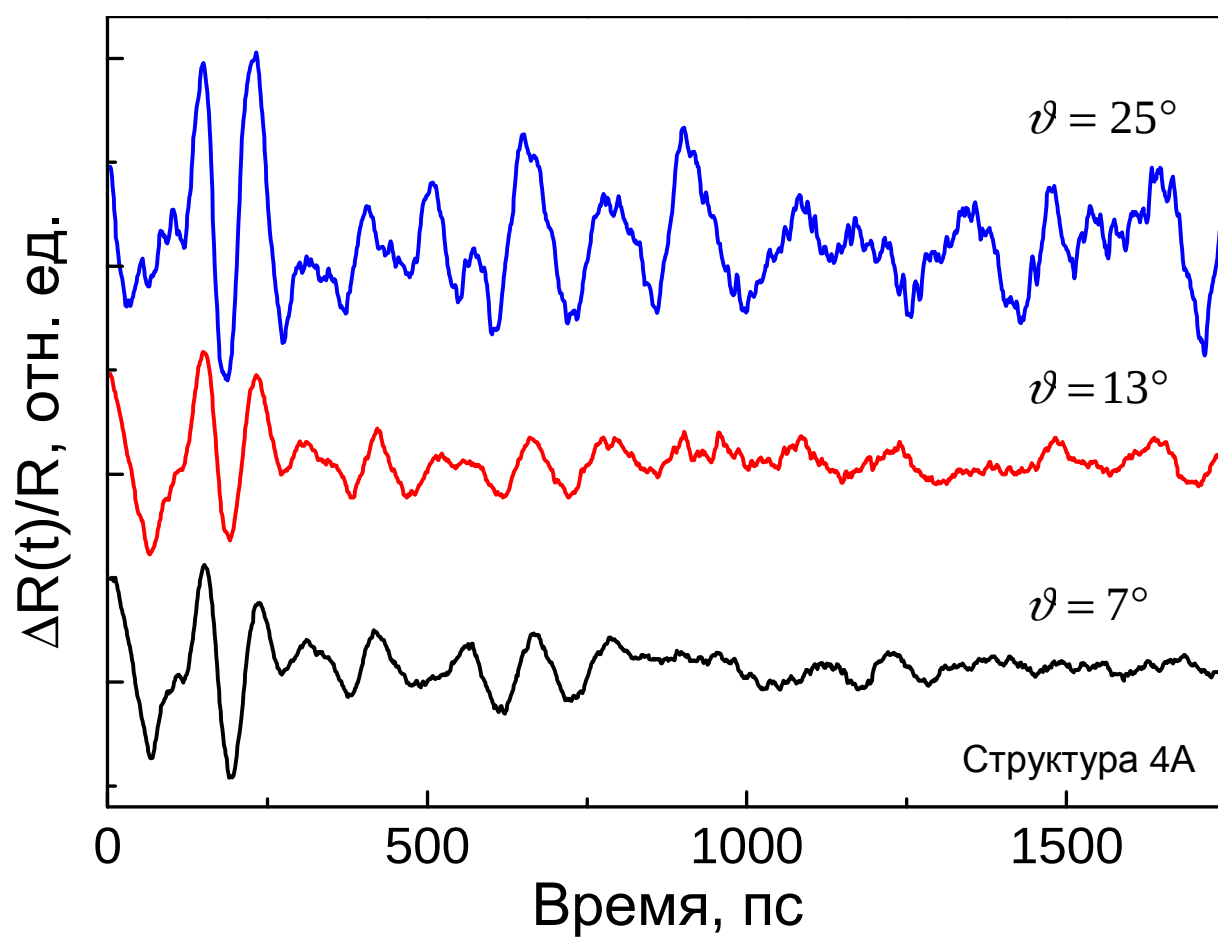


Рис. 4.6 Зависимость динамических сигналов от угла падения пробирующего луча

ϑ . Отчётливо видно, что временная эволюция сигнала для разных ϑ идентична: максимумы и минимумы в осциллирующем сигнале находятся в тех же местах при $t < 1000$ пс. На больших временах сравнение некорректно из-за увеличения уровня шума в сигналах, измеренных при $\vartheta = 7^\circ$ и $\vartheta = 13^\circ$.

Независимость $\Delta R(t)/R$ от ϑ говорит о том, что когерентная часть $\Delta R(t)/R$ обусловлена колебаниями, локализованными у поверхности опаловой плёнки, где они были изначально сгенерированы (со стороны Al плёнки). Это не удивительно, так как с учётом неоднородности упругих связей между сферами можно ожидать, что когерентность объёмных гиперзвуковых волн теряется уже на втором-третьем слое опаловой плёнки, и вклад от распространяющихся колебаний становится пренебрежимо мал [207, 208].

Важным моментом в экспериментальной методике является чувствительность детектирования упругих колебаний. Как и ожидалось, максимум чувствительности упругих колебаний наблюдается при $\vartheta = 25^\circ$ (см. Рис.4.4(а)), когда длина волны пробирующего луча (800 нм) падает на крыло пика отражения. Однако сигнал $\Delta R(t)/R$ наблюдается также и при других углах падения, например при $\vartheta = 13^\circ$, когда длина волны пробирующего луча попадает на максимум спектральной линии (см. Рис. 4.4(а)). Это значит, что сигнал обусловлен модуляцией амплитуды спектральной линии, а не её сдвигом [208].

Для более полной информации о спектре возбуждаемых колебаний необходимо провести Фурье-преобразование временных сигналов.

§ 4.5. Обсуждение результатов

4.5.1 Фурье-анализ кинетических сигналов.

На Рис.4.7 приведены Фурье-спектры временных сигналов $\Delta R(t)/R$ для образцов 4А и 4В. Штриховой линией показаны спектры, рассчитанные в

узком временном окне $t = 0 \div 660$ пс, а сплошной — спектры в широком временном окне $t = 0 \div 1660$ пс. Выбранные интервалы показаны стрелками на Рис. 4.5. Спектры, рассчитанные для разных временных окон, дают информацию о временной эволюции различных частотных компонент генерируемых упругих волн.

Штриховые линии на Рис.4.7 показывают, что на ранних временах в двух образцах доминируют моды в частотном диапазоне $10 \div 15$ ГГц. Эти моды, близкие к лэмбовским модам сфер, составляющих опал [189], эффективно возбуждаются лазерным импульсом в начальный момент времени. Отсутствие этих мод в спектрах для больших временных интервалов означает, что они относительно быстро затухают. Отличие между двумя образцами проявляется в спектрах на большом временном интервале. В спектре образца 4А виден хорошо изолированный пик на частоте $\nu = 7.5$ ГГц со спектральной шириной ≈ 1 ГГц, определяемой разрешением преобразования Фурье (сплошная линия на Рис. 4.7(а)). Этот пик отсутствует в спектре образца 4В (сплошная линия на Рис. 4.7(б)). Другие пики имеют значительно меньшие амплитуды по сравнению с пиком $\nu = 7.5$ ГГц. Тот факт, что лишь одна мода с $\nu = 7.5$ ГГц проявляется на длинном временном интервале (Рис. 4.7(а)), говорит о том, что эта мода имеет гораздо более долгое время жизни в сравнении с модами $\nu > 10$ ГГц. Чтобы оценить время жизни данной долгоживущей моды, рассмотрим спектрально-временную эволюцию возбуждаемых колебаний.

4.5.2 Спектрально-временная эволюция возбуждаемых мод. Сравнение с теорией

Для определения кинетики различных мод рассмотрим спектрально-временную эволюцию детектируемых сигналов, представленную на Рис.4.8. Трёхмерные поверхности на Рис.4.8 описывают временную эволюцию Фурье-спектров, полученных из $\Delta R(t)/R$ во временном окне $\Delta t = 660$ пс.

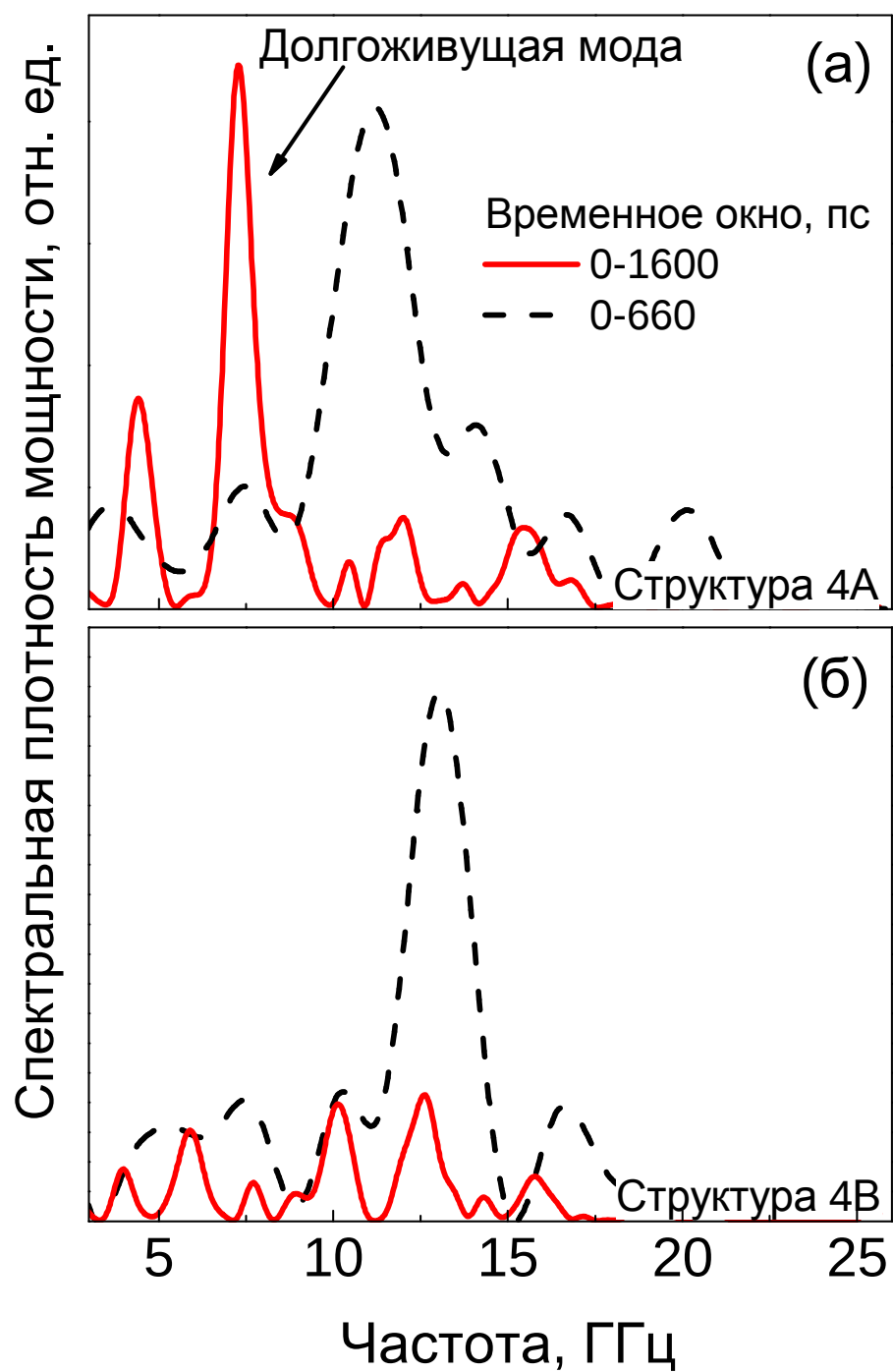


Рис. 4.7 Фурье-спектры временных сигналов, полученные для разных временных окон. а) спектры образца 4А; б) спектры образца 4В.

Поверхности получены сдвигом временного окна фиксированной ширины по временной шкале измеряемого сигнала: каждый момент времени t на спектрально-временной эволюции соответствует спектру, рассчитанному на интервале от t до $t + \Delta t$.

Спектрально-временные эволюции двух образцов имеют существенные отличия. В образце 4А отчётливо видна долгоживущая низкочастотная мода на частоте 7.5 ГГц (Рис.4.8(а)). Она доминирует в спектре при $t > 500$ пс, когда моды с $\nu > 10$ ГГц почти исчезли из спектра. Однако, долгоживущая мода не наблюдается в спектрах образца 4В (см. Рис.4.8(б)). Тот факт, что долгоживущая мода изменяется во времени немонотонно (на ранних временах её амплитуда сначала растёт, а позднее затухает) может быть объяснён биением нескольких мод с близко лежащими частотами, которые исходно были сгенерированы в противофазе, и которые не разрешены на Рис.4.8(а) при выбранном значении Δt . Очевидно, существует несколько детектируемых мод с частотой в районе $\nu < 10$ ГГц, которые могут быть разрешены в случае более широкого временного окна (например, мода на 4.5 ГГц, см. сплошную кривую на Рис.4.7(а)) [207, 208].

Таким образом, основной результат настоящей работы – это наблюдение упругих колебаний в образце 4А с частотой $\nu = 7.5$ ГГц, которые имеют много большее время жизни, чем колебания с $\nu > 10$ ГГц. Наше объяснение природы данных колебаний основано на существовании упругих мод, которые находятся в резонансе с полной запрещённой фононной зоной опалового гиперзвукового кристалла. Эти моды должны существовать на поверхности (либо на дефекте вблизи поверхности), на которой был изначально возбуждён волновой пакет акустических колебаний [207, 208]. Трёхмерная зонная структура упругих колебаний в идеальном опале со спеканием сфер была изучена теоретически в [189, 190]. Данные работы предсказывают наличие в опаловых плёнках, изученных в нашей работе, запрещённой фононной зоны с центром на частоте $\nu \approx 7.5$ ГГц. Для коэффициента спекания $\chi = 0.46\%$ (соответствует образцу 4А)

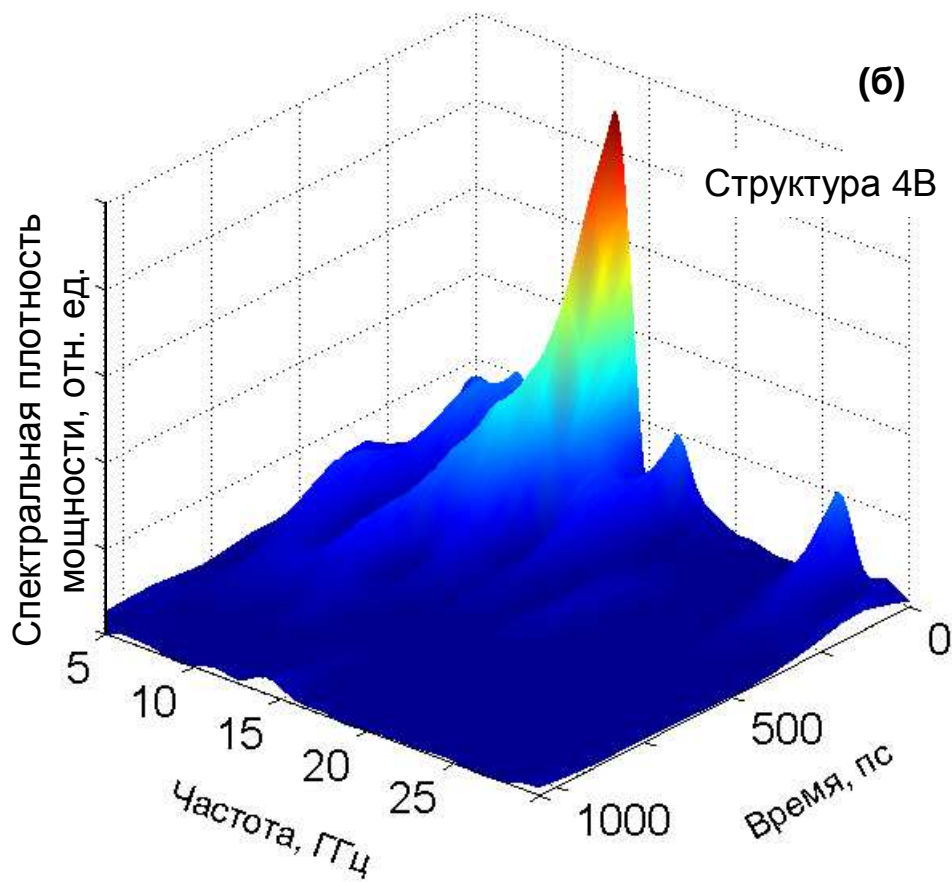
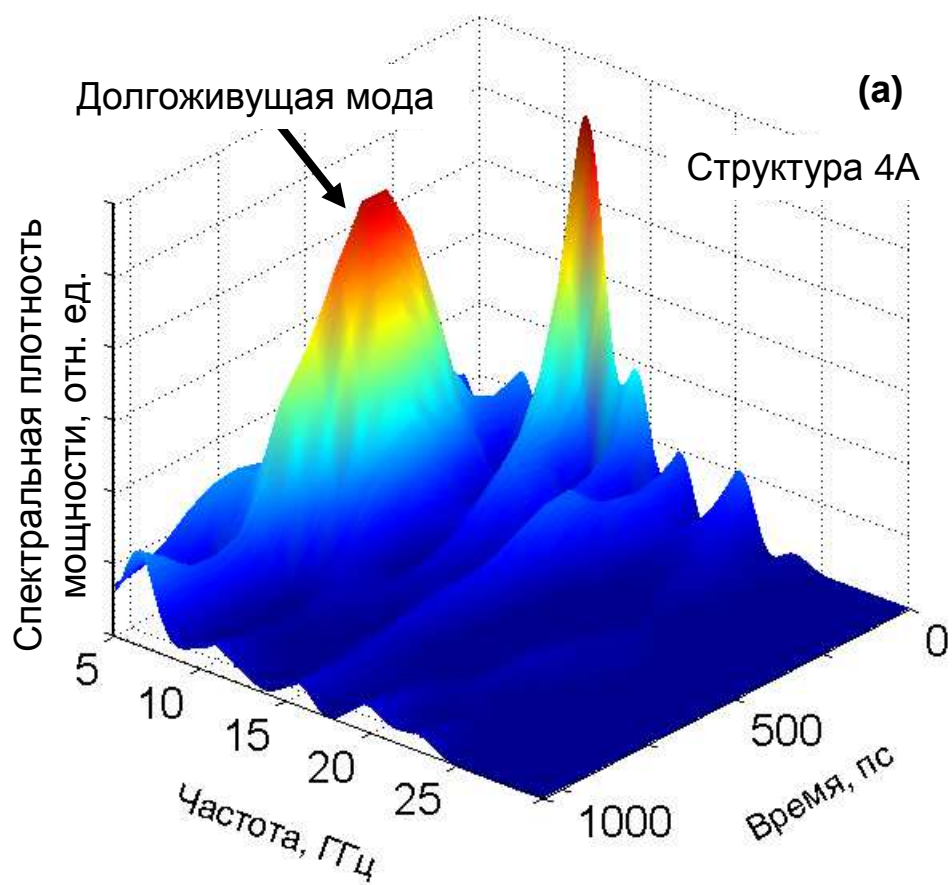


Рис. 4.8 Спектрально-временные эволюции сигналов от образца 4А (а) и 4В (б)

теоретически предсказанная ширина запрещённой зоны $\Delta\nu$ составляет 2 ГГц. Величина $\Delta\nu$ быстро падает с ростом χ , и при $\chi = 2.5\%$ полная запрещённая фононная зона исчезает. Таким образом, мода, возбуждённая на частоте $\nu = 7.5$ ГГц, будет локализована у поверхности только в образцах с достаточно малым синтерингом χ . И наоборот, моды с частотами выше и ниже зоны соответствуют разрешённым упругим состояниям и должны уходить из поверхности в объём независимо от величины синтеринга χ .

Экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями, сделанными для структур с идеальной периодичностью. Единственное малое отличие в том, что теоретически предсказанная частота поверхностной моды (8.7 ГГц) слегка выше наблюдаемой в эксперименте [189, 190, 207]. Однако стоит отметить, что реальная опаловая плёнка в общем случае имеет некоторый беспорядок, и неидеальная периодичность механических связей может отразиться на её упругих свойствах. Фотография поверхности исследуемой опаловой плёнки, полученная на сканирующем электронном микроскопе (вкладка на Рис.4.4(а)), показывает, что среднее число связей между сферами снижено по сравнению со случаем идеальной плотной упаковки сфер, где число касаний соседних сфер в плоскости должно быть равно шести. Также видно, что площадь касания между сферами, которая определяет упругость связей, далека от однородной. Однако, несмотря на это, наши эксперименты демонстрируют, что беспорядок не нарушает концепцию полной трехмерной запрещённой зоны, и упругие моды всё ещё могут быть разделены на локализованные у поверхности и распространяющиеся в объёме. Это заключение поддерживают и недавние работы, в которых показано, что даже в сильно разупорядоченных гиперзвуковых кристаллах присутствуют акустические запрещённые зоны [188, 210]. Кроме того, можно провести аналогию с зонной структурой аморфных полупроводников, где точно также имеются свободные и локализованные электронные состояния.

Основные выводы Главы 4.

Итак, нами изучена кинетика упругих колебаний, содержащихся в когерентном волновом пакете пикосекундного импульса деформации, инжектированного в пленку трехмерного фотонно-фононного кристалла на основе синтетического опала. Измерение кинетики упругих колебаний в реальном времени позволило разделить временную эволюцию различных частотных компонент. Основные результаты исследований, изложенных в 4-й главе можно сформулировать следующим образом:

1. Впервые в реальном времени в гиперзвуковом фононном кристалле зафиксирована эволюция упругих колебаний с частотой, соответствующей запрещенной фононной зоне.

2. Показано, что такие упругие колебания демонстрируют аномально долгое время жизни, по сравнению с колебаниями других частот, что свидетельствует об их локализации у поверхности, вследствие невозможности распространения в объеме кристалла.

3. Частота локализованных упругих колебаний в пленке синтетического опала составляет 7.5 ГГц, что соответствует частоте когерентной прецессии намагниченности большого числа ферромагнетиков в слабых магнитных полях.

Заключение.

В настоящей диссертации представлены результаты оригинальных экспериментов, направленных на изучение взаимодействия когерентных акустических фононов с магнитными возбуждениями в плёнках разбавленных ферромагнитных полупроводников, а также возбуждения и распространения гиперзвуковых колебаний в плёнках синтетических опалов. Исследования проводились с использованием оригинального, разработанного в рамках диссертационной работы, метода возбуждения прецессии намагниченности, позволяющего получать обширную информацию о динамических магнитных свойствах ферромагнитных полупроводников, а также о взаимодействии магнитных возбуждений с когерентными упругими колебаниями на частоте ферромагнитного резонанса. При исследовании плёнок синтетических опалов была получена важная информация о динамике и характере возбуждаемых упругих мод, и экспериментально подтверждено наличие полной запрещённой фононной зоны, лежащей в гигагерцовой области частот, в плёночных синтетических опалах..

Основные выводы проведенных исследований даны в конце каждой главы. Главные результаты работы сводятся к следующим:

1. Разработан метод возбуждения когерентной прецессии намагниченности плёнок ферромагнитного $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ при помощи пикосекундных импульсов деформации. Метод может стать основой для сверхбыстрого управления магнитным порядком ферромагнитных наноструктур. Также с использованием этого метода может быть получена информация о динамических магнитных свойствах ферромагнитных полупроводников.

2. Показано, что при приложении внешнего магнитного поля перпендикулярно плоскости слоя, кинетика намагниченности под действием пикосекундного импульса деформации обусловлена изменением величины поля одноосной перпендикулярной анизотропии.

3. Впервые при помощи пикосекундных акустических импульсов были возбуждены стоячие спиновые волны в ферромагнитном $(\text{Ga,Mn})\text{As}$. Амплитуда спиновых волн определяется пространственным перекрытием волновых функций спиновой волны и резонансного фонона на частоте спиновой волны, что допускает возможность селективного возбуждения спиновой волны акустическим импульсом с широким спектром.

4. Обнаружены долгоживущие упругие колебания в плёнках синтетического опала, локализованные на поверхности либо дефекте вблизи поверхности плёнки, что является первым экспериментальным подтверждением наличия в синтетическом опале полной запрещённой фононной зоны в гигагерцовой области частот.

Литература.

Публикации по теме диссертации.

- 1A. Salasyuk A. S., Scherbakov A. V., Yakovlev D. R. et al. Filtering of Elastic Waves by Opal-Based Hypersonic Crystal // Nanoletters. 2010. Vol. 10. P. 1319-1323.
- 2A. Scherbakov A. V., Salasyuk A. S., Akimov A. V. et al. Coherent Magnetization Precession in Ferromagnetic (Ga,Mn)As Induced by Picosecond Acoustic Pulses // Physical Review Letters. 2010. Vol. 105. P. 117204.
- 3A. Саласюк А. С., Щербаков А. В., Акимов А. В. и др. Оптические свойства пленок синтетического опала с подрешеткой пор, заполненных медью // Физика твёрдого тела. 2010. Т. 52. С. 1098-1103.
- 4A. Salasyuk A. S., Scherbakov A. V., Yakovlev D. R. et al. Long-living GHz Vibrations in Opal-based Hypersonic Crystals // Chinese Journal of Physics. 2011. Vol. 49. P. 56.
- 5A. Bombeck M., Salasyuk A. S., Glavin B. A. et al. Excitation of spin waves in ferromagnetic (Ga,Mn)As layers by picosecond strain pulses // Physical Review B. 2012. Vol. 85. P. 195324.
- 6A. Akimov I. A., Belotelov V. I., Scherbakov A. V. et al. Hybrid structures of magnetic semiconductors and plasmonic crystals: a novel concept for magneto-optical devices // Journal of the Optical Society of America B. 2012. Vol. 29. No. 2. P. A103-A118.

Цитируемая литература.

1. Truell R., Elbaum C., Chick B. B. Ultrasonic methods in solid state physics. New York: Academic Press, 1969. 464 p.
2. Беляева О. Ю., Зарембо Л. К., Карпачев С. Н. Магнитоакустика ферритов и магнитоакустический резонанс // Успехи физических наук. 1992. Т. 162. С. 107-138.
3. von Gutfeld R. J., Nethercot A. H. Heat pulses in quartz and sapphire at low temperatures // Physical Review Letters. 1964. Vol. 12. P.641-644.
4. Tomsen C., Strait J., Vardeny Z. et al. Coherent phonon generation and detection by picosecond light pulses // Physical Review Letters. 1984. Vol. 53. P. 989-991.
5. Rullière C., Amand T., Marie X. Femtosecond laser pulses, Principles and experiments, Second edition. New York: Springer, 2003. С. 224-237.
6. Tkachenko N. V. Optical Spectroscopy - Methods and Instrumentations. Amsterdam: Elsevier, 2006. С. 185-201.
7. Thomsen C., Grahn H. T., Marris H. J. et al. Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses // Physical Review B. 1986. Vol. 34. P. 4129–4138.
8. Tas G. and Maris H. J. Electron diffusion in metals studied by picosecond ultrasonics // Physical Review B. 1994. Vol. 49. P. 15046–15054.
9. Wright O. B. Ultrafast nonequilibrium stress generation in gold and silver // Physical Review B. 1994. Vol. 49. P. 9985–9988.
10. Brorson S. D., Kazeroonian A., Moodera J. S. et al. Femtosecond room-temperature measurement of the electron-phonon coupling constant γ in metallic superconductors // Physical Review Letters. 1990. Vol. 64 P. 2172-2175.
11. Анисимов С. И., Капелиович Б. Л., Перельман Т. Л. Электронная эмиссия с поверхности металлов под действием ультракоротких

- лазерных импульсов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1974. Т. 66. С. 776.
12. Fujimoto J. G., Liu J. M., Ippen E. P. et al. Femtosecond Laser Interaction with Metallic Tungsten and Nonequilibrium Electron and Lattice Temperatures // Physical Review Letters. 1984. Vol. 53. P. 1837-1840.
 13. Saito T., Matsuda O., Wright O. B. Picosecond acoustic phonon pulse generation in nickel and chromium // Physical Review B. 2003. Vol. 67. P. 205421.
 14. Wright O. B., Gusev V. E. Ultrafast generation of acoustic waves in copper // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control. 1995. Vol. 42. P. 331-338.
 15. Eesley G. L., Clemens B. M. and Paddock C. A. Generation and detection of picosecond acoustic pulses in thin metal films // Applied Physics Letters. 1987. Vol. 50. P. 717.
 16. Gusev V. E., Breteau J. M., Picart P. On the rise time of ultrafast surface displacement of laser-irradiated surface // Ultrasonics. 2000. Vol. 38. P. 475.
 17. Hurley D. H., Wright O. B., Matsuda O. et al. Laser picosecond acoustics in isotropic and anisotropic materials // Ultrasonics. 2000. Vol. 38. P. 470.
 18. Lin H.-N., Stoner R. J., Maris H. J. et al. Nondestructive detection of titanium disilicide phase transformation by picosecond ultrasonics // Applied Physics Letters. 1992. Vol. 61. P. 2700.
 19. Slayton R. M., Nelson K. A., Maznev A. A. Transient grating measurements of film thickness in multilayer metal films // Journal of Applied Physics. 2001. Vol. 90. 4392.
 20. Wright O. B., Kawashima K. Coherent phonon detection from ultrafast surface vibrations // Physical Review Letters. 1992. Vol. 69. P. 1668-1671.
 21. Richardson C. J. K., Ehrlich M. J., Wagner J. W. Interferometric detection of ultrafast thermoelastic transients in thin films: theory with supporting

- experiment // Journal of the Optical Society of America B. 1999. Vol. 16. P. 1007-1015.
22. Devos A., Lerouge C. Evidence of Laser-Wavelength Effect in Picosecond Ultrasonics: Possible Connection With Interband Transitions // Physical Review Letters. 2001. Vol. 86. P. 2669-2672.
 23. Fann W. S., Storz R., Tom H. W. K. et al. Direct measurement of nonequilibrium electron-energy distributions in subpicosecond laser-heated gold films // Physical Review Letters. 1992. Vol. 68. P. 2834-2837.
 24. Fann W. S., Storz R., Tom H. W. K. et al. Electron thermalization in gold // Physical Review B. 1992. Vol. 46. P. 13592-13595.
 25. Corkum P. B., Brunel F., Sherman N. K. et al. Thermal Response of Metals to Ultrashort-Pulse Laser Excitation // Physical Review Letters. 1988. Vol. 61. P. 2886-2889.
 26. Brorson S. D., Fujimoto J. G., Ippen E. P. Femtosecond electronic heat-transport dynamics in thin gold films // Physical Review Letters. 1987. Vol. 59. P. 1962-1965.
 27. Akimov A.V., Scherbakov A. V., Yakovlev D. R. et al. Ultrafast Band-Gap Shift Induced by a Strain Pulse in Semiconductor Heterostructures // Physical Review Letters. 2006. Vol. 97. P. 037401.
 28. Исакович М. А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. С.130-138.
 29. Matsuda O., Wright O. B., Hurley D. H. et al. Coherent Shear Phonon Generation and Detection with Ultrashort Optical Pulses // Physical Review Letters. 2004. Vol. 93. P. 095501.
 30. Pezeril T., Chigarev N., Ruello P. et al. Laser acoustics with picosecond collimated shear strain beams in single crystals and polycrystalline materials // Physical Review B. 2006. Vol. 73. P. 132301.
 31. Pezeril T., Leon F., Chateigner D. et al. Picosecond photoexcitation of acoustic waves in locally canted gold films // Applied Physics Letters. 2008. Vol. 92. P. 061908.

32. Hurley D., Telschow K. L. Picosecond surface acoustic waves using a suboptical wavelength absorption grating // *Physical Review B*. 2002. Vol. 66. P. 153301.
33. Rogers J. A., Nelson K. A. Study of Lamb acoustic waveguide modes in unsupported polyimide thin films using real-time impulsive stimulated thermal scattering // *Journal of Applied Physics*. 1994. Vol. 75. P. 1534.
34. Slayton R. M., Nelson K. A. Picosecond acoustic transmission measurements. I. Transient grating generation and detection of acoustic responses in thin metal films // *Journal of Chemical Physics*. 2004. Vol. 120. 3908.
35. Rothenberg J. E. Observation of the transient expansion of heated surfaces by picosecond photothermal deflection spectroscopy // *Optics Letters*. 1988. Vol. 13. P. 713-715.
36. Волькенштейн М. В. Молекулярная оптика. М.: ГИТТЛ, 1951. 745 с.
37. Фабелинский И. Л. Молекулярное рассеяние света. М.: Высшая школа, 1965. 512 с.
38. Pine A. S. *Light Scattering in Solids: Topics in Applied Physics* / под ред. M. Cardona. Berlin: Springer-Verlag, 1975. Vol. 28.
39. Cardona. M. *Modulation Spectroscopy*. New York: Academic Press, 1969. 358 с.
40. Nilsson P. O. *Solid state physics* / под ред. H. Ehrenreich, F. Seitz, D. Turnbull. New York: Academic, 1974. Vol. 29. P. 139.
41. Lock-in amplifier // Статья электронной энциклопедии. URL: http://en.wikipedia.org/wiki/Lock-in_amplifier (версия от 11.06.2012).
42. Temple P. A. An introduction to phase-sensitive amplifiers: An inexpensive student instrument // *American Journal of Physics*. 1975. Vol. 43. P. 801-807.
43. Scofield J. H. Frequency-domain description of a lock-in amplifier // *American Journal of Physics*. 1994. Vol. 62. P. 129–133.

44. Hao H.-Y., Maris H. J. Study of Phonon Dispersion in Silicon and Germanium at Long Wavelengths Using Picosecond Ultrasonics // Physical Review Letters. 2000. Vol. 84. P. 5556-5559.
45. Hao H.-Y., Maris H. J. Dispersion of the long-wavelength phonons in Ge, Si, GaAs, quartz, and sapphire // Physical Review B. 2001. Vol. 63. P. 224301.
46. Lin H.-N., Stoner R. J., Maris H. J. et al. Phonon attenuation and velocity measurements in transparent materials by picosecond acoustic interferometry // Journal of Applied Physics. 1991. Vol. 69. P. 3816.
47. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. / Пер. с англ. М.: Мир. 1988. Гл. 1.
48. Нелинейная акустика: Сб. науч. тр. / АН СССР. Ин-т прикл. физики; под ред. В. А. Зверева, Л. А. Островского. Горький, 1980. 224 с.
49. Hao H.-Y., Maris H. J. Experiments with acoustic solitons in crystalline solids // Physical Review B. 2001. Vol. 64. P. 064302.
50. Hao H.-Y., Maris H. J. Phonon dispersion and solitons in crystalline solids // Physica B. 1999. Vol. 263. P. 670-673.
51. Daly B. C., Noris T. B., Chen J. et al. Picosecond acoustic phonon pulse propagation in silicon // Physical Review B. 2004. Vol. 70. P. 214307.
52. Thurston R. N., Brugger K. Third-Order Elastic Constants and the Velocity of Small Amplitude Elastic Waves in Homogeneously Stressed Media // Physical Review. 1964. Vol. 133. P. A1604-A1610.
53. Blinick J. S., Maris H. J. Velocities of First and Zero Sound in Quartz. Physical Review B // 1970. Vol. 2. P. 2139-2146.
54. Maris H. Physical acoustics / под ред. W. P. Mason, R. N. Thurston. New York: Academic Press, 1971. Vol. VIII. P. 279.
55. Zhu T., Maris H. J., Tauc J. Attenuation of longitudinal-acoustic phonons in amorphous SiO₂ at frequencies up to 440 GHz // Physical Review B. 1991. Vol. 44. P. 4281-4289.

56. Hall H. H., Bardeen J. and Pearson G. L. The Effects of Pressure and Temperature on the Resistance of p-n Junctions in Germanium // *Physical Review*. 1951. Vol. 84. P. 129-132.
57. Rindner W. and Pittelli E. Effects of Stress-Induced Band-Gap Widening and Defects in GaAs Junctions // *Journal of Applied Physics*. 1966. Vol. 37. P. 4437.
58. Moss D., Akimov A. V., Makarovskiy O. et al. Ultrafast acoustical gating of the photocurrent in a p-i-n tunneling diode incorporating a quantum well // *Physical Review B*. 2009. Vol. 80. P. 113306.
59. Moss D., Akimov A. V., Campion R. P. et al. Picosecond strain pulses probed by the photocurrent in semiconductor devices with quantum wells // *Physical Review B*. 2011. Vol. 83. P. 245303.
60. Moss D., Akimov A. V., Glavin B. A. et al. Ultrafast Strain-Induced Current in a GaAs Schottky Diode // *Physical Review Letters*. 2011. Vol. 106. P. 066602.
61. Lin K.-H., Yu C.-T., Wen Y.-C. et al. Generation of picosecond acoustic pulses using a p-n junction with piezoelectric effects // *Applied Physics Letters*. 2005. Vol. 86. P. 093110.
62. Reed E. J., Armstrong M. R., Kim K.-Y. et al. Atomic-Scale Time and Space Resolution of Terahertz Frequency Acoustic Waves // *Physical Review Letters*. 2008. Vol. 101. P. 014302.
63. Reed E. J., Soljačić M., Gee R. et al. Coherent Optical Photons from Shock Waves in Crystals // *Physical Review Letters*. 2006. Vol. 96. P. 013904.
64. Armstrong M., Reed E. J., Kim K.-Y. et al. Observation of terahertz radiation coherently generated by acoustic waves // *Nature Physics*. 2009. Vol. 5. P. 285.
65. Colvard C., Merlin R., Klein M. V. et al. Observation of Folded Acoustic Phonons in a Semiconductor Superlattice // *Physical Review Letters*. 1980. Vol. 45. P. 298-301.

66. Jusserand B., Cardona M. Light Scattering in Solids V: Topics in Applied Physics / под ред. М. Cardona, G.Güntherodt. Heidelberg: Springer-Verlag, 1989. Vol. 66. P. 49.
67. Chen W., Lu Y., Maris H. J. et al. Picosecond ultrasonic study of localized phonon surface modes in Al/Ag superlattices // Physical Review B. 1994. Vol. 50. P. 14506-14515.
68. Yamamoto A., Mishina T., Masumoto Y. et al. Coherent Oscillation of Zone-Folded Phonon Modes in GaAs-AlAs Superlattices // Physical Review Letters. 1994. Vol. 73. P. 740-743.
69. Mizoguchi K., Hase M., Nakashima S. et al. Observation of coherent folded acoustic phonons propagating in a GaAs/AlAs superlattice by two-color pump-probe spectroscopy // Physical Review B. 1999. Vol. 60. P. 8262-8266.
70. Colvard C., Gant T. A., Klein M. V. et al. Folded acoustic and quantized optic phonons in (GaAl)As superlattices // Physical Review B. 1985. Vol. 31. P. 2080-2091.
71. Рытов С. М. Акустические свойства мелкослоистой среды // Акустический журнал. 1956. Т. 2. С. 71-83.
72. Bartels A., Dekorsy T., Kurz H. et al. Coherent Zone-Folded Longitudinal Acoustic Phonons in Semiconductor Superlattices: Excitation and Detection // Physical Review Letters. 1999. Vol. 82. P. 1044-1047.
73. Тамм И. Е. О возможности связанных состояний электронов на поверхности кристалла // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1933. Т.3. С.34-43.
74. Trigo M., Eckhause T. A., Reason M. et al. Observation of Surface-Avoiding Waves: A New Class of Extended States in Periodic Media // Physical Review Letters. 2006. Vol. 97. P. 124301.
75. Beardsley R., Akimov A. V., Glavin B. A. et al. Optical detection of folded mini-zone-edge coherent acoustic modes in a doped GaAs/AlAs superlattice // Physical Review B. 2010. Vol. 82. P. 041302(R).

76. Combe N., Huntzinger J. R. and Morillo J. Surface losing and surface avoiding modes // The European Physical Journal B. 2009. Vol. 68. P. 47-58.
77. Komirenko S. M., Kim K. W., Demidenko A. A. et al. Generation and amplification of sub-THz coherent acoustic phonons under the drift of two-dimensional electrons // Physical Review B. 2000. Vol. 62. P. 7459-7469.
78. Kent A. J., Kini R. N., Stanton N. M. et al. Acoustic Phonon Emission from a Weakly Coupled Superlattice under Vertical Electron Transport: Observation of Phonon Resonance // Physical Review Letters. 2006. Vol. 96. P. 215504.
79. Beardsley R. P., Akimov A. V., Henini M. et al. Coherent Terahertz Sound Amplification and Spectral Line Narrowing in a Stark Ladder Superlattice // Physical Review Letters. 2010. Vol. 104. P. 085501.
80. Tsu R., Döhler G. Hopping conduction in a "superlattice" // Physical Review B. 1975. Vol. 12. P. 680.
81. Glavin B. A., Kochelap V. A., Linik T. L. Generation of high-frequency coherent acoustic phonons in a weakly coupled superlattice // Applied Physics Letters. 1999. Vol. 74. P. 3525.
82. Glavin B. A., Kochelap V. A., Linnik T. L. et al. Generation of high-frequency coherent acoustic phonons in superlattices under hopping transport. I. Linear theory of phonon instability // Physical Review B. 2002. Vol. 65. P. 085303.
83. Makler S. S., Vasilevskiy M. I., Anda E. V. et al. A source of terahertz coherent phonons // Journal of Physics: Condensed Matter. 1998. Vol. 10. P. 5905.
84. Tilstra L. G., Arts A. F. M. and de Wijn H. W. Optically excited ruby as a saser: Experiment and theory // Physical Review B. 2007. Vol. 76. P. 024302.

85. Huynh A., Perrin B., Lanzilotti-Kimura N. D. et al. Subterahertz monochromatic acoustic wave propagation using semiconductor superlattices as transducers // *Physical Review B*. 2008. Vol. 78. P. 233302.
86. Kavokin A. V., Baumberg J. J., Malpuech G. et al. *Microcavities*. New York: Oxford University Press, 2008. 449 p.
87. Berstermann T., Brüggemann C., Bombeck M. et al. Optical bandpass switching by modulating a microcavity using ultrafast acoustics // *Physical Review B*. 2010. Vol. 81. P. 085316.
88. Пекар С. И. Теория электромагнитных волн в кристалле, в котором возникают экситоны // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 1957. Т. 33. С. 1022.
89. Hopfield J. J. Theory of the Contribution of Excitons to the Complex Dielectric Constant of Crystals // *Physical Review*. 1958. Vol. 112. P. 1555-1567.
90. Scherbakov A. V., Berstermann T., Akimov A. V, et al. Ultrafast control of light emission from a quantum-well semiconductor microcavity using picosecond strain pulses // *Physical Review B*. 2008. Vol. 78. P. 241302(R).
91. Berstermann T., Scherbakov A. V., Akimov A. V. et al. Terahertz polariton sidebands generated by ultrafast strain pulses in an optical semiconductor microcavity // *Physical Review B*. 2009. Vol. 80. P. 075301.
92. Trigo M., Bruchhausen A., Fainstein A. et al. Confinement of Acoustical Vibrations in a Semiconductor Planar Phonon Cavity // *Physical Review Letters*. 2002. Vol. 89. P. 227402.
93. Huynh A., Lanzillotti-Kimura N. D., Jusserand B. et al. Subterahertz Phonon Dynamics in Acoustic Nanocavities // *Physical Review Letters*. 2006. Vol. 97. P. 115502.
94. Pascual Winter M.F., Rozas G., Fainstein A. et al. Selective Optical Generation of Coherent Acoustic Nanocavity Modes // *Physical Review Letters*. 2007. Vol. 98. P. 265501.

95. Ohno H., Munekata H., Penney T. et al. Magnetotransport properties of p-type (In,Mn)As diluted magnetic III-V semiconductors // Physical Review Letters. 1992. Vol. 68. P. 2664-2667.
96. Ohno H., Shen A., Matsukura F. et al. (Ga,Mn)As: A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs // Applied Physics Letters. 1996. Vol. 69. P. 363.
97. Haury A., Wasiela A., Arnoult A. et al. Observation of a Ferromagnetic Transition Induced by Two-Dimensional Hole Gas in Modulation-Doped CdMnTe Quantum Wells // Physical Review Letters. 1997. Vol. 79. P. 511-514.
98. Ferrand D., Cibert J, Bourgognon C. et al. Carrier-induced ferromagnetic interactions in p-doped $\text{Zn}_{(1-x)}\text{Mn}_x\text{Te}$ epilayers // Journal of Crystal Growth. 2000. Vol. 214/215. P. 387-390.
99. Dietl T., Ohno H. and Matsukura F. Hole-mediated ferromagnetism in tetrahedrally coordinated semiconductors // Physical Review B. 2001. Vol. 63. P. 195205.
100. Linnarsson M., Janzén E., and Monemar B. Electronic structure of the GaAs:Mn_{Ga} center // Physical Review B. 1997. Vol. 55. P. 6938-6944.
101. Averkiev N.S., Gutkin A. A., Osipov E. B. et al. Role of the exchange interaction in piezospectroscopic effects associated with Mn centers in GaAs // Soviet Physics Semiconductors – USSR. 1987. Vol. 21. P. 1119-1123.
102. Dietl T., Ohno H. and Matsukura F. et al. Zener Model Description of Ferromagnetism in Zinc-Blende Magnetic Semiconductors // Science. 2000. Vol. 287. P. 1019-1022.
103. Macdonald A.H., Schiffer P. and Samarth N. Ferromagnetic semiconductors: moving beyond (Ga,Mn)As // Nature Materials. 2005. Vol. 4. P. 195-202.

104. Zunger A., Lany S. and Raebiger H. The quest for dilute ferromagnetism in semiconductors: Guides and misguides by theory // *Physics*. 2010. Vol. 3. P. 53.
105. Akai H. Ferromagnetism and Its Stability in the Diluted Magnetic Semiconductor (In, Mn)As // *Physical Review Letters*. 1998. Vol. 81. P. 3002-3005.
106. Litvinov V. I. and Dugaev V. K. Ferromagnetism in Magnetically Doped III-V Semiconductors // *Physical Review Letters*. 2001. Vol. 86. P. 5593-5596.
107. Das Sarma S., Hwang E. H. and Kaminski A. Temperature-dependent magnetization in diluted magnetic semiconductors // *Physical Review B*. 2003. Vol. 67. P. 155201.
108. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика: Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. Т. 8. С. 200-204.
109. Stoner, E.C.; Wohlfarth, E.P. A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys // *Philosophical Transactions of the Royal Society A*. 1948. Vol. 240. P. 599-642.
110. Liu X. and Furdyna J. Ferromagnetic resonance in $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ dilute magnetic semiconductors // *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2006. Vol. 18. P. R245-R279.
111. Welp U., Vlasko-Vlasov V. K., Menzel A. et al. Uniaxial in-plane magnetic anisotropy of $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ // *Applied Physics Letters*. 2004. Vol. 85. P. 260.
112. Kuryliszyn-Kudelska I., Domagała J. Z., Wojtowicz T. et al. Effect of Mn interstitials on the lattice parameter of $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ // *Journal of Applied Physics*. 2004. Vol. 95. P. 603.
113. Zemen J., Kučera J., Olejník K. et al. Magnetocrystalline anisotropies in (Ga,Mn)As: Systematic theoretical study and comparison with experiment // *Physical Review B*. 2009. Vol. 80. P. 155203.

114. Abolfath M., Jungwirth T., Brum J. et al. Theory of magnetic anisotropy in $\text{III}_{1-x}\text{Mn}_x\text{V}$ ferromagnets // *Physical Review B*. 2001. Vol. 63. P. 054418.
115. Glunk M., Daeubler J., Dreher L. et al. Magnetic anisotropy in $(\text{Ga,Mn})\text{As}$: Influence of epitaxial strain and hole concentration // *Physical Review B*. 2009. Vol. 79. P. 195206.
116. Jungwirth T., Sinova J., Mašek J. et al. Theory of ferromagnetic $(\text{III,Mn})\text{V}$ semiconductors // *Reviews of Modern Physics*. 2006. Vol. 78. P. 809-864.
117. Liu X., Sasaki Y. and Furdyna J. Ferromagnetic resonance in $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$: Effects of magnetic anisotropy // *Physical Review B*. 2003. Vol. 67. P. 205204.
118. Thevenard L., Largeau L., Mauguin O. et al. Magnetic properties and domain structure of $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ films with perpendicular anisotropy // *Physical Review B*. 2006. Vol. 73. P. 195331.
119. Welp U., Vlasko-Vlasov V. K., X. Liu et al. Magnetic Domain Structure and Magnetic Anisotropy in $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ // *Physical Review Letters*. 2003. Vol. 90. P. 167206.
120. Moore G. P., Ferré J., Mougin A. et al. Magnetic anisotropy and switching process in diluted $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ magnetic semiconductor films // *Journal of Applied Physics*. 2003. Vol. 94. P. 4530.
121. Tang H. X., Kawakami R. K., Awschalom D. D. et al. Giant Planar Hall Effect in Epitaxial $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ Devices // *Physical Review Letters*. 2003. Vol. 90. P. 107201.
122. Hamaya K., Taniyama T., Kitamoto Y. et al. Magnetotransport study of temperature dependent magnetic anisotropy in a $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ epilayer // *Journal of Applied Physics*. 2003. Vol. 94. P. 7657.
123. Hamaya K., Taniyama T., Kitamoto Y. et al. Mixed Magnetic Phases in $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ Epilayers // *Physical Review Letters*. 2005. Vol. 94. P. 147203.
124. Sawicki M., Wang K.-Y., Edmonds K. W. et al. In-plane uniaxial anisotropy rotations in $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ thin films // *Physical Review B*. 2005. Vol. 71. P. 121302(R).

125. Kirilyuk A., Kimel A. V., Rasing T. Ultrafast optical manipulation of magnetic order // *Reviews of Modern Physics*. 2010. Vol. 82. P. 2731.
126. Кабыченков А.Ф. Магнитные фазовые переходы в поле световой волны // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 1991. Т. 100. В. 4. С. 1219-1237.
127. Kojima E., Shimano R., Hashimoto Y. et al. Observation of the spin-charge thermal isolation of ferromagnetic $\text{Ga}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{As}$ by time-resolved magneto-optical measurements // *Physical Review B*. 2003. Vol. 68. P. 193203.
128. Wang J., Sun C., Hashimoto Y. et al. Ultrafast magneto-optics in ferromagnetic III–V semiconductors // *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2006. Vol. 18. P. R501.
129. Wang J., Cywiński Ł., Sun C. et al. Femtosecond demagnetization and hot-hole relaxation in ferromagnetic $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ // *Physical Review B*. 2008. Vol. 77. P. 235308.
130. Wang J., Cotoros I., Dani K. M. et al. Ultrafast Enhancement of Ferromagnetism via Photoexcited Holes in GaMnAs // *Physical Review Letters*. 2007. Vol. 98. P. 217401.
131. Astakhov G. V., Kimel A. V., Schott G. M. et al. Magnetization manipulation in $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ by subpicosecond optical excitation // *Applied Physics Letters*. 2005. Vol. 86. P. 152506.
132. Hashimoto Y., Kobayashi S. and Munekata H. Photoinduced Precession of Magnetization in Ferromagnetic $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ // *Physical Review Letters*. 2008. Vol. 100. P. 067202.
133. Rozkotová E., Němec P., Horodyská P. et al. Light-induced magnetization precession in GaMnAs // *Applied Physics Letters*. 2008. Vol. 92. P. 122507.
134. Qi J., Xu Y., Steigerwald A. et al. Ultrafast laser-induced coherent spin dynamics in ferromagnetic $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}/\text{GaAs}$ structures // *Physical Review B*. 2009. Vol. 79. P. 085304.

135. Wang J., Cotoros I., Chemla D. S. et al. Memory effects in photoinduced femtosecond magnetization rotation in ferromagnetic GaMnAs // *Applied Physics Letters*. 2009. Vol. 94. P. 021101.
136. Hümpfner S., Pappert K., Wenisch J. et al. Lithographic engineering of anisotropies in (Ga,Mn)As // *Applied Physics Letters*. 2007. Vol. 90. P. 102102.
137. Wenisch J., Gould C., Ebel L. et al. Control of Magnetic Anisotropy in (Ga,Mn)As by Lithography-Induced Strain Relaxation // *Physical Review Letters*. 2007. Vol. 99. P. 077201.
138. Overby M., Chernyshov A., Rokhinson L. P. et al. GaMnAs-based hybrid multiferroic memory device // *Applied Physics Letters*. 2008. Vol. 92. P. 192501.
139. Bihler C., Althammer M., Brandlmaier A. et al. Ga_{1-x}Mn_xAs/piezoelectric actuator hybrids: A model system for magnetoelastic magnetization manipulation // *Physical Review B*. 2008. Vol. 78. P. 045203.
140. Rushforth A. W., De Ranieri E., Zemen J. et al. Voltage control of magnetocrystalline anisotropy in ferromagnetic-semiconductor-piezoelectric hybrid structures // *Physical Review B*. 2008. Vol. 78. P. 085314.
141. Linnik T. L., Scherbakov A. V., Yakovlev D. R. et al. Theory of magnetization precession induced by a picosecond strain pulse in ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As // *Physical Review B*. 2011. Vol. 84. P. 214432.
142. Shah J. *Ultrafast spectroscopy of semiconductors and semiconductor nanostructures* / Springer Series of Solid state sciences. Berlin: Springer, 1996. Vol. 115. 531 p.
143. Lang R., Winter A. and Pascher H. Polar Kerr effect studies of Ga_{1-x}Mn_xAs epitaxial films // *Physical Review B*. 2005. Vol. 72. P. 024430.
144. Liu X., Lim W. L., Titova L. V. et al. Perpendicular magnetization reversal, magnetic anisotropy, multistep spin switching, and domain nucleation and

- expansion in $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ films // Journal of Applied Physics. 2005. Vol. 98. P. 063904.
- 145.Thevenard L., Peronne E., Gourdon C. et al. Effect of picosecond strain pulses on thin layers of the ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)(As,P) // Physical Review B. 2010. Vol. 82. P. 104422.
 - 146.Matsuda O., Wright O. B., Hurley D. H. et al. Coherent shear phonon generation and detection with picosecond laser acoustics // Physical Review B. 2008. Vol. 77. P. 224110.
 - 147.Scherbakov A. V., Salasyuk A. S., Akimov A. V. et al. Coherent Magnetization Precession in Ferromagnetic (Ga,Mn)As Induced by Picosecond Acoustic Pulses // Physical Review Letters. 2010. Vol. 105. P. 117204.
 - 148.Perrin B., Péronne E., and Belliard L. Generation and detection of incoherent phonons in picosecond ultrasonics // Ultrasonics. 2006. Vol. 44. P. e1277.
 - 149.von Gutfeld R. J. Physical Acoustics / под ред. W. P. Mason. New York: Academic Press, 1958. Vol. 5. P. 233.
 - 150.Hurley D. C. and Wolfe J. P. Phonon focusing in cubic crystals //Physical Review B. 1985. Vol. 32. P. 2568–2587.
 - 151.Лурье А. И. Аналитическая механика. М.:Физматлит, 1961. 824 с.
 - 152.Akimov I. A., Belotelov V. I., Scherbakov A. V. et al. Hybrid structures of magnetic semiconductors and plasmonic crystals: a novel concept for magneto-optical devices // Journal of the Optical Society of America B. 2012. Vol. 29. No. 2. P. A103-A118.
 - 153.Kurebayashi H., Dzyapko O., Demidov V. E. et al. Controlled enhancement of spin-current emission by three-magnon splitting // Nature Materials. 2011. Vol. 10. P. 660.
 - 154.Goennenwein S. T. B., Graf T., Wassner T. et al. Spin wave resonance in $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ // Applied Physics Letters. 2003. Vol. 82. P. 730.

155. Rappoport T. G., Redliński P., Liu X et al. Anomalous behavior of spin-wave resonances in $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ thin films // Physical Review B. 2004. Vol. 69. P. 125213.
156. Sperl M., Singh A., Wurstbauer U. et al. Spin-wave excitations and low-temperature magnetization in the dilute magnetic semiconductor $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ // Physical Review B. 2008. Vol. 77. P. 125212.
157. Liu X., Zhou Y. Y. and Furdyna J. K. Angular dependence of spin-wave resonances and surface spin pinning in ferromagnetic $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ films // Physical Review B. 2007. Vol. 75. P. 195220.
158. Wang D. M., Ren Y. H., Liu X. et al. Light-induced magnetic precession in $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ slabs: Hybrid standing-wave Damon-Eshbach modes // Physical Review B. 2007. Vol. 75. P. 233308.
159. Beschoten B., Crowell P. A., Malajovich I. et al. Magnetic Circular Dichroism Studies of Carrier-Induced Ferromagnetism in $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ // Physical Review Letters. 1999. Vol. 83. P. 3073.
160. Kimel A. V., Astakhov G. V., Kirilyuk A. et al. Observation of Giant Magnetic Linear Dichroism in $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ // Physical Review Letters. 2005. Vol. 94. P. 227203.
161. Bombeck M., Salasyuk A. S., Glavin B. A. et al. Excitation of spin waves in ferromagnetic $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ layers by picosecond strain pulses // Physical Review B. 2012. Vol. 85. P. 195324.
162. Такер Дж., Рэмптон В. Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975. 454с.
163. Pomerantz M. Excitation of Spin-Wave Resonance by Microwave Phonons // Physical Review Letters. 1961. Vol. 7. P. 312.
164. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Теоретическая физика: Статистическая физика, часть 2. М.: Наука, 1978. Т. 9. 449 с.
165. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1977 г. 799 с.

166. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. 464 с.
167. Kittel C. Excitation of Spin Waves in a Ferromagnet by a Uniform rf Field // *Physical Review*. 1958. Vol. 110. P. 1295.
168. Gorishnyy T., Maldovan M., Ullal C. Sound Ideas // *Physics World*. 2005. Vol. 18. P. 24–29.
169. James R., Woodley S. M., Dyer, C. M. et al. Sonic bands, bandgaps, and defect states in layered structures-Theory and experiment // *Journal of the Acoustical Society of America*. 1995. Vol. 97. P. 2041.
170. Martinez-Sala R., Sancho J., Sanchez J. V. et al. Sound attenuation by sculpture // *Nature*. 1995. Vol. 378. P. 241.
171. Montero de Espinoza F. R., Jimenez E., Torres, M. Ultrasonic Band Gap in a Periodic Two-Dimensional Composite // *Physical Review Letters*. 1998. Vol. 80. P. 1208.
172. Kushwaha M. S. Stop-bands for periodic metallic rods: Sculptures that can filter the noise // *Applied Physics Letters*. 1997. Vol. 70. P. 3218.
173. Vasseur J. O., Deymier P. A., Beaugeois M. et al. Experimental observation of resonant filtering in a two-dimensional phononic crystal waveguide // *Zeitschrift für Kristallographie*. 2005. Vol. 220. P. 829.
174. Yang S. X., Page J. H., Liu Z. Y. et al. Focusing of Sound in a 3D Phononic Crystal // *Physical Review Letters*. 2004. Vol. 93. P. 024301.
175. Zhanga X. D., Liu Z. Y. Negative refraction of acoustic waves in two-dimensional phononic crystals // *Applied Physics Letters*. 2004. Vol. 85. P. 341.
176. Torres M., Montero de Espinosa F. R. Ultrasonic band gaps and negative refraction // *Ultrasonics*. 2004. Vol. 42. P. 787.
177. Gorishnyy T., Ullal C. K., Maldovan M. et al. Hypersonic Phononic Crystals // *Physical Review Letters*. 2005. Vol. 94. P. 115501.
178. Hashimoto K.-Y. *Surface Acoustic Wave Devices in Telecommunications: Modelling and Simulation*. Berlin: Springer-Verlag, 2000. 333 p.

179. Holmgren O., Knuuttila J. V., Makkonen T. et al. Imaging surface-acoustic fields in a longitudinal leaky wave resonator // *Applied Physics Letters*. 2005. Vol. 86. P. 024101.
180. Wu T. T., Wu L. C., Huang, Z. G. et al. Frequency band-gap measurement of two-dimensional air/silicon phononic crystals using layered slanted finger interdigital transducers // *Journal of Applied Physics*. 2005. Vol. 97. P. 094916.
181. de Lima M. M., Santos P. V. Modulation of photonic structures by surface acoustic waves // *Reports on Progress in Physics*. 2005. Vol. 68. P. 1639-1701.
182. Maldovan M., Thomas E. L. Simultaneous localization of photons and phonons in two-dimensional periodic structures // *Applied Physics Letters*. 2006. Vol. 88. P. 251907.
183. Kushwaha M. S., Halevi P., Dobrzynski L. et al. Acoustic Band Structure of Periodic Elastic Composites // *Physical Review Letters*. 1993. Vol. 71. P. 2022.
184. Kafesaki M., Economou E. N. Multiple-scattering theory for three-dimensional periodic acoustic composites // *Physical Review B*. 1999. Vol. 60. P. 11993-12001.
185. Liu Z., Zhang X., Mao Y. et al. Locally Resonant Sonic Materials // *Science*. 2000. Vol. 289. P. 1734–1736.
186. Yang S. X., Page J. H., Liu Z. Y. et al. Ultrasound Tunneling through 3D Phononic Crystals // *Physical Review Letters*. 2002. Vol. 88. P. 104301.
187. Cheng W., Wang J. J., Jonas U. et al. Observation and tuning of hypersonic bandgaps in colloidal crystals // *Nature Materials*. 2006. Vol. 5. P. 830-836.
188. Still T., Cheng W., Retsch M. et al. Simultaneous Occurrence of Structure-Directed and Particle-Resonance-Induced Phononic Gaps in Colloidal Films // *Physical Review Letters*. 2008. Vol. 100. P. 194301.

189. Akimov A. V., Tanaka Y., Pevtsov A. B. et al. Hypersonic Modulation of Light in Three-Dimensional Photonic and Phononic Band-Gap Materials // Physical Review Letters. 2008. Vol. 101. P. 033902.
190. Tanaka Y., Tamura S., Akimov A. V. et al. Phononic properties of opals // Journal of Physics: Conference Series. 2007. Vol. 92. P. 012107.
191. Astratov V. N., Bogomolov V. N., Kaplyanskii A. A. et al. Optical spectroscopy of opal matrices with CdS embedded in its pores: Quantum confinement and photonic band gap effects // Nuovo Cimento D. 1995. Vol. 17. P. 1349-1354.
192. Vlasov Yu. A., Bo X.-Z., Sturm J. C. et al. On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals // Letters to Nature. 2001. Vol. 414. P. 290-293.
193. Саласюк А. С., Щербаков А. В., Акимов А. В. и др. Оптические свойства пленок синтетического опала с подрешеткой пор, заполненных медью // Физика Твёрдого Тела. 2010. Т. 52. С. 1098-1103.
194. Busch K. and John S. Photonic band gap formation in certain self-organizing systems // Physical Review E. 1998. Vol. 58. P. 3896.
195. Mazurenko D. A., Kerst R., Dijkhuis J. I. et al. Ultrafast Optical Switching in Three-Dimensional Photonic Crystals // Physical Review Letters. 2003. Vol. 91. P. 213903.
196. Pevtsov A. B.; Kurdyukov D. A., Golubev, V. G. et al. Ultrafast stop band kinetics in a three-dimensional opal-VO₂ photonic crystal controlled by a photoinduced semiconductor-metal phase transition // Physical Review B. 2007. Vol. 75. P. 153101.
197. Lyubchanskii I. L., Dadoenkova N. N., Lyubchanskii M. I. et al. Magnetic photonic crystals // Journal of Physics D: Applied Physics. 2003. Vol. 36. P. R277-287.

198. Baryshev A. V., Kodama T., Nishimura K. et al. Magneto-optical properties of three-dimensional magnetophotonic crystals // IEEE Transactions on Magnetism. 2004. Vol. 40. P. 2829-2831.
199. Nishimura K., Baryshev A. V., Kodama T. et al. Synthesis of ferrite on SiO₂ spheres for three-dimensional magneto-photonic crystals // Journal of Applied Physics. 2004. Vol. 95. P. 6633.
200. Pavlov V. V., Usachev P. A., Pisarev R. V. et al. Enhancement of optical and magneto-optical effects in three-dimensional opal/Fe₃O₄ magnetic photonic crystals // Applied Physics Letters. 2008. Vol. 93. P. 072502.
201. Inoue M., Fujikawa R., Baryshev A. et al. Magnetophotonic crystals // Journal of Physics D: Applied Physics. 2006. Vol. 39. P. R151.
202. Lamb H. On the vibrations of an elastic sphere // Proceedings of the London Mathematical Society. 1882. Vol. 13. P. 187.
203. Mazurenko D. A., Shan X., Stiefelhagen J. C. P. et al. Coherent vibrations of submicron spherical gold shells in a photonic crystal // Physical Review B. 2007. Vol. 75. P. 161102(R).
204. Bertone J. F., Jiang P., Hwang K. S. et al. Thickness Dependence of the Optical Properties of Ordered Silica-Air and Air-Polymer Photonic Crystals // Physical Review Letters. 1999. Vol. 83. P. 300-303.
205. Gajiev G. M., Golubev V. G., Kurdyukov D. A. et al. Bragg reflection spectroscopy of opal-like photonic crystals // Physical Review B. 2005. Vol. 72. P. 205115.
206. Кавтрева О. А., Анкудинов А. В., Баженова А. Г. и др. Оптическая характеристика натуральных и синтетических опалов методом спектроскопии брэгговского отражения // Физика твёрдого тела. 2007. Т. 49. С. 674-680.
207. Salasyuk A. S., Scherbakov A. V., Yakovlev D. R. et al. Filtering of Elastic Waves by Opal-Based Hypersonic Crystal // Nanoletters. 2010. Vol. 10. P. 1319-1323.

208. Salasyuk A. S., Scherbakov A. V., Yakovlev D. R. et al. Long-living GHz Vibrations in Opal-based Hypersonic Crystals // Chinese Journal of Physics. 2011. Vol. 49. P. 56.
209. Wright O. B. Thickness and sound velocity measurement in thin transparent films with laser picosecond acoustics // Journal of Applied Physics. 1992. Vol. 71. P. 1617.
210. Hu H., Strybulevych A., Page J. H. et al. Localization of ultrasound in a three-dimensional elastic network // Nature Physics. 2008. Vol. 4. P. 945-948.