

Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«ДОНЕЦКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи

Пойманов Владислав Дмитриевич

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ, РАССЕЯНИЕ И ГЕНЕРАЦИЯ
СПИНОВЫХ ВОЛН
В НЕОДНОРОДНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ**

01.04.11 – физика магнитных явлений

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д.ф.-м.н., проф. Шавров В.Г.

Донецк 2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ.....	4
ВВЕДЕНИЕ.....	5
ГЛАВА I УРАВНЕНИЯ ДИНАМИКИ НАМАГНИЧЕННОСТИ И УСТРОЙСТВА НА СПИНОВЫХ ВОЛНАХ	14
1.1 Спиновые волны и уравнение Ландау-Лифшица	14
.....	
1.2 Магнитостатические спиновые волны	17
1.3 Ферромагнитный резонанс.....	19
1.4 Проблема граничных условий в уравнениях динамики намагниченности	21
.....	
1.5 Распространение и рассеяние обменных спиновых волн	22
1.6 Спиновые волны в геликоидальных структурах	23
.....	
1.7 Механизмы генерации спиновых волн	25
.....	
1.8 Взаимодействие между слоями спинового клапана	28
...	
1.9 Магноника и устройства на спиновых волнах	30
Выводы к главе I.....	41
ГЛАВА II РАССЕЯНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН	43
2.1 Граничные условия при наличии взаимодействия Дзялошинского-Мория.....	43
2.2 Отражение и преломление спиновых волн на границе раздела двуосных ферромагнетиков. Учет неоднородных волн	46

2.3	Рассеяние спиновых волн геликоидальной структурой.....	57
	Выводы к главе II.....	64
ГЛАВА III ВЛИЯНИЕ МЕЖСЛОЙНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ДИНАМИКУ НАМАГНИЧЕННОСТИ ОБМЕННО СВЯЗАННЫХ СИСТЕМ.....		
3.1	Генерация спиновых волн границей раздела обменно связанных магнитных сред.....	65
3.2	Излучение когерентных спиновых волн прямоугольной магнитной неоднородностью при воздействии в/ч однородного поля накачки.....	75
3.3	Резонансное усиление затухания в свободном слое спинового клапана.....	83
	Выводы к главе III.....	95
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	96
	СПИСОК	99
	ЛИТЕРАТУРЫ.....	
ПРИЛОЖЕНИЯ		
П.1	Феноменологическое выражение для энергии антисимметричного обмена Дзялошинского-Мория.....	110
П.2.	Решение уравнения Ландау-Лифшица при наличии взаимодействия Дзялошинского-Мория.....	113

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

СВ – спиновая волна,

УЛЛ – уравнение Ландау-Лифшица,

ВВ – волновой вектор,

МПП – магنونный показатель преломления,

СВРФ – спин-волновой резонанс Фано,

ФМР – ферромагнитный резонанс,

ДС – доменная стенка,

МПС – магнитное поле смещения,

ГУ – граничные условия,

НОСВ – неоднородная обменная спиновая волна,

ГМС – геликоидальная магнитная структура,

ФМ – ферромагнетик,

МСПСВ – магнитостатическая поверхностная спиновая волна,

СК – система координат,

МСК – магнитный спиновый клапан,

СС – свободный слой,

ЗС – закрепленный слой.

Введение

Актуальность темы. До недавнего времени позиции классической электроники как физической основы работы различных функциональных элементов казались незыблемыми. Поскольку ее основными преимуществами являются, прежде всего, быстродействие и малые размеры. Развитие нанoeлектроники в данный момент позволило технологам подойти к теоретическому пределу размеров микросхем. Благодаря малой инертности электронов, принцип работы подавляющего большинства электронных устройств и сейчас основан на явлении переноса заряда.

Однако такой концептуальный подход, несмотря на все плюсы имеет один существенный недостаток. Таковым является зачастую малая энергетическая эффективность, связанная с выделением джоулева тепла при протекании тока. С одной стороны – современные вычислительные машины в связи с увеличением сложности задач и сокращением времени их исполнения потребляют все больше электроэнергии. С другой – проблема ее экономии и рационального использования является одной из основных в современной экологии.

В этой связи актуализируются вопросы использования устройств, использующих вместо электронов фотоны, плазмоны, магноны и другие квазичастицы. Одним из альтернативных электронике направлений в настоящее время является относительно молодая наука о распространении возмущений магнитного момента – спиновых волнах (СВ). Изучение этих волн является предметом магноники, получившей название от магнона – кванта спиновой волны. В качестве среды, в которой СВ могли бы распространяться, может быть любая структура, обладающая ненулевым локальным магнитным моментом.

Проблема усовершенствования работы любого устройства является актуальной начиная с момента его изобретения. Вместе с тем, предел эволюции этого процесса определяется именно физическими механизмами его

реализации. Так, например, можно говорить о предельной плотности информации устройства для записи или предельной скорости работы процессора. В настоящее время девиз этого направления можно сформулировать как – «миниатюризация и быстроедействие».

Начиная с некоторого момента для выхода на новый уровень этих показателей требуется нечто принципиально новое, имеющее иную физическую основу работы. Толчком к революции в данной отрасли является открытие нового физического явления, которое и полагается в основу работы соответствующего устройства. Наиболее яркий пример такой «научной революции» – открытие гигантского магниторезистивного эффекта в 1988 г. (A. Fert, P Grunberg, Nobel prize 2007), на основе которого несколько лет спустя вышли в производство современные жесткие диски.

Таким путем на сцену мировой науки как самостоятельная область вышла еще относительно молодая ветвь физики магнитных явлений, ныне известная как «магنونика». Важно отметить, что это область, где ключевым понятием является понятие волнового процесса, как и в других смежных науках – фотонике и более молодой спинтронике. Такое, на первый взгляд не совсем оправданное обилие терминов, связано по-видимому с желанием выделить их из соответствующих фундаментальных наук – классической и квантовой электродинамики.

Уже более века существует парадигма, согласно которой волновые либо корпускулярные свойства объекта определяются не как абсолютные, а применительно к конкретной физической ситуации. Исходя из этого был развит математический аппарат квантования для любого волнового поля – они отличаются лишь физикой процесса, но никак не математикой! Так при квантовании звукового поля получают кванты звука – фононы. При квантовании электромагнитного поля – фотоны и т. д. Что же тогда будет «частицей» в магنونике? Ответ – магноны, или кванты спиновых волн.

В настоящее время магنونика как наука о СВ выделилась из курса магнетизма в самостоятельную область благодаря охватываемому ею

широкому спектру магнитных явлений. СВ имеют чрезвычайно богатую и своеобразную дисперсию, которой присуща нелинейность, анизотропия и не взаимность. Дисперсия СВ очень чувствительна к магнитным свойствам образца и основному состоянию, обусловленному внутренним размагничивающим полем и намагниченностью.

Многообразие магнитных материалов как сред, в которых существуют СВ, открывает большие возможности в их использовании как соответствующих волноводов и устройств передачи информации. В частности – в многоподрешеточных антиферромагнетиках могут существовать как высокочастотные (оптические или обменные ветви), так и лежащие намного ниже (магнитодипольноактивные ветви). Устройства на таких волнах могут работать в очень широком диапазоне длин – от миллиметров до нанометров и успешно конкурировать с их оптическими аналогами.

Оказывается, что физические и геометрические параметры соответствующих волноводов можно подобрать так, что условия распространения СВ в прямом и обратном направлении станут неэквивалентными. Таким образом – будет иметь место не взаимность спектра распространения. Это свойство, в свою очередь, может быть использовано для создания и проектирования вентилях для СВ.

Несмотря на интенсивное развитие магноники в последнее время, ряд принципиальных вопросов в ней еще остается не решенными. В частности, не в достаточной мере исследованы механизмы рассеяния спиновых волн на границе раздела даже обычных ферромагнетиков, не говоря уже о более сложных (например – киральных) структурах. Также в связи с возможным внедрением магنونных технологий в логические устройства актуальной является возможность проявления в них не взаимных свойств, когда условия распространения волн в прямом и обратном направлении отличаются.

В последнее время исследование структур с антисимметричным и нелокальным обменом получило дополнительный импульс, несмотря на то, что взаимодействие Дзялошинского-Мория известно уже почти шестьдесят

лет. Распространение и рассеяние спиновых волн в таких структурах, как ожидается, также обладает невзаимностью из-за выделенного направления вращения неоднородной длиннопериодической структуры (киральности). Такие структуры никогда не рассматривались на предмет рассеяния и генерации в них СВ. Кроме того – популярным и актуальным направлением в настоящее время является поиск структур (в т.ч. и магнитных), которые бы проявляли невзаимные свойства. Киральные структуры как раз и являются кандидатами на эту роль из-за выделенного направления вращения и могут быть использованы в качестве «диодов» для соответствующих волн.

Для исследования процессов распространения СВ в пленках их необходимо вначале сгенерировать. Поэтому в настоящее время актуальна проблема генерации спиновых волн, в особенности с малой длиной, поскольку ее решение является ключом к миниатюризации и повышению быстродействия магнетронных устройств.

Кроме того, в связи с развитием технологии производства современных жестких дисков возрастает актуальность изучения свойств спиновых клапанов. В связи с этим понимание влияния обменного поля на динамику намагниченности в многослойных магнитных структурах важно для развития наноразмерных высокочастотных устройств.

Цель работы. Исследование особенностей процессов распространения, рассеяния и генерации спиновых волн в неоднородных магнитных структурах, обусловленных как магнитными взаимодействиями, так и геометрией задачи.

Для достижения цели были сформулированы и решены следующие задачи:

1. Вывести граничные условия для компонент динамической намагниченности с учетом однородного межслойного обменного взаимодействия и антисимметричного обмена Дзялошинского.
2. Получить коэффициенты отражения и прохождения СВ от границы раздела двуслойных ферромагнетиков и неоднородных (геликоидальных) магнитных сред.

3. Теоретически обосновать и рассчитать эффективность генерации СВ границей раздела двух магнитных сред и магнитным слоем при воздействии однородного в/ч поля накачки.

4. Рассчитать взаимное влияние межслойного обменного взаимодействия элементов спинового клапана на их динамику намагниченности и обусловленное этим уширение линии поглощения свободного слоя.

Объект исследования - Спиновые волны, распространяющиеся в магнитных средах с однородным и неоднородным основным состоянием.

Предмет исследования – процессы распространения, рассеяния и генерации СВ на границе раздела однородных и неоднородных магнитных структур.

Методы исследования. Аналитические расчеты и численное моделирование с использованием современных методов теоретической физики и математического анализа. Для описания динамики магнитного момента использовалось уравнение Ландау-Лифшица.

Научная новизна полученных результатов.

В диссертационной работе были получены следующие новые научные результаты:

1. Установлены граничные условия для намагниченности с учетом как конечного межслойного обмена, так и антисимметричного обмена Дзялошинского.

2. Получены коэффициенты рассеяния СВ для границы раздела двуосных ферромагнетиков и неоднородных киральных магнитных структур, возникающих при наличии антисимметричного обмена Дзялошинского.

3. Предложен метод генерации спиновых волн в пленке пространственно однородным полем накачки при наличии обменной связи между слоями для изолированного интерфейса и магнитного слоя. Показано, что в каждом случае эффективность генерации определяется различием в магнитных восприимчивостях граничащих сред.

4. Рассчитано уширение линий поглощения для слоев спинового клапана вблизи поля переключения свободного слоя.

Обоснование и достоверность полученных результатов, выводов и рекомендаций. Достоверность полученных результатов обеспечивается тем, что для их получения в работе использовались хорошо известные и развитые методы теоретической физики и теории дифференциальных уравнений.

Теоретическая значимость. Для описания процесса рассеяния обменной СВ введено понятие импеданса границы раздела магнетиков. Мнимые корни характеристического уравнения, построенного по уравнению Ландау-Лифшица, соответствуют спиновым волнам, локализованным вблизи границы. Генерируемая интерфейсом волна при накачке однородным в/ч полем отождествлена с решением однородного дифференциального уравнения, подчиняющегося неоднородным граничным условиям. При исследовании влияния обменного взаимодействия на характер прецессии свободного и закрепленного слоев спинового клапана динамика намагниченности интерпретируется в рамках теории коллективных мод.

Практическая значимость. Основной областью применения полученных результатов являются магноника и спинтроника, где они могут быть использованы при проектировании магнонных кристаллов с заданными свойствами и для создания логических спин-волновых устройств. Геликоидальные магнитные структуры можно использовать в качестве невзаимных волноводов с контролируемыми параметрами.

Предложенный в диссертационной работе метод генерации СВ имеет большую практическую значимость, так как, во-первых, позволяет генерировать волны однородным полем, а во-вторых – получать волны малой длины, что делает магнонику более конкурентоспособной в сравнении с электроникой.

Рассчитанное уширение линий поглощения позволяет сделать вывод о необходимости учета межслойной связи при проектировании спиновых клапанов.

Научные положения, выносимые на защиту:

Учет неоднородного обмена Дзялошинского приводит к появлению в граничных условиях слагаемого, содержащего волновой вектор длиннопериодической структуры, которым обусловлены невзаимные эффекты при рассеянии.

Для нахождения амплитуд обменных спиновых волн при рассеянии границей раздела двуосных ферромагнетиков или геликоидальных структур система граничных условий будет совместной только при учете мнимых корней характеристического уравнения, соответствующим неоднородным локализованным вблизи границы волнам. В одноосных ферромагнетиках такие волны отсутствуют.

При воздействии пространственно однородного в/ч поля накачки неоднородность пленки в виде изолированной границы раздела обменно связанных ферромагнетиков или магнитного слоя может генерировать когерентные спиновые волны. Использование интерфейсов с толщиной порядка постоянной решетки дает возможность генерации относительно коротких длин волн, амплитуда которых ограничена лишь параметрами затухания материала. Необходимым условием генерации является различие в восприимчивостях граничащих сред.

Наличие даже слабой обменной связи между слоями спинового клапана приводит к существенному уширению линии поглощения свободного слоя вблизи поля переключения поляризации.

Связь работы с научными программами, планами, темами.

Диссертационная работа выполнялась в рамках проектов "MagIC – Magnonics, Interactions and Complexity: a multifunctional aspects of spin wave dynamics" (funded by the European Community under contract no. 644348) и "Novel Wave Phenomena in Magnetic Nanostructures" (funded by the European Community grant agreement No: PIRSES-GA-2009-247556) и кафедральной бюджетной темы № 01170000245.

Личный вклад соискателя. В диссертации изложены результаты

исследований, выполненных соискателем самостоятельно и в соавторстве с другими авторами. В работах, вошедших в диссертацию, соискатель принимал непосредственное участие в выполнении всех этапов этого исследования: формулировании целей и задач исследований, выборе теоретических моделей и методов исследования, анализе результатов расчетов, а также в написании научных статей и подготовке докладов на конференциях.

Апробация результатов диссертации. Основные результаты исследований, представленных в данной диссертационной работе, докладывались и обсуждались на следующих международных научных конференциях: “EastMag-2016” (Красноярск 2016), “JEMS-2016” (Glasgow, (Scotland) 2016), “MISM-2017” (Moscow, 2017), “IcAUMS-2018” (Jeju (Korea) 2018), “ICMM” (Exeter (England) 2018), “Spin Waves-2018” (Saint-Petersburg, 2018).

Публикации. Основное содержание диссертационной работы отражено в 10 научных публикациях, в том числе в 3 статьях, рекомендованных ВАК РФ, 6 тезисах докладов и одной главе монографии.

Объем и структура диссертации. Диссертация изложена на 116 страницах, из которых 9 стр. введение, 85 стр. – основная часть, 11 стр. – список литературы и 7 стр. - приложения. Содержит 26 рисунков и 4 таблицы. Работа состоит из введения, теоретической части, включающей три раздела, заключения, списка цитируемой литературы, включающего 109 наименований, и двух приложений.

Во *введении* дано обоснование актуальности темы диссертации, сформулированы цели и задачи работы, показана научная новизна и практическое применение полученных результатов, даны сведения о структуре и содержании работы.

В первой главе описаны основные теоретические методы, применяемые для исследования магнитных материалов, в частности – уравнения динамики намагниченности, область их применимости, существующие подходы к исследованию спектров спиновых волн, известные механизмы их генерации.

В соответствующих областях исследований сформулированы не исследованные ранее вопросы. Дан обзор проблематики, связанной с разработкой, исследованием и возможным применением магнитных устройств.

Во второй главе рассмотрено рассеяние СВ при нормальном падении на плоскую границу раздела. Вывод граничных условий проводится для дискретной цепочки с последующим переходом к континуальному приближению. Получены амплитуды рассеянных СВ для случаев граничащих полубесконечных двуосных ферромагнетиков и ферромагнетика с геликоидальной структурой. Показано, что в этих случаях вблизи границы формируются неоднородные СВ.

В третьей главе представлена аналитическая теория генерации шлемановской СВ изолированным интерфейсом и прямоугольной магнитной неоднородностью, при воздействии однородного в/ч поля накачки. Также исследовано взаимное влияние динамики намагниченности компонент спинового клапана с учетом межслойной связи между ними.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы данной работы, выносимые на защиту.

ГЛАВА 1 Уравнения динамики намагниченности и устройства на спиновых волнах

1.1 Спиновые волны и уравнение Ландау-Лифшица

Магнитные системы содержат упорядоченные ансамбли магнитных моментов - спинов, связанных обменным взаимодействием. На основании квазиклассического представления они способны индивидуально прецессировать вокруг своей равновесной ориентации. Благодаря наличию обменной связи между спинами можно возбуждать фазово-когерентные прецессионные волны намагниченности - среднего магнитного момента единицы объема. Такие волны называются «спиновыми» (СВ), а их кванты - «магнонами» [1,2]. Как и другие волны, СВ характеризуются амплитудой, фазой, частотой, волновым вектором (ВВ), групповой и фазовой скоростями. Каждый из этих динамических параметров обеспечивает возможность управления соответствующими сигналами.

Исследование динамики намагниченности началось с выхода работы Ландау и Лифшица в 1935 г. [3], посвященной получению одноименного уравнения. Авторами в рамках квантовомеханического подхода [1] было установлено, что оно имеет такой же вид, как и уравнение движения магнитного момента, полученное в рамках классической электродинамики [4]:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}_{ef}]. \quad (1.1)$$

Из этого уравнения следует, что при наличии только внешнего магнитного поля изолированный магнитный момент свободно прецессирует вокруг его направления с ларморовской частотой $\omega = \gamma H_0$.

Авторами [3] был установлен более глубокий смысл фигурирующего здесь эффективного поля, поскольку оно включало помимо внешнего еще и другие составляющие. В общем случае для его определения достаточно было знать феноменологическое выражение для плотности энергии. Тогда его можно определить по общей формуле:

$$\vec{H}_{ef} = -\frac{\delta W}{\delta \vec{M}} = \sum_k \nabla_k \left(\frac{\partial W}{\partial (\nabla_k \vec{M})} \right) - \frac{\partial W}{\partial \vec{M}}, \quad (1.2)$$

где

$$W = W_{ex} + W_d + W_a + W_D + W_{me} + W_0. \quad (1.3)$$

Соответствующие плотности энергии описывают соответственно однородный обмен, магнитодипольное взаимодействие магнитных моментов образца, кристаллографическую анизотропию, антисимметричный релятивистский обмен Дзялошинского, взаимодействие магнитной и упругой подсистем и плотность энергии во внешнем поле [1,2].

Потери энергии при движении магнитного момента могут быть учтены добавлением в правую часть уравнения (1.1) релаксационного слагаемого, которое может быть записано в одной из двух эквивалентных форм – Гильберта и Ландау-Лифшица [2,5]:

$$\vec{R}_G = \frac{\alpha}{M} \left[\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right], \quad \vec{R}_{LL} = -\frac{\alpha\gamma}{M} \left[\vec{M} \times \left[\vec{M} \times \vec{H}_{ef} \right] \right]. \quad (1.4)$$

Однако получаемые из (1.1) решения будут волнами только при наличии обменной энергии, поскольку для любого волнового процесса требуется связь между значениями динамической переменной в разных (в более узком смысле - соседних) точках среды. В случае СВ такая связь обеспечивается либо наличием квантовомеханического обмена, либо магнитодипольной связью между магнитными атомами, имеющей всегда дальний порядок за счет ее относительно медленного убывания. В последнем случае волны называются магнитостатическими (МСВ) и являются более медленными, чем спиновые за счет относительной малости взаимодействия по сравнению с обменным.

Обменная энергия, как можно установить из решеточного гамильтониана одномерной цепочки [2]

$$W_{ex} = -J \sum_k (\vec{S}_k \cdot \vec{S}_{k+1}) \quad (1.5)$$

предельным переходом к континууму, имеет феноменологический вид:

$$W_{ex} = \frac{A}{M^2} (\vec{\nabla} \vec{M})^2. \quad (1.6)$$

так что наличие градиента намагниченности обеспечивает несинфазные колебания намагниченности в соседних точках среды – спиновые волны. Существование таких волн было предсказано Ф. Блохом в 1930 г. еще до появления уравнения Ландау-Лифшица [6].

Если же градиент намагниченности отсутствует, то все магнитные моменты движутся синфазно. Это отнюдь не означает отсутствие обменной связи между соседними спинами, а наоборот – подчеркивает, что обменное взаимодействие является наиболее сильным по сравнению с остальными видами взаимодействий.

В последующие годы вышло несколько изданий, достаточно полно охватывающих различные аспекты распространения и рассеяния СВ. Среди них следует отметить монографию [1], в которой помимо классической волновой, также хорошо развита и квантовая теория СВ. В монографиях [2,4] подробно изложена теория ферромагнитного резонанса и спиновых волн для ферро- и антиферромагнетиков, в т. ч. и при наличии доменной структуры. С практической точки зрения представляют интерес монографии [7,8], в которых изложены принципы работы магнанных волноводов.

Однако обособление науки о СВ в отдельную область теории магнетизма можно считать состоявшимся только в течение двух последних десятилетий, когда в словарь ученых-магнитчиков вошли термины «магنونика» и «спинтроника» [9,10]. Это обусловлено тем, что до этого времени СВ не воспринимались как потенциальные конкуренты классической электроники из-за больших размеров соответствующих устройств и относительно малой скорости их работы. Однако к настоящему моменту в связи с открытием большого класса соединений – мультиферроиков [11] и метаматериалов, в данной области наметился существенный сдвиг. Кроме того, интенсивное развитие техники СВЧ дает возможность продвижения в область более коротких – обменных спиновых волн.

1.2 Магнитоэлектронные спиновые волны

Ключевой особенностью, делающей СВ уникальными, является их дисперсия (рисунок 1.3 а), которая может быть сильно анизотропной в зависимости от преобладающего взаимодействия между магнитными моментами [1,2]. Существует два основных взаимодействия. Первое - квантовомеханическое обменное взаимодействие, ответственное за магнитное упорядочение, которое преобладает в нанометровом диапазоне волн и приводит к изотропной параболической дисперсии т. н. обменных СВ (ОСВ). В диапазоне длин волн от сотен нанометров и выше СВ называются магнитоэлектронными, так как в их дисперсии преобладает анизотропное магнитодипольное взаимодействие. В промежуточном диапазоне длин волн, когда как обменная, так и дипольная энергии заметно влияют на дисперсию, говорят, что СВ имеют обменно-дипольный характер. В любом случае СВ движутся с характерными скоростями в несколько километров в секунду т.е. - являются довольно медленными. Однако это также означает, что на той же частоте они имеют значительно более короткую длину волны по сравнению с электромагнитными волнами, что приводит к идее миниатюризации устройств.

Спектр МСВ находится путем совместного решения УЛЛ (1.1), и системы уравнений Максвелла для размагничивающего поля. Как правило при этом используется приближение относительной малости скорости распространения СВ по сравнению со скоростью света в вакууме, так что однородность внешнего поля в исследуемом образце не нарушается запаздыванием. В этом случае можно пренебречь возникающим вихревым электрическим полем СВ и записать уравнения Максвелла в виде:

$$\operatorname{div} \left((1 + 4\pi\chi)\vec{h} \right) = 0, \operatorname{rot}(\vec{h}) = 0. \quad (1.10)$$

Равенство нулю правой части второго из уравнений (1.10) дает возможность считать поле \vec{h} потенциальным и ввести соответствующую скалярную функцию ψ , для которой $\vec{h} = \vec{\nabla}\psi$ и справедливо уравнение

$$\text{div} \left((1 + 4\pi\hat{\chi}) \vec{\nabla} \psi \right) = 0, \quad (1.11)$$

называемое уравнением Уокера [7]. В этом уравнении $\hat{\chi}$ определяется из решения УЛЛ (1.1).

Решения уравнения Уокера (1.11) в безобменном магнитоэлектронном приближении, и есть МСВ [7]. Их амплитуды определяются «сшивкой» решений уравнения Уокера (1.10) в разных областях с помощью граничных условий непрерывности ψ и нормальной к границе составляющей вектора индукции магнитного поля $(1 + 4\pi\hat{\chi})\vec{\nabla}\psi$ [7].

Для нахождения спектра МСВ в пленке [2,4] уравнение магнитоэлектроники (1.11) решается с учетом динамической связи между намагниченностью и создаваемым ей размагничивающим полем, следующей из уравнения Ландау-Лифшица (1.1). Как правило, при этом ограничиваются безобменным приближением, справедливым для не слишком малых длин волн, что позволяет пренебречь пространственной дисперсией в динамическом тензоре восприимчивости. Соотношение между ними и используется в (1.11).

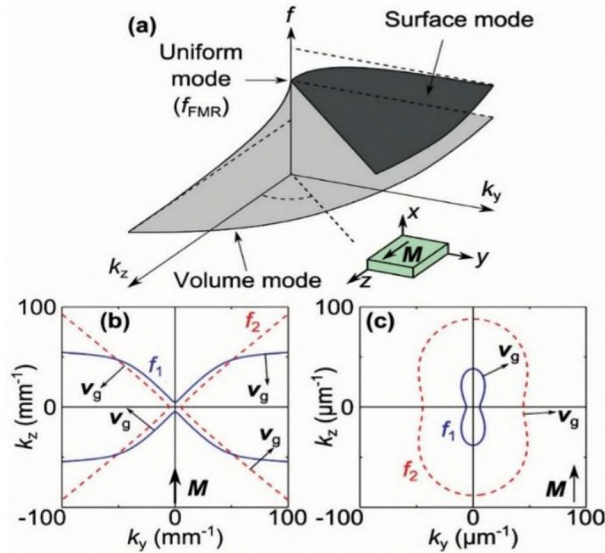


Рисунок 1.1. (а) Дисперсия МСВ, построенная в одном квадранте обратного пространства для пленки в плоскости yz с намагниченностью в плоскости вдоль z . (б) Кривые изочастот, характеризующие распространение МСВ, где $f_2 > f_{FMR} > f_1$. (с) Кривые изочастот, характеризующие распространение обменнодипольных СВ, где $f_2 > f_1 > f_{FMR}$ [12]

Проблеме распространения МСВ в различных магнитных структурах был посвящены монографии [7,13]. При распространении МСВ наблюдается ряд интересных эффектов. Один из них, описанный в [14] и реализованный в [15] заключается в равенстве нулю размагничивающего поля по одну сторону пленки, по которой распространяется МСВ с циркулярной поляризацией. Особенности невзаимности распространения обменнодипольных волн в двуслойных волноводах были исследованы в работах [16,17].

Частота СВ с бесконечной длиной волны ($k = 0$) называется частотой ферромагнитного резонанса (ФМР), что соответствует энергетической щели в спектре магнонов. Падающая волна на этой частоте будет сильно связана с прецессией намагниченности в образце, возбуждая ее однородный прецессионный режим. Постоянное магнитное поле, приложенное к образцу, сдвигает частоту ФМР вместе с дисперсионной кривой. Направление и скорость передачи энергии СВ определяется их групповой скоростью как градиент циклической частоты в обратном пространстве. Кроме внешнего магнитного поля, групповая скорость СВ существенно зависит от угла между ВВ и намагниченностью. В частности – групповая скорость отрицательна (строго антипараллельна ВВ) для обратных объемных СВ, т.е. для случая их распространения параллельно намагниченности. Напротив – для СВ Дэймона-Эшбаха с направлением, перпендикулярным намагниченности, групповая скорость положительна. В общем случае направление групповой скорости удобно определить, используя изочастоты (кривые постоянной частоты) [18]. Групповая скорость всегда ортогональна изочастотным кривым в обратном пространстве так же, как электрическое поле всегда ортогонально кривым постоянного потенциала - в реальном. Дисперсионная анизотропия сильнее для МСВ, и быстро уменьшается при уменьшении длины волны.

1.3 Ферромагнитный резонанс

Исследование поведения намагниченности под действием высокочастотного поля накачки, прикладываемого перпендикулярно к

статическому, было следующим шагом на пути к построению теории СВ. Эта теория была развита в 1949 году Полдером [2]. В ней предполагалось, что амплитуда поля накачки \vec{h} и вызываемые ей возмущения намагниченности являются малыми по сравнению с их невозмущенными значениями:

$$\vec{H}_{ef} = \vec{H}_{ef}^{(0)} + \vec{h}(t), \quad \vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}(t). \quad (1.7)$$

Это ведет к появлению правой части в линеаризованном уравнении (1.1):

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} + \gamma [\vec{m} \times \vec{H}_{ef}^{(0)}] = \gamma [\vec{h} \times \vec{M}_0], \quad (1.8)$$

из которого следует динамическая связь между компонентами намагниченности и поля накачки. В самом простом случае наличия только внешнего поля эта связь имеет вид:

$$\vec{m} = \hat{\chi} \vec{h}, \quad \chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\gamma M_0 \gamma H}{(\gamma H)^2 - \omega^2}, \quad \chi_{xy} = -\chi_{yx} = i \frac{\gamma M_0 \omega}{(\gamma H)^2 - \omega^2}, \quad (1.9)$$

где поле накачки предполагается однородным и монохроматическим с частотой ω , а равновесная намагниченность - однородной и ориентированной вдоль оси z , так что колебания происходят в плоскости xy .

Учет обменного взаимодействия приводит к появлению в этих выражениях поправок, пропорциональных квадрату ВВ СВ, что усложняет решение конкретных задач. Однако в некотором интервале не слишком коротких длин волн этими обменными поправками можно пренебречь и считать компоненты тензора восприимчивости равными (1.9). Такое приближение называется безобменным.

В случае же однородных колебаний намагниченности ($k = 0$) при $\omega = \omega_0 = \gamma H$ компоненты намагниченности неограниченно возрастают. В действительности же учет затухания приводит к некоторому сглаживанию этих особенностей [2]. Такое поведение называется однородным ферромагнитным резонансом. При этом указанное возрастание сопровождается поглощением энергии системой.

1.4 Проблема граничных условий в уравнениях динамики намагниченности

Вид граничных условий для динамических переменных любого волнового процесса является определяющим при нахождении спектра соответствующих волн. Входящие в них слагаемые, описывающие в основном нелокальные взаимодействия, существенным образом влияют на формирование запрещенных и разрешенных зон, устойчивость волновых пакетов и т.д.

Как и для всякого дифференциального уравнения, описывающего волновой процесс, к УЛЛ для полной постановки задачи требуются граничные условия (ГУ). Максимальный порядок производных в них на единицу меньше порядка уравнения по координатам, т.е. для структуры с локальным обменом порядок производной равен единице. Существуют, однако, структуры с нелокальным обменом [19], куда входит четвертая производная по координате. В этом случае ее порядок в ГУ равен трем. Такая закономерность связана с тем, что ГУ могут быть получены из самого УЛЛ.

Если рассматривается граница раздела двух магнетиков, намагниченность в каждом из которых описывается соответствующей динамической переменной, то метод получения граничных условий заключается в интегрировании УЛЛ по малой окрестности границы с последующим устремлением к нулю интервала интегрирования [20].

Феноменологически гамильтониан такой неоднородной структуры может содержать слагаемые, описывающие поверхностные взаимодействия, входящие в него с множителем «дельта-функция Дирака». Для получения ГУ в этом случае зачастую удобнее бывает перейти к рассмотрению соответствующего решеточного гамильтониана с последующим предельным переходом к континууму.

Существуют работы, в которых учитывается конечность постоянной решетки. Такие ГУ называются условиями Барнаша-Миллса и корректно учитывают вклад поверхностных эффектов [21-23].

Обычно в литературе ГУ рассматриваются в контексте их применения к спиновой динамике магнетиков, занимающих ограниченные области и не граничащих с другими магнетиками, или в случае, когда динамическая связь между граничащими средами отсутствует [24]. При этом возможные виды взаимодействий учитываются достаточно полно. Однако ГУ, в которые бы входили динамические переменные обоих граничащих сред, между которыми, таким образом, устанавливается динамическая связь, ранее подробно не обсуждались за исключением [20], где ГУ были выведены для границы раздела магнетиков с конечной константой межслойной связи. В частности – отсутствуют ГУ для границы раздела геликоидальных магнетиков, а также при наличии поверхностной анизотропии.

1.5 Распространение и рассеяние обменных спиновых волн

Магнитостатические спиновые волны, широко используемые в современной СВЧ-технике [7,13], имеют диапазон длин волн от микрон до миллиметра. Они обусловлены в основном магнитостатическим взаимодействием спинов и являются относительно медленными. Использование же обменных спиновых волн (ОСВ) позволило бы повысить быстродействие устройств на несколько порядков и работать на частотах терагерцевого диапазона.

Поэтому теоретические исследования в данном направлении имеют особую актуальность. И если распространение (в том числе и в неоднородных структурах) ОСВ исследованы достаточно широко [1,24], то процессы их рассеяния остаются практически неизученными.

Нахождение спектров СВ в структурах с непрерывной и дискретной трансляционной симметрией является хорошо известной задачей [7,13,24,25]. В них подробно исследованы спектр и дисперсия магнитостатических волн (МСВ) в различных геометриях эксперимента. Дисперсия обменных спиновых волн (ОСВ) в различных магнетических кристаллах была рассмотрена, например, в [24,26]. Рассеяние МСВ и ОСВ было изучено в [27-29].

Можно ожидать, что рассеяние ОСВ будет существенно отличаться от рассеяния, например, электромагнитных волн. Отличие заключается в том, что последние как правило имеют определенную поляризацию. Для ОСВ же можно говорить лишь о поляризации основного состояния. Число же «степеней свободы» ОСВ равно двум, из-за чего соответствующее дисперсионное уравнение имеет четвертый порядок.

Количество работ по рассеянию ОСВ относительно невелико, что можно объяснить пока еще недостаточно распространенным использованием этой области длин волн. Вместе с тем следует отметить, что описание возможных эффектов, аналогичных исследуемым в оптике в последнее время ведется достаточно интенсивно. Например, в работе [30] был исследован сдвиг Гуса-Хэнхен для СВ. В [27,28] были получены коэффициенты рассеяния ОСВ плоской границей раздела магнетиков, но лишь в рамках коротковолнового приближения, что дает для них обычные коэффициенты Френеля с отличием только в законе дисперсии. Таким образом – задача фактически сводится к известной задаче рассеяния в оптике [31]. При таком подходе используется уравнение типа Шредингера с единственной скалярной переменной. И если для циркулярно поляризованных волн такое приближение оправдано, то в случае рассеяния границей раздела двuosных ферромагнетиков либо киральных структур такой метод неприменим. В рамках этого подхода невозможно учесть интерференционные эффекты, обусловленные конечностью длины СВ и особенности, связанные с их эллиптичностью. В этой связи актуальна задача получения коэффициентов рассеяния строго из уравнения Ландау-Лифшица для произвольной магнитной анизотропии и основного состояния.

1.6 Спиновые волны в геликоидальных структурах

Несмотря на то, что антисимметричный обмен Дзялошинского-Мория известен уже более шестидесяти лет [32], в последнее время интенсивно изучаются порождаемые им геликоидальные магнитные структуры. Связано

это с их экспериментальным обнаружением в большом классе материалов, называемых мультиферроиками [11].

Устойчивые неоднородные состояния ферромагнетика изучены очень подробно [19]. Вопрос о распространении в них спиновых волн изучался в монографиях [19,24]. В работе [33] был найден спектр ОСВ, который для случая наклонного падения имеет зонную структуру.

Модулированные длиннопериодические структуры могут рассматриваться как перспективная среда для распространения СВ. Существуют различные типы модулированных длиннопериодических геликоидальных структур: SS, FS, LSW, TSW, FAN, приведенные на рисунке 1.2 [19].

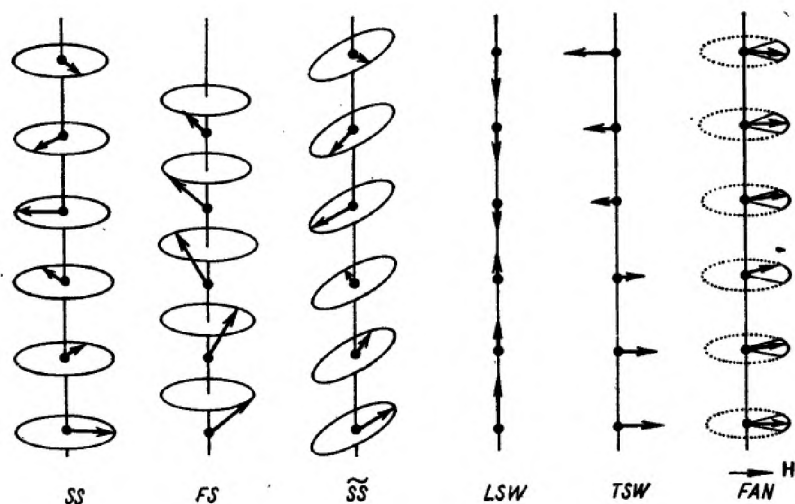


Рисунок 1.2. Типы геликоидальных структур [15]

Причинами возникновения в ферромагнетике неоднородной структуры могут быть как обменные взаимодействия, так и релятивистские [34]. За появление модуляции в первых отвечает конкуренция положительных и отрицательных обменных взаимодействий в кристалле. Симметрия исходной ферромагнитной структуры не допускает линейных по производным инвариантов Лифшица. Такие структуры, в частности, реализуются в соединениях MnAu, MnSi, FeGe, являющихся геликоидальными зонными

магнетиками [35]. Модуляция в релятивистских структурах обусловлена анизотропными взаимодействиями.

Обменные и релятивистские структуры характеризуются различными спектрами СВ. Релятивистские структуры имеют зонный спектр, характерный для периодических структур. В обменных структурах спектр СВ имеет гостуновскую моду если ВВ соответствует периоду геликоидальной структуры.

Кроме того, спектр СВ в обменных структурах может обладать свойством невзаимности, заключающейся в различии показателей преломления волны для двух противоположных направлений распространения. Известны различные механизмы невзаимности [36-38]. Волновые свойства невзаимных сред хорошо изучены в радиодиапазоне [39-41]. В этих работах показано, что многослойные системы с невзаимностью могут быть использованы как оптические диоды и оптические изоляторы.

1.7 Механизмы генерации спиновых волн

Использование СВ в качестве носителей данных или сигналов может позволить управлять данными и их хранением. Разработка таких устройств является одной из главных перспектив магنونной технологии. Поэтому проблема генерации СВ является центральной и для прикладных, и для фундаментальных исследований в магنونике.

Для возбуждения распространяющихся СВ необходимо возмущать намагниченность так быстро и локально, чтобы частота и ВВ возбуждаемой СВ попадали в спектр возбуждения. Обычно это делается с использованием микроволновых микрополосковых каналов [10] или методом *spin-torque* [42]. Другой перспективный механизм возбуждения СВ включает в себя связь СВЧ-поля со СВ за счет использования локальных магнитных неоднородностей - МПП [44-46] или резонатора Фано [12, 47]. Основная идея метода заключается в том, что пространственная неоднородность нарушает трансляционную

симметрию в системе, тем самым обеспечивая связь между СВЧ-полем и СВ независимо от их длин волн.

Возможный механизм генерации СВ предложен в работе [12]. Генератор представляет собой систему двух близких магнитных элементов - преобразователя и волновода, имеющих разные резонансные частоты. Намагниченность в преобразователе возбуждается гармоническим магнитным полем на более высокой резонансной частоте. Связь между намагниченностями двух элементов приводит к возникновению СВ во волноводе. Явление, при котором энергия одного резонансно возбужденного элемента с дискретным спектром передается в волновые моды, распространяющиеся в элементе с непрерывным спектром, является примером СВРФ [48].

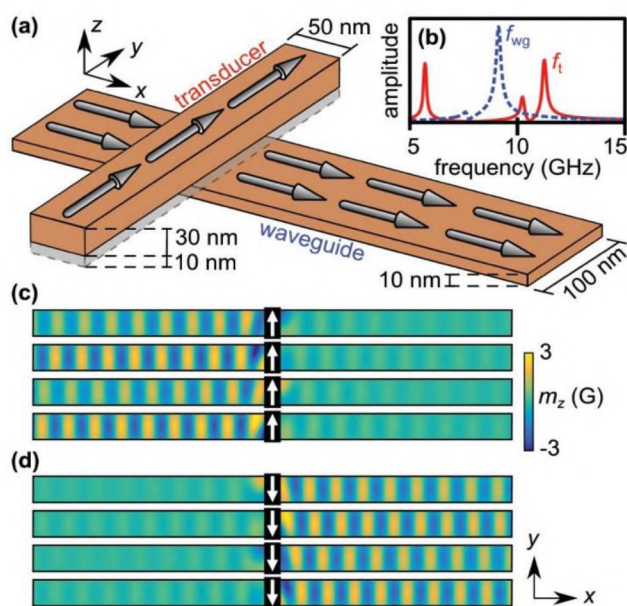


Рисунок 1.3. (a) Геометрия резонансно-волноводной системы СВРФ. Стрелки показывают ориентацию статической намагниченности внутри каждого элемента. (b) Частотный спектр образца. (c, d) Распределение внеплоскостной составляющей намагниченности. Датчик Фано намагничен (белые стрелки) параллельно и антипараллельно оси y во вставках (c) и (d) соответственно [12].

Этот механизм возбуждения СВ схематически проиллюстрирован на рисунке 1.3 с помощью микромагнитного моделирования [49]. Образец состоит из двух полос магнитных элементов, ориентированных ортогонально и разделенных зазором 10 нм (рисунок 1.3 а). Как преобразователь Фано, так и волновод изготовлены из пермаллоя, но отличаются толщиной и шириной. В отсутствие внешнего магнитного в/ч поля анизотропия формы двух элементов ориентирует намагниченности вдоль большей оси каждого элемента. Частотный спектр образца показан на рисунке 1.3 б. Резонансные частоты преобразователя и волновода равны $f_t = 11,5$ ГГц и $f_{wg} = 9$ ГГц соответственно. Прецессирующая намагниченность преобразователя генерирует переменное магнитное поле, которое возбуждает распространяющиеся СВ в волноводе (рисунок 1.3 с).

Преобразователь Фано играет двойную роль в этой конструкции. Во-первых, он локализует высокочастотное магнитное поле в наномасштабе, обеспечивая связь с коротковолновыми СВ. Во-вторых, он резонансно усиливает падающее поле [50], помогая добиться более сильного излучения СВ. Кроме того, ориентация намагниченности в преобразователе оказывает заметное влияние на его функциональность. При резонансе в преобразователе его намагниченность прецессирует с четко определенной киральностью.

Возможность управления этой киральностью приводит к однонаправленному возбуждению СВ, аналогично потоку воды, создаваемому вращающейся водяной мельницей. На рисунке 1.4 с, намагниченность в преобразователе параллельна оси y , а СВ возбуждаются в направлении отрицательного x . Однако, если направление намагничивания преобразователя обратное (рисунок 1.3 d), СВ распространяются в направлении положительного x . Несколько периодически расположенных преобразователей Фано создают периодическое высокочастотное магнитное поле, что подробно описано в [51].

Систему с преобразователем-волноводом Фано, показанную на рисунке 1.3 можно использовать и в обратном направлении: соединить

распространяющуюся СВ с «преобразователем», причем последний действует в этом случае как приемная антенна [52]. В результате СВ может полностью поглощаться, что приводит к ярко выраженной равномерной прецессии принимающего элемента [51].

Одной из главных проблем современной магноники является генерация СВ с как можно меньшей длиной. Более короткие длины волн могут открыть новые возможности магنونных исследований и миниатюризации технологий [10]. В экспериментах до настоящего времени генерировались когерентные СВ с наименьшими длинами волн по технологии spin-transfer torques [53,54]. Варианты шлёмановского механизма возбуждения СВ [43] могут быть интерпретированы в терминах динамического пиннинга Вигена [55]. Этот механизм использует либо естественные [43,56], либо искусственно созданные магнитные неоднородности [46] для нарушения трансляционной симметрии и обеспечения связи между в/ч магнитным полем и короткими СВ. Подобный резонансу Фано [48] механизм возбуждения СВ, продемонстрированный в [47], и используемый в [51], можно рассматривать как частный случай схемы Шлёмана. Однако, как эксперименты, так и теоретические модели не предсказывают длин волн, меньших нескольких десятков нанометров. Предел соответствует размерам неоднородности, действующей как источник СВ [54,57], ядро магнитного вихря [56] или магنونный преобразователь [47]. Возникает вопрос - какова наименьшая длина волны распространяющихся когерентных СВ, которые можно было бы сгенерировать?

1.8 Взаимодействие между слоями спинового клапана

Открытие гигантского магнеторезистивного эффекта в 1986 г. послужило толчком к созданию новых принципов записи и хранения информации, миниатюризации устройств и созданию современных жестких дисков. Спиновый клапан (или спиновый вентиль) представляет собой прослойку между двумя электродами, состоящую из двух слоев (рисунок 1.4).

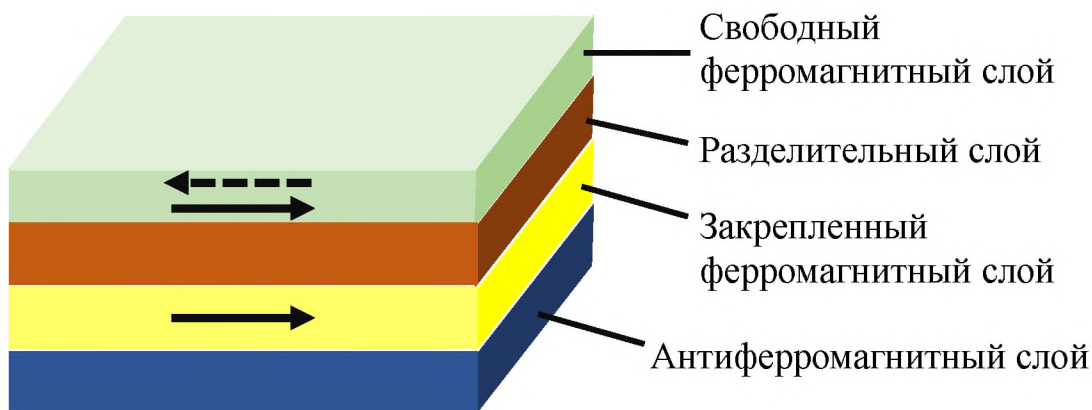


Рисунок 1.4 Структура спинового клапана

В одном из них намагниченность строго закреплена с помощью прилегающего антиферромагнитного слоя (pinned layer), а в другом – может изменяться внешним полем (например – при считывании информации с магнитной ленты) (free layer). Эти слои разделены между собой тонким слоем немагнитного металла, образуя переход. При параллельной ориентации намагниченности в слоях сопротивление перехода практически нулевое, ток через контакт идет практически без сопротивления (логическая «единица»). При антипараллельном же оно резко возрастает (логический «нуль»).

Пикосекундная динамика намагниченности в магнитных многослойных структурах лежит в основе работы спиновых осцилляторов [58], магнитных ячеек памяти (MRAM) [59] и датчиков считывающих головок на жестких дисках [60]. Взаимодействие или связь между магнитными слоями может приводить к динамическому отклику, который ведет себя иначе по сравнению с изолированными слоями [61].

При теоретическом моделировании динамики намагниченности в слоях спинового клапана обменным взаимодействием между ними как правило, пренебрегают. Однако в [62] было показано, что при наличии обменной связи между слоями с существенно отличающимися параметрами затухания уширение линии с малым параметром затухания может во много раз

превышать его собственную ширину линии. Таким образом - наличие обменной связи между слоями может приводить к их взаимному влиянию друг на друга, а также существенному искажению динамики по сравнению с безобменным случаем, а именно – усилению затухания СВ.

1.9 Магноника и устройства на спиновых волнах

За последнее время вышло несколько обзорных работ с упором на разные аспекты спинволновых исследований и технологий [9,10]. Например – магنونные кристаллы и метаматериалы [63-65], фотомагноника [66], спинкалоритроника [67], магنونная спинтроника [42,68] и применение СВ в области обработки СВЧ сигналов [69,70].

Обычная полупроводниковая электроника использует одностороннее поступательное движение заряда для передачи энергии и информации, в электромагнетизме для это используются колебания заряда. Каждая частица в ансамбле может испытывать колебания относительно положения равновесия. В совокупности эти фазово-когерентные колебания приводят к волнообразному движению, которое передает энергию (сигнал) без переноса заряда или частиц. Непосредственный преемник электроники - спинтроника, вместо этого использует поступательное движение спинов. Однако использование волнового движения спинов для переноса и обработки информации только началось, и это вызвало недавний всплеск в магنونных исследованиях. Связь между спинтроникой и магноникой аналогична связи между электричеством и электромагнетизмом [71] с существенным отличием, что СВ могут переносить не только энергию, но и угловой момент [42,68].

Относительно недавно по аналогии со смежными областями физики, такими как квантовая механика и оптика [72], была сформулирована концепция *магنونного показателя преломления* (МПП), сфокусированная на главных аспектах СВ возбуждений и их распространения в континуальных средах с неоднородными свойствами [12,73]. Термин МПП подразумевает наличие величины, называемой показателем преломления спиновой волны,

который полностью описывает дисперсию в непрерывном и однородном образце. Однако сделать это чрезвычайно трудно, учитывая множество факторов, влияющих на сложную дисперсию СВ. Их разнообразие ограничивает любое рассмотрение частными случаями и приближениями [17,18,74-76].

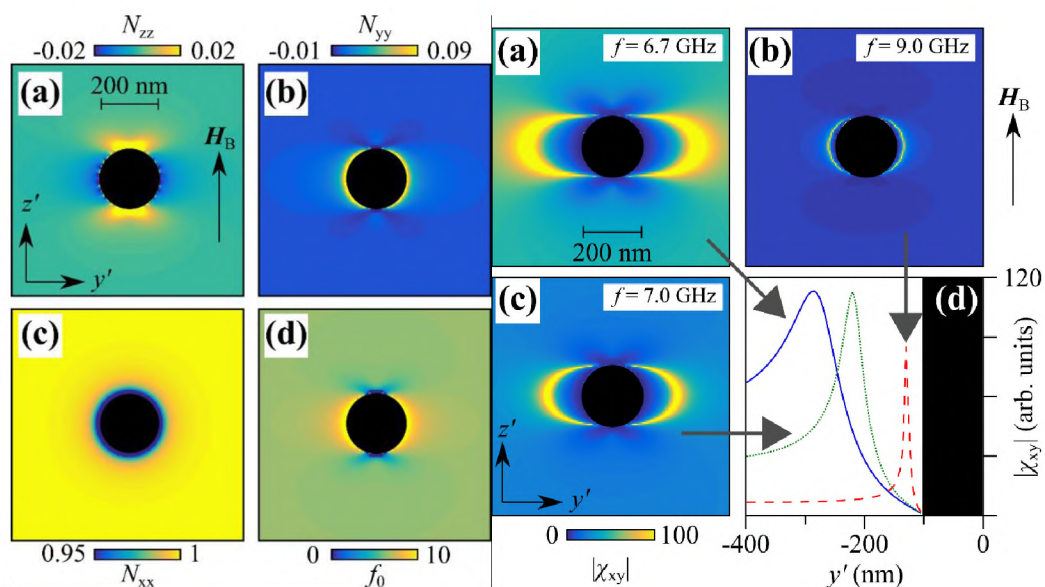


Рисунок 1.5. (a)-(c) Пространственные распределения эффективных размагничивающих факторов N_{zz} , N_{yy} и N_{xx} , соответственно, для антидота диаметром 200 нм. (d) Соответствующее распределение локальной частоты ФМР. Пленка подмагничена полем 500 Э вдоль оси z . [77]

Рисунок 1.6. (a)-(c) Пространственное изменение абсолютного значения восприимчивости χ_{xy} в окрестности антидота для частот 6,7, 9 и 7 ГГц соответственно. (d) Сечения профилей восприимчивости для (a) - (c) вдоль экватора антидота для частот 6,7 ГГц (сплошная линия), 7 ГГц (зеленая пунктирная линия) и 9 ГГц (пунктирная линия) [77]

В магنونной среде можно считать падающее СВЧ-магнитное поле резонансным в некоторых его областях. Следовательно - можно настроить частоту так, чтобы резонансно возбуждать строго определенные области СВ с конечным ВВ в смежных областях, если такие СВ моды допускаются дисперсионным соотношением в них. В этом т.н. механизме Шлёмана возбуждения СВ [43] резонансные области образца не ограничивают СВ и

поэтому характеризуются непрерывным спектром. Это означает, что диапазон настройки частоты излучаемых СВ не ограничивается шириной резонансной линии преобразователя Фано, что приводит к непрерывному распределению локальной частоты ФМР $f_{FMR}(r)$ (рисунки 1.5, 1.6), приписываемой каждой точке образца в предположении пренебрежимо малого воздействия градиентов намагниченности на частоту прецессии. Другими словами, локальная частота ФМР определяется равенством ВВ нулю в дисперсионном соотношении для СВ, причем последняя определяется локальными значениями магнитных параметров, напряженности поля и статической ориентации намагниченности.

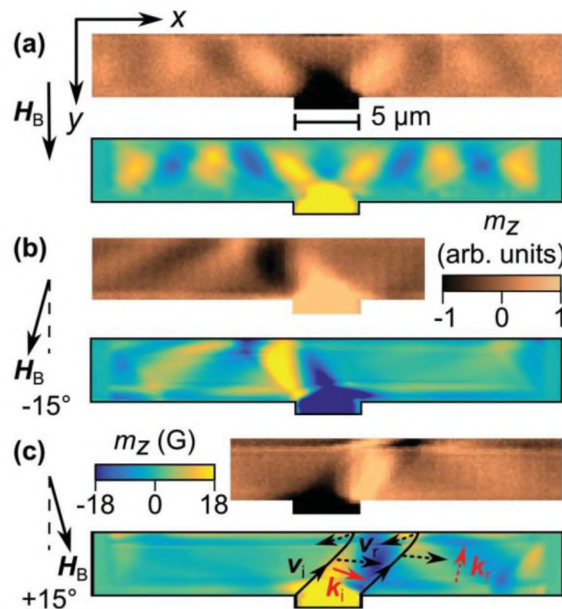


Рисунок 1.7. Картина СВ, распространяющихся в плечах Т-соединения. Магнитное поле $H=500$ Э прикладывается (а) параллельно и под углами (б) -15° и (с) $+15^\circ$ относительно соединения с ножкой. Показаны результаты микромагнитного моделирования и TRSKM соответственно. Частота накачки в эксперименте - $8,24$ ГГц, тогда как для моделирования она составляла $7,62$ ГГц на вставках (а) и $57,5$ ГГц на панелях (б) и (с). На вставке (с) показаны векторы направления падающих (индекс «i», сплошные линии) и отраженных (индекс «r», пунктирные линии) групповые скорости v и ВВ k показаны для $k_x=0,94$ мкм $^{-1}$ [12]

Функциональные элементы магнотных устройств должны иметь два основных назначения – подавать и управлять сигналами между входом и выходом. Концепцию МПП можно использовать для направления [78-79], фокусировки [80] или дефокусировки [81] СВ. Управление СВ является ключевым условием для создания эффективных магнотных интерферометров [82], булевых и аналоговых вычислительных преобразователей [69,83,84], разветвителей (демультиплекторов и инверсных мультиплекторов) [12,85-87] и сумматоров (мультиплекторов) [88].

На рисунке 1.7 показан принцип работы магнотного инверсного мультиплектора, образованного пермалловым Т-образным переходом с шириной 5 мкм [12]. СВ возбуждаются в центральной ножке Т-перехода однородным магнитным полем с помощью механизма СВРФ. Частота падающего СВЧ-поля равна частоте ФМР ножки. К образцу прикладывается постоянное магнитное поле в плоскости 500 Э либо параллельно, либо под наклоном к оси ножки. Из-за анизотропии формы плечи Т-перехода имеют более низкую частоту ФМР по сравнению с ножкой. Таким образом, возбуждение намагниченности на ножке индуцирует МСВ в одно или оба плеча Т-перехода.

Наблюдаемое переключение распространения СВ в плечах Т-перехода путем изменения ориентации магнитного поля смещения в плоскости обусловлено МПП в передней структуре и является отличной иллюстрацией его возможностей с точки зрения управления СВ. Рисунок 1.7 а показывает, что фазовые фронты СВ в плечах отклонены относительно их оси симметрии, хотя внешнее поле прикладывается симметрично. Это связано с тем, что оно не полностью насыщает намагниченность в плечах. В то же время поток энергии вдоль плеч определяет направление групповой скорости, которая должна быть параллельна их горизонтальной оси симметрии. Следовательно, анизотропная дисперсия МСВ (рисунок 1.1) приводит к ненулевому углу между направлениями групповой скорости и ВВ (фазовой скорости). Также объясняется и наклон фазовых фронтов СВ, наблюдаемый на рисунке 1.5 с,d.

Когда внешнее поле поворачивается от оси симметрии на 15° , наблюдается только один пучок СВ, распространяющийся в одно из плеч (рис 1.7 b, c). Направление распространения «переключается» между двумя плечами изменением угла наклона. В каждом случае пучок СВ распространяется под наклоном к оси плеча, попадает на его край, отражается и распространяется приблизительно вдоль плеча.

Таким образом, наблюдения интерпретируются в терминах концепции МПП, обусловленного пространственными изменениями ориентаций намагниченности и значениями внутреннего магнитного поля в образце. Используя согласие между измеренными и численно смоделированными результатами, можно применить теорию Вашковского и Локка [89] к численно рассчитанным статическим намагниченностям и распределениям поля (рисунок 1.8 а) для получения локальных направлений ВВ и групповых скоростей СВ (рисунок 1.7 в). Ограничение прецессии намагниченности шириной ножки Т-перехода приводит к широкому спектру k_x (рисунок 1.8 с). Для каждого значения k_x , кривая изочастоты, соответствующая частоте падающего СВЧ-поля, дает допустимые значения k_y , тогда как нормали к частотным кривым показывают направления групповой скорости (рисунок 1.8 d-h), Распределения поля и намагниченности в плечах довольно равномерны вдоль оси x , начиная примерно с 1 мкм от границы ножки, что обеспечивает сохранение значения k_x для СВ, распространяющейся по ширине плеча. Напротив, значения k_y и групповой скорости адиабатически изменяются при изменении величины внутреннего поля и направления намагниченности [90], Неравномерность приводит также к частичному отражению СВ. Направления групповой скорости отраженных СВ показаны на рисунке 1.8 с-h.

Кроме области малых ВВ, изочастотные кривые СВ, изображенные на рисунке 1.8 d-h состоят из почти прямых линий. Это ведет к практически одинаковому направлению групповой скорости для широкого диапазона ВВ что приводит к образованию каустических пучков СВ [48, 89].

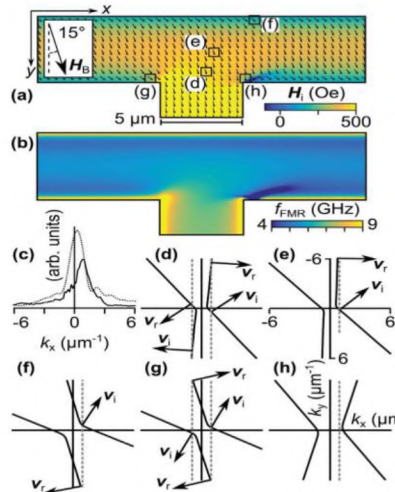


Рисунок 1.8. (a) Распределения статической намагниченности (стрелки) и проекция внутреннего магнитного поля на направление намагниченности (в цвете) для магнитного поля $H_b=500$ Э, приложенного под углом 15° к вертикальной оси симметрии. Каждая стрелка соответствует ячейке размером 5×5 постоянных решетки. (b) Вычисленное распределение f_{FMR} через Т-переход. (c) Спектры k_x , динамических распределений намагниченности по ножке и вдоль плеч Т-перехода (увеличенные в 5 раз), возбуждаемых при 7,52 ГГц, показаны пунктирной и сплошной кривыми соответственно. (d-h) Изочастотные кривые и групповые скорости падающего (индекс «i») и отраженного (индекс «r») лучей показаны в (a), для компонент поперечного ВВ $k_x = \pm 0.94 \mu\text{m}^{-1}$ [12]

Этим объясняется строгая направленность луча, испускаемого от границы основания ножки в магнитном поле, но не отсутствие других лучей. Из-за неоднородностей внутреннего поля и намагниченности (рисунок 1.8 a) кривые пучка испытывают рассеяние, причем групповые скорости рассеянных волн направлены вдоль плеча (рисунок 1.8 d, e). Групповая скорость отраженного луча переориентируется по направлению к дальнему краю плеча (рисунок 1.8 f), что приводит к явлению «отрицательной рефракции» [89]. Отраженный пучок ограничен неравномерным размагничивающим полем и намагниченностью вблизи края плеча. Кроме того, некоторые СВ с малыми по

модулю значениями k_x вообще не существуют в некоторых частях магنونного ландшафта. На рисунке 1.8 h, например, нет пересечения между линией $k_x = \pm 0.94 \text{ мкм}^{-1}$ и кривыми изочастот, что говорит о невозможности такого пути для СВ. Оказывается, что пучок, образованный на СВ с отрицательными значениями k_x , не может распространяться в левое плечо перехода. Действительно, луч искривлен к ближайшему краю левого плеча, из которого он затем рассеивается назад в правое (рисунок 1.8 а). Наблюдаемое полное исчезновение одного из двух лучей объясняется распределением МПП. Для подобных эффектов также требуется анизотропная дисперсия, но сама по себе она может привести только к наклону обоих лучей и асимметрии их интенсивности [87].

Неоднородность намагниченности и внутреннего магнитного поля играет ключевую роль в определении пространственного изменения МПП и, тем самым, в управлении направлением распространения спиновых волн и Т-переходе. Однако другая ключевая составляющая – анизотропия дисперсии МСВ существенна только в масштабах от микрометра до миллиметра, что препятствует миниатюризации любых магنونных устройств, которые будут использовать описанный тип управления СВ. Напротив, неравномерность внутреннего магнитного поля и намагниченность сохраняется в гораздо более коротких масштабах длин волн. Более того, на шкалах нанометровой длины неоднородное обменное поле, которое здесь не учитывалось, становится более существенным. Также дополнительные возможности возникают из-за использования сильно локализованного магнитного поля ДС [91-93]. В этом контексте главная проблема заключается в том, что конфигурации внутреннего магнитного поля и статической намагниченности в магнитных нано- и микроструктурах не являются произвольными, а определяются магнитостатическими уравнениями Максвелла. Это ограничивает диапазон магнитных конфигураций, которые могут быть использованы, и способствует альтернативным путям использования концепции МПП.

Сама дисперсия магновов и механизмы возбуждения, внешнего управления и детектирования СВ, рассмотренные ранее, определяются внутренним магнитным полем и текстурой намагниченности в образце. Следовательно, механизмы легко поддаются внешнему контролю, что может быть реализовано посредством приложения магнитного поля (с учетом предыстории его приложения). Это может позволить построить магнитоиндуцируемые магنونные устройства. Однако физика переключения и управления микромагнитными текстурами формирует отдельную и чрезвычайно широкую область исследований. Обсудим несколько примеров магنونных устройств, которые используют МПП и/или резонанс Фано и могут управляться либо приложенным магнитным полем, либо путем переключения их микромагнитной конфигурации.

Результаты экспериментов по визуализации микроскопии Керра и микромагнитного моделирования, представленные на рисунке 1.6 демонстрируют эффективность, с которой внешнее магнитное поле можно использовать для управления МСВ через Т-переход [12]. Когда магнитное поле прикладывается симметрично вдоль ножки, Т-переход действует как магنونный инверсный мультиплексор, т.е. разветвитель СВ [86]. Управление магнитным полем пучка СВ позволяет использовать Т-переход в качестве аналогового демультиплексора с временным разделением, то есть устройства, которое может управлять синхронизированными во времени сигналами между различными выходами. Переключение магнитного поля 500 Э от $+15^\circ$ до -15° эквивалентно применению постоянного поля 486 Э вдоль ножки и переключению управляющего магнитного поля ± 117 Э для переключения сигнала между выходами. Аналогичное устройство, изготовленное из ЖИГ, может быть переключено полем управления ± 127 Э для постоянного магнитного поля 1153 Э [87].

Магнитоуправляемые магنونные устройства могут быть построены с использованием СВРФ, функция которых может быть «запрограммирована» путем переключения намагниченности резонатора Фано, расположенного

выше магنونного волновода, обсуждавшегося ранее в контексте возбуждения и детектирования СВ (рисунок 1.4). В частности, этот резонатор Фано может действовать как элемент управления, выполняющий функцию клапана или фазовращателя в зависимости от расстояния между элементом и волноводом (рисунок 1.9) [52]. Для одной ориентации намагниченности элемента (нижние изображения на панелях (b) и (d)) элемент не связан с распространяющейся СВ. Однако для противоположной ориентации намагниченности (средние изображения в панелях (b) и (d)) магнитное поле, генерируемое проходящей мимо СВ, может резонансно возбуждать его прецессию. Затем эта прецессия частично переизлучается (таким же образом, как и в случае на рисунке 1.3), в виде СВ, распространяющейся в том же направлении, что и первоначально падающая волна, но с противоположной фазой. Для расстояния между волноводами 20 нм исходные и переизлученные СВ имеют одинаковые амплитуды и противоположные фазы. Таким образом, они почти компенсируют друг друга, что дает наблюдаемую функциональность клапана. Для расстояния 5 нм между волноводами падающая СВ сначала полностью преобразуется в прецессию, а затем полностью переизлучается с фазовым сдвигом на 180° . В этом случае никаких помех не возникает, поскольку нет прямой волны, чем и обусловлена наблюдаемая функциональность фазовращателя.

Описанные методы возбуждения, управления и обнаружения СВ могут быть использованы для построения полной архитектуры магنونной логики. Простейшим логическим затвором является затвор «НЕ», который можно реализовать с использованием схемы на рисунке 1.9 d.

Двоичный вход, который может принимать значения 0 или 1, определяется полярностью статической намагниченностью клапана соответственно с отрицательным и положительным y . Детектор СВ, расположенный на волноводе после клапана, регистрирует выход 1, если обнаружена ненулевая (т. е. выше установленного порога) амплитуда СВ, либо 0, если СВ отсутствуют. Следовательно, клапан может выступать в качестве

упрощенного магнного затвора «HE», поскольку вход 0 генерирует выход 1 и наоборот.

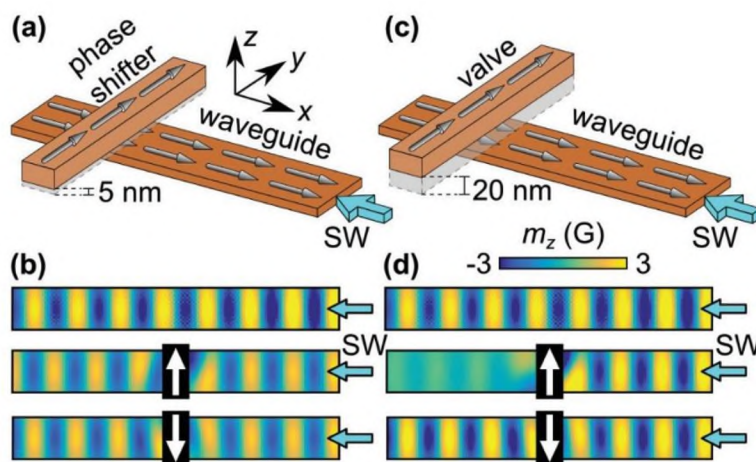


Рисунок 1.9. (а) Элемент управления Фано расположен на 5 нм выше волновода. Возбуждаемая СВ распространяется вдоль волновода в отрицательном направлении x . (b) Первый рисунок показывает внеплоскостную компоненту намагниченности (m_z), когда элемент управления отсутствует. Второй и третий рисунки показывают m_z с присутствующим элементом управления и намагничены параллельно и антипараллельно оси y соответственно. (с, d) - То же, что и (а, b), но для элемента управления, расположенного на 20 нм выше волновода [71]

Выходы, более сложные, чем затворы «HE», требуют двух входных сигналов и могут быть реализованы либо двумя элементов управления, либо двумя входными преобразователями с общим волноводом. Например, вентиль XNOR может быть построен с использованием двух фазовращателей СВ, объединенных с образованием магнного интерферометра, показанного на рисунке 1.10 а.

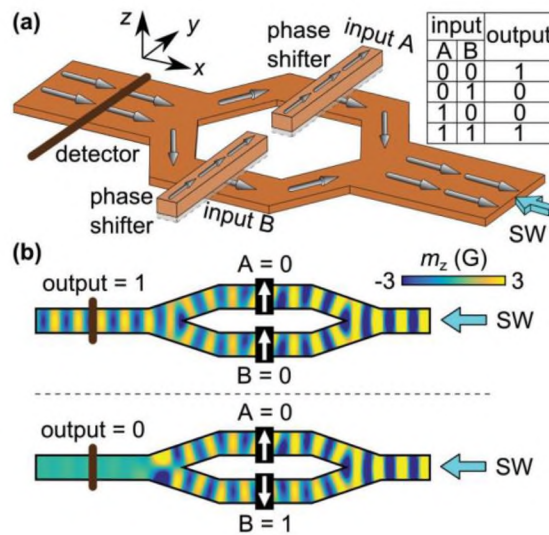


Рисунок 1.10. (a) Магنونный XNOR-затвор, реализованный как интерферометр с СВ. Показаны направления распространения статической намагниченности и СВ в интерферометре. Элементы магنونного фазовращателя расположены над каждой ветвью интерферометра. (b) Картина мгновенной составляющей намагниченности (m_z) показана для двух из четырех возможных комбинаций входных сигналов XNOR, рассчитанных с использованием микромагнитного моделирования [71]

Здесь два элемента фазовращателя расположены на расстоянии 5 нм над каждой ветвью интерферометра. Намагниченность копирует изгибы интерферометра, симметрия которых заставляет СВ одинаково расщепляться между двумя ее ветвями. Если намагничивания в обоих фазовращателях параллельны, то есть вход (0,0) или (1,1), СВ от ветвей будут мешать рекомбинации. Следовательно, детектор будет регистрировать на выходе «единицу». Если вместо этого фазовращатели антипараллельны по полярности намагниченности, т. е. вход (0,1) или (1,0), фаза одной СВ сдвинута на 180° . Таким образом, интерферируя, СВ взаимно гасят друг друга, генерируя выход «нуль». Это показано на рисунке 1.11 b, где результаты микромагнитных расчетов представлены для входов (0,0) и (0,1).

На рисунке 1.11 a показан магنونный вентиль NAND, построенный с использованием двух входных преобразователей. Подобно кодированию,

используемому на рисунке 1.11 а полярность статического намагничивания преобразователей при А и В кодируется как «0», если намагниченность ориентирована вдоль положительного и отрицательного y -направлений соответственно и «1» - для обратного случая. Как показано в вычисленной мгновенной картине распространения СВ на рисунке 1.11 b, они отсутствуют только в центре волновода, когда используется вход (1,1). Таким образом, обеспечивается функциональность вентилей NAND, как показано в таблице истинности, показанной на вставке на рисунке 1.12 а.

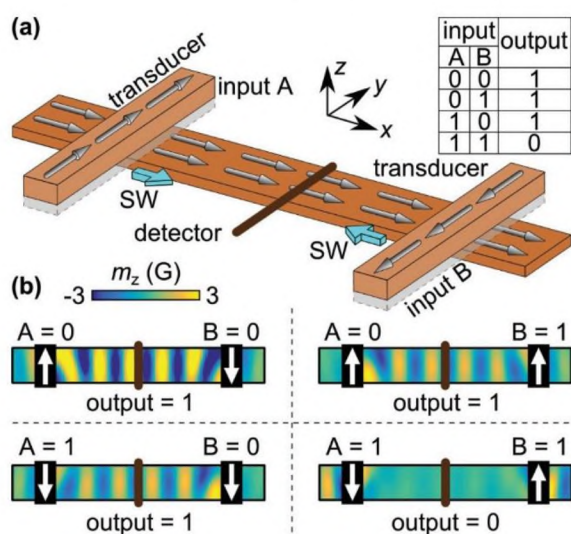


Рисунок 1.11. (а) Магнитный вентиль NAND реализован как пара двух преобразователей, расположенных на общем волноводе. (b) Снимки m_z , соответствующие одному и тому же моменту времени, показаны для четырех возможных комбинаций входных сигналов NAND [71]

Выводы к главе 1

Результат анализа литературных данных позволяет заключить, что:

- в настоящее время магنونика предсказывает техническую возможность реализации устройств на обменных и магнитостатических спиновых волнах, которые могут составлять конкуренцию устройствам классической электроники. Это во-многом связано со своеобразной дисперсией СВ, которой присуща нелинейность и анизотропия. В частности –

уже описаны и промоделированы простейшие устройства магنونной логики – вентили, генераторы и фазовращатели для СВ.

- по аналогии с оптикой уже введено понятие магنونного показателя преломления (МПП, или магنونного индекса), определяемого локальной частотой ФМР и определяющего условия распространения СВ в данной точке образца. Использование концепции МПП и моделирование его распределения позволяет спроектировать магنونные волноводы с требуемыми свойствами.

- известны два основных механизма генерации СВ. В первом из них СВ генерируются неоднородным полем, используя микрополосковые меандры и т.п. Другой, т.н. шлемановский механизм для генерации использует различные магнитные неоднородности в образце.

В то же время, в недостаточной степени исследованы вопросы рассеяния обменных и магнитостатических СВ, в частности:

- выражения для коэффициентов рассеяния получены только в коротковолновом приближении (геометрической оптики), не учитывающем особенности спектра и эллиптичность СВ. Поэтому данная область магنونики требует получения выражения для коэффициентов рассеяния и их анализа.

- геликоидальные магнитные структуры исследованы только на предмет распространения в них СВ. Выражения для коэффициентов рассеяния и граничные условия, учитывающие неоднородный обмен Дзялошинского отсутствуют.

Кроме того:

- перспектива миниатюризации магنونных устройств требует генерации СВ с как можно меньшей длиной волны. Известные механизмы ограничивают диапазон генерируемых СВ либо периодом меандра, либо размером неоднородности.

- отсутствует теоретическое обоснование уширения линий свободного слоя спинового клапана вблизи поля переключения.

ГЛАВА II. Рассеяние спиновых волн

2.1 Граничные условия при наличии взаимодействия Дзялошинского-Мория

Как было отмечено в главе 1, при решении задач о нахождении амплитуд рассеяния волн ГУ играют важную роль. Если дисперсионное уравнение определяет возможные при данной частоте значения волнового вектора, и, тем самым – возможные типы волн, то связь между их амплитудами может быть установлена только из ГУ. Метод получения ГУ из динамических уравнений в континуальном приближении описан в [20]. Он заключается в установлении соотношений между граничными спинами с последующим переходом к континууму. В УЛЛ для граничных спинов вначале пренебрегается правой (динамической) частью. Затем производится разложение в ряд Тейлора для соседних с граничным спинов до первого порядка по константе решетки. После этого комбинированием уравнений искомые ГУ получаются как уравнения в разных порядках малости исходного.

Используем данную схему для получения граничных условий для более сложного случая наличия неоднородного обмена Дзялошинского. Рассмотрим энергию одномерной цепочки вида

$$\begin{aligned} -W = & A_- \sum_{n=-\infty}^{-1} \vec{S}_n^{(-)} \cdot \vec{S}_{n+1}^{(-)} + A_+ \sum_{n=1}^{\infty} \vec{S}_n^{(+)} \cdot \vec{S}_{n+1}^{(+)} + J \cdot \vec{S}_1^{(+)} \cdot \vec{S}_{-1}^{(-)} + \\ & \vec{D}_- \cdot \sum_{n=-\infty}^{-1} \vec{S}_n^{(-)} \times \vec{S}_{n+1}^{(-)} + \vec{D}_+ \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \vec{S}_n^{(+)} \times \vec{S}_{n+1}^{(+)} + \vec{D} \cdot \vec{S}_{-1}^{(-)} \times \vec{S}_1^{(+)} \quad (2.1) \\ & + \frac{B_-}{2} \sum_{n=-\infty}^{-1} \left(\vec{S}_n^{(-)} \vec{e}_- \right)^2 + \frac{B_+}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\vec{S}_n^{(+)} \vec{e}_+ \right)^2 + \frac{\Sigma_-}{2} \left(\vec{S}_{-1}^{(-)} \vec{e}_{s-} \right)^2 + \frac{\Sigma_+}{2} \left(\vec{S}_1^{(+)} \vec{e}_{s+} \right)^2. \end{aligned}$$

Слагаемые в первой строке описывают однородный обмен (последнее из них - межслойный), во второй – анизотропный релятивистский обмен Дзялошинского (последнее из них - межслойный). В третьей строке – энергия одноосной анизотропии (кристаллографической или анизотропии формы) с легкой осью, определяемой единичным вектором \vec{e} . Два первых слагаемых – объемная, два последних – поверхностная анизотропия. Верхние знаки \pm

означают принадлежность спина к правой и левой от границы средам соответственно. Нумерация спинов в каждом слое начинается с единицы для симметричной записи уравнений. Будем предполагать, что дальний магнитный порядок отсутствует. Векторы Дзялошинского в двух средах сонаправлены (в левой среде – к границе, в правой – от границы).

В (2.1) переход к континууму осуществляется с помощью замен:

$$\vec{M} \rightarrow \frac{\mu_b}{sa} \vec{S}_n, \quad dz \rightarrow a, \quad A_{\pm} = \alpha_{\pm} \frac{\mu_b^2}{sa^3}, \quad J = G \frac{\mu_b^2}{sa^2}, \quad (2.2)$$

$$D_{\pm} = d_{\pm} \frac{\mu_b^2}{sa^2}, \quad D = d \frac{\mu_b^2}{sa^2}, \quad B_{\pm} = \beta_{\pm} \frac{\mu_b^2}{sa}, \quad \Sigma_{\pm} = \sigma_{\pm} \frac{\mu_b^2}{sa^2}.$$

в предположении, что новые константы конечны в пределе $a \rightarrow 0$.

Возвращаясь к решеточной модели, преобразуем обменное слагаемое, используя разложение по константе решетки:

$$\dots + \vec{S}_n^{(\pm)} \frac{\vec{S}_{n+1}^{(\pm)} + \vec{S}_{n+1}^{(\pm)}}{2} + \dots = \dots + \vec{S}_n^{(\pm)2} + \frac{a^2}{2} \left(\vec{S}_n^{(\pm)} \cdot \frac{\partial^2 \vec{S}_n^{(\pm)}}{\partial z^2} \right) + \dots$$

а также слагаемое с ОДМ:

$$\dots + \frac{\vec{D}_{\pm}}{2} \cdot \left(\left[\vec{S}_{n-1}^{(\pm)} \times \vec{S}_n^{(\pm)} \right] + \left[\vec{S}_n^{(\pm)} \times \vec{S}_{n+1}^{(\pm)} \right] \right) + \dots = \dots + \frac{\vec{D}_{\pm}}{2} \cdot \left[\vec{S}_n^{(\pm)} \times \left(\vec{S}_{n+1}^{(\pm)} - \vec{S}_{n-1}^{(\pm)} \right) \right] + \dots = \dots + a \vec{D}_{\pm} \cdot \left[\vec{S}_n^{(\pm)} \times \frac{\partial \vec{S}_n^{(\pm)}}{\partial z} \right] + \dots$$

Преобразуем полученное слагаемое, вводя новые переменные и константы согласно (2.2):

$$\vec{d} \cdot \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dz} = d \cdot n_z e_{zjk} M_j \frac{dM_k}{dz} = -d \cdot M_j e_{jzk} \frac{d}{dz} M_k = -d \cdot \vec{M} \cdot [\vec{\nabla} \times \vec{M}],$$

если \vec{d} ориентирован вдоль нормали к границе (ось z).

Энергия единицы площади, нормальной к границе приводится к виду:

$$\begin{aligned} U = \frac{W}{s} = & \int_{-\infty}^0 \left(-\frac{\alpha_-}{2} \vec{M}^{(-)} \cdot \Delta \vec{M}^{(-)} + d_- \vec{M}^{(-)} \cdot [\vec{\nabla} \times \vec{M}^{(-)}] - \frac{\beta_-}{2} (\vec{M}^{(-)} \vec{e}_-)^2 \right) dz \\ & + \int_0^{\infty} \left(-\frac{\alpha_+}{2} \vec{M}^{(+)} \cdot \Delta \vec{M}^{(+)} + d_+ \vec{M}^{(+)} \cdot [\vec{\nabla} \times \vec{M}^{(+)}] - \frac{\beta_+}{2} (\vec{M}^{(+)} \vec{e}_+)^2 \right) dz \\ & - G \vec{M}^{(-)}(0) \cdot \vec{M}^{(+)}(0) - \vec{d} \cdot \vec{M}^{(-)}(0) \times \vec{M}^{(+)}(0) - \\ & - \frac{\sigma_-}{2} (\vec{M}^{(-)}(0) \cdot \vec{e}_{s-})^2 - \frac{\sigma_+}{2} (\vec{M}^{(+)}(0) \cdot \vec{e}_{s+})^2. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Следуя [20], ГУ в решеточной модели получаются из УЛЛ для граничных моментов (1.1) - (1.2):

$$\hbar S_0 \dot{\vec{S}}_n = - \left[\vec{S}_n \times \frac{\partial W}{\partial \vec{S}_n} \right],$$

где S_0 – максимальное значение спина в соответствующей среде. При варьировании по спиновой переменной в слагаемом Дзялошинского его необходимо вынести из-под векторного произведения, сделав циклическую перестановку векторов:

$$\begin{aligned} S_0^{(-)} \hbar \dot{\vec{S}}_{-1}^{(-)} &= \left[\vec{S}_{-1}^{(-)} \times \left(A_- \vec{S}_{-2}^{(-)} + \vec{D}_- \times \vec{S}_{-2}^{(-)} + J \vec{S}_1^{(+)} - \vec{D} \times \vec{S}_1^{(+)} + B_- \left(\vec{S}_{-1}^{(-)} \vec{e}_- \right) \vec{e}_- + \right. \right. \\ &\left. \left. \sigma_- \left(\vec{S}_{-1}^{(-)} \vec{e}_{s-} \right) \vec{e}_{s-} \right) \right], \\ S_0^{(+)} \hbar \dot{\vec{S}}_1^{(+)} &= \left[\vec{S}_1^{(+)} \times \left(A_+ \vec{S}_2^{(+)} - \vec{D}_+ \times \vec{S}_2^{(+)} + J \vec{S}_{-1}^{(-)} + \vec{D} \times \vec{S}_{-1}^{(-)} + B_+ \left(\vec{S}_1^{(+)} \vec{e}_+ \right) \vec{e}_+ + \right. \right. \\ &\left. \left. \sigma_+ \left(\vec{S}_1^{(+)} \vec{e}_{s+} \right) \vec{e}_{s+} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Будем считать, что частота прецессии спинов настолько мала, что слагаемыми слева можно пренебречь и считать левые части уравнений равными нулю [20]. Разложим соседние с граничными спины в ряд до первого приближения. При этом для первого слагаемого надо взять первое приближение, а для второго достаточно ограничиться нулевым.

$$\vec{S}_{2\pm}^{(\pm)} = \vec{S}_{\pm 1}^{(\pm)} \pm a \frac{\partial \vec{S}_{\pm 1}^{(\pm)}}{\partial z}, \quad (2.5)$$

где a – постоянная решетки.

$$\begin{aligned} &-a A_- \left[\vec{S}_{-1}^{(-)} \times \frac{\partial \vec{S}_{-1}^{(-)}}{\partial z} \right] + \left[\vec{S}_{-1}^{(-)} \times \left(\vec{D}_- \times \vec{S}_{-1}^{(-)} \right) \right] + J \left[\vec{S}_{-1}^{(-)} \times \vec{S}_1^{(+)} \right], \\ &- \left[\vec{S}_{-1}^{(-)} \times \left(\vec{D} \times \vec{S}_1^{(+)} \right) \right] + B_- \left(\vec{S}_{-1}^{(-)} \vec{e}_- \right) \left[\vec{S}_{-1}^{(-)} \times \vec{e}_- \right] + \Sigma_- \left(\vec{S}_{-1}^{(-)} \vec{e}_{s-} \right) \left[\vec{S}_{-1}^{(-)} \times \vec{e}_{s-} \right] = 0, \\ &a A_+ \left[\vec{S}_1^{(+)} \times \frac{\partial \vec{S}_1^{(+)}}{\partial z} \right] - \left[\vec{S}_1^{(+)} \times \left(\vec{D}_+ \times \vec{S}_1^{(+)} \right) \right] + J \left[\vec{S}_1^{(+)} \times \vec{S}_{-1}^{(-)} \right], \\ &+ \left[\vec{S}_{-1}^{(-)} \times \left(\vec{D} \times \vec{S}_1^{(+)} \right) \right] + B_+ \left(\vec{S}_1^{(+)} \vec{e}_+ \right) \left[\vec{S}_1^{(+)} \times \vec{e}_+ \right] + \Sigma_+ \left(\vec{S}_1^{(+)} \vec{e}_{s+} \right) \left[\vec{S}_1^{(+)} \times \vec{e}_{s+} \right] = 0. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Нетрудно заметить, что константы B_{\pm} при $a \rightarrow 0$ возрастают медленнее остальных, а потому в континуальной модели могут быть отброшены. При непосредственном интегрировании динамических уравнений это

соответствует стремлению к нулю интеграла от непрерывной функции намагниченности при стремлении пределов интегрирования к нулю.

Перепишем граничные условия в континуальной модели:

$$\begin{aligned}
& -\alpha_- \left[\vec{M}^{(-)} \times \left(\frac{d\vec{M}^{(-)}}{dz} - [\vec{K}_- \times \vec{M}^{(-)}] \right) \right] + G [\vec{M}^{(-)} \times \vec{M}^{(+)}] - \left[\vec{M}^{(-)} \times [\vec{d} \times \vec{M}^{(+)}] \right] + \\
& \sigma_- (\vec{M}^{(-)} \vec{e}_{s-}) [\vec{M}^{(-)} \times \vec{e}_{s-}] = 0, \\
& \alpha_+ \left[\vec{M}^{(+)} \times \left(\frac{d\vec{M}^{(+)}}{dz} - [\vec{K}_+ \times \vec{M}^{(+)}] \right) \right] + G [\vec{M}^{(+)} \times \vec{M}^{(-)}] + \left[\vec{M}^{(+)} \times [\vec{d} \times \vec{M}^{(-)}] \right] + \\
& \sigma_+ (\vec{M}^{(+)} \vec{e}_{s+}) [\vec{M}^{(+)} \times \vec{e}_{s+}] = 0, \tag{2.7}
\end{aligned}$$

где $\vec{K} = \frac{\vec{d}}{\alpha}$ – ВВ геликоидальной магнитной структуры в каждой среде, а $\vec{M}^{(\pm)}$ – намагниченности справа и слева от границы.

Отсюда, сложив уравнения (2.7), можно получить условие, не содержащее константы межслойной связи G , справедливое, таким образом, при любом ее значении. Полагая для простоты $\vec{d} = 0$, $\sigma = 0$, находим:

$$\alpha_- \left[\vec{M}^{(-)} \times \left(\frac{d\vec{M}^{(-)}}{dz} - [\vec{K}_- \times \vec{M}^{(-)}] \right) \right] = \alpha_+ \left[\vec{M}^{(+)} \times \left(\frac{d\vec{M}^{(+)}}{dz} - [\vec{K}_+ \times \vec{M}^{(+)}] \right) \right].$$

Если же межслойный обмен является преобладающим над другими взаимодействиями, то при вычитании можно оставить только слагаемое с G , что соответствует жесткой связи между граничными спинами:

$$[\vec{M}^{(-)} \times \vec{M}^{(+)}] = 0.$$

2.2 Отражение и преломление спиновых волн на границе раздела двуслойных ферромагнетиков. Учет неоднородных волн

Особенностью ОСВ является наличие четырех корней в дисперсионном уравнении, из которых два мнимы, т.е. соответствуют экспоненциально убывающим либо возрастающим решениям [24]. Это должно приводить к отличию задач рассеяния ОСВ от классических, в которых динамическая переменная является либо скалярной функцией (давление в звуковой волне [95]), либо строго поляризована (ТЕ или ТМ волны в электромагнетизме [31]).

В самом деле, в случае ОСВ можно говорить лишь о поляризации основного состояния, которая определяет киральность ее прецессии. Поэтому каждая из рассеиваемых волн имеет по две динамические компоненты намагниченности. При этом, амплитуды этих компонент не являются независимыми, а связаны через соответствующие эллиптичности, определяемые из уравнения Ландау-Лифшица [24]. В то же время, система граничных условий для сшивки ОСВ решений на границе двух ферромагнитных сред содержит четыре скалярных уравнения. Таким образом, получаемая система уравнений в общем случае оказывается переопределенной, что приводит к несоответствию числа неизвестных амплитуд волн и уравнений. Таким образом, в общем случае, для решения задачи о рассеянии ОСВ необходим учет всех корней дисперсионного уравнения в граничных условиях (как действительных, так и мнимых).

Исключением из вышеизложенного является случай циркулярной поляризации, когда указанная система уравнений вырождается. Напротив, в двуосных ферромагнетиках, траектория вектора намагниченности является эллипсом, и можно ожидать, что существенную роль будут играть неоднородные ОСВ (НОСВ). Последние соответствуют мнимым корням дисперсионного уравнения, так что их поле экспоненциально убывает при удалении от границы. НОСВ не могут существовать в неограниченном пространстве из-за возрастания на одной из бесконечностей, однако ничто не запрещает им существовать в среде с хотя бы одной границей. Заметим также, что записанные для разных проекций граничные условия в случае эллиптической поляризации не могут быть сведены одно к другому, как в случае циркулярной поляризации. Данная работа посвящена эффектам, связанным с учетом НОСВ в задачах рассеяния ОСВ на границе раздела полубесконечных однородных двуосных ферромагнетиков.

Будем считать, что на границе раздела между ферромагнетиками существует обменная связь ферромагнитного типа, упорядочивающая граничные спины параллельно друг другу. В этом случае основное состояние

в каждой среде будет однородным. Рассмотрим геометрию, в которой оси анизотропии граничащих двуосных ферромагнетиков совпадают по направлению между собой. Равновесные намагниченности направлены вдоль оси x . Нормаль к границе раздела, вдоль которой распространяется ОСВ, совпадает с осью z . Плотность энергии в выбранной геометрии запишется в виде:

$$w = \begin{cases} w_a(z), & z < 0 \\ w_b(z), & z > 0 \end{cases} \quad (2.8)$$

где

$$w_p(z) = \frac{\alpha_p}{2M_p^2} \left(\frac{d\vec{M}_p}{dz} \right)^2 + \frac{\beta_{py}}{2} (\vec{n}_y \vec{M}_p)^2 + \frac{\beta_{pz}}{2} (\vec{n}_z \vec{M}_p)^2, \quad p = \overline{a, b} \quad (2.9)$$

$\alpha_p > 0$ – обменные константы, $\beta_{p,y/z} > 0$ – константы анизотропии, \vec{M}_p – намагниченности в каждой из граничащих сред, \vec{n} – единичные векторы в соответствующих направлениях.

С учетом (2.9) уравнение Ландау-Лифшица в каждой среде имеет вид:

$$\dot{\vec{M}}_p = \gamma \left(\vec{M}_p \times \left(-\frac{\alpha_p}{M_p^2} \frac{d^2 \vec{M}_p}{dz^2} + \beta_{py} \vec{n}_y (\vec{n}_y \vec{M}_p) + \beta_{pz} \vec{n}_z (\vec{n}_z \vec{M}_p) \right) \right). \quad (2.10)$$

Граничные условия для компонент динамической намагниченности получаются из (2.10) интегрированием по малой окрестности границы [20]. Считая также, что граничные спины параллельны друг другу, получаем:

$$\frac{\alpha_a}{M_a^2} \vec{M}_a \times \frac{d\vec{M}_a}{dz} = \frac{\alpha_b}{M_b^2} \vec{M}_b \times \frac{d\vec{M}_b}{dz}, \quad (2.11)$$

$$\vec{M}_a \times \vec{M}_b = 0 \quad (2.12)$$

Линеаризуем (2.11)-(2.12) по малым отклонениям \vec{m}_p , записав их в проекциях:

$$M_b m_{a,y/z} \Big|_{z=0} = M_a m_{b,y/z} \Big|_{z=0} \quad (2.13)$$

$$\alpha_a M_b \frac{dm_{a,y/z}}{dz} \Big|_{z=0} = \alpha_b M_a \frac{dm_{b,y/z}}{dz} \Big|_{z=0} \quad (2.14)$$

В основном состоянии намагниченность ориентирована вдоль оси x :

$$\vec{M}_p = M_p \vec{n}_x + \vec{m}_p. \quad (2.15)$$

Будем искать решение линеаризованных уравнений (2.10) в виде:

$$m_{py} = A_{py}e^{i(k_p z - \omega t)}, \quad m_{pz} = A_{pz}e^{i(k_p z - \omega t)}. \quad (2.16)$$

Подставляя (2.15) и (2.16) в (2.10), получим:

$$-i\omega m_p = \gamma M_p \left(\frac{\alpha_p}{M_p^2} k_p^2 \vec{n}_x \times \vec{m}_p + \beta_{py} \vec{n}_z (\vec{n}_y \vec{m}_p) - \beta_{pz} \vec{n}_y (\vec{n}_z \vec{m}_p) \right). \quad (2.17)$$

Тогда при подстановке (2.16) в (2.17) получим алгебраическую систему:

$$\begin{aligned} i\omega A_{py} &= \gamma M_p \left(\frac{\alpha_p}{M_p^2} k_p^2 + \beta_{pz} \right) A_{pz}, \\ -i\omega A_{pz} &= \gamma M_p \left(\frac{\alpha_p}{M_p^2} k_p^2 + \beta_{py} \right) A_{py}, \end{aligned} \quad (2.18)$$

и, перемножив уравнения, найдем спектр:

$$\omega^2 = \gamma^2 M_p^2 \left(\frac{\alpha_p}{M_p^2} k_p^2 + \beta_{pz} \right) \left(\frac{\alpha_p}{M_p^2} k_p^2 + \beta_{py} \right). \quad (2.19)$$

Выражая отсюда волновой вектор каждой среды, получаем биквадратное уравнение:

$$(k_p^2)^2 + k_p^2 \frac{(\beta_{pz} + \beta_{py}) M_p^2}{\alpha_p} + \frac{M_p^4}{\alpha_p^2} \left(\beta_{pz} \beta_{py} - \left(\frac{\omega}{\gamma M_p} \right)^2 \right) = 0, \quad (2.20)$$

имеющее четыре корня, два из которых вещественны и соответствуют бегущим волнам, а два других чисто мнимые. Как уже было отмечено, в неограниченной магнитной среде такие корни следует отбросить как соответствующие неограниченно возрастающим решениям на бесконечности. Однако в среде с хотя бы одной границей один из них описывает затухающую от границы вглубь среды НОСВ, и должен быть учтен.

Таким образом, в каждой рассматриваемой двуосной среде имеется четыре волны, волновые векторы которых обозначим как:

$$k_p = \pm i k_{ps}, \pm k_{pv}, \quad (2.21)$$

где

$$k_{p,s/v} = \sqrt{\frac{M_p}{\gamma \alpha_p} (\sqrt{\omega^2 + \delta \omega_p^2} \pm \omega_p)}. \quad (2.22)$$

$$\omega_p = \beta_p \gamma M_p, \quad \delta \omega_p = \delta \beta_p \gamma M_p, \quad \beta_p = \frac{\beta_{pz} + \beta_{py}}{2}, \quad \delta \beta_p = \frac{\beta_{pz} - \beta_{py}}{2}$$

Индексы s и v соответствуют НОСВ и бегущим (объемным) ОСВ соответственно. Отметим, что k_{pv} вещественны при частотах, больших частоты ферромагнитного резонанса (ФМР) $\omega_{0p} = \gamma M_p \sqrt{\beta_{pz}\beta_{py}}$ [27,28].

Определим эллиптичность каждой из волн как

$$\eta_p = \frac{A_{pz}}{A_{py}}. \quad (2.23)$$

Для НОСВ и объемных ОСВ получаем подстановкой каждого из корней (2.23) в исходные уравнения (2.18):

$$\eta_{pv} = i\eta_p, \quad \eta_{ps} = -i\eta_p^{-1}, \quad \eta_p = \frac{\sqrt{\omega^2 + \delta\omega_p^2 - \delta\omega_p}}{\sqrt{\omega^2 + \delta\omega_p^2 + \delta\omega_p}} \quad (2.24)$$

Заметим, что $\eta_{pv}\eta_{ps} = 1$, т.е. эллипсы объемных СВ и НОСВ повернуты друг относительно друга на 90 градусов. Прецессия в них осуществляется с разной киральностью - объемные СВ имеют правую поляризацию, НОСВ – левую.

Согласно теории обыкновенных дифференциальных уравнений, общее решение исходной системы является суперпозицией полученных волн. Амплитудные коэффициенты для разных проекций связаны при каждом k с помощью (2.24):

$$m_{ny}(z) = M_n(A_{n+}e^{ik_{nv}z} + A_{n-}e^{-ik_{nv}z} + B_{n+}e^{k_{ns}z} + B_{n-}e^{-k_{ns}z}), \quad (2.25)$$

$$m_{nz}(z) = M_n(\eta_{pv}(A_{n+}e^{ik_{nv}z} + A_{n-}e^{-ik_{nv}z}) + \eta_{ps}(B_{n+}e^{k_{ns}z} + B_{n-}e^{-k_{ns}z})),$$

причем одна из амплитуд $B_{n\pm}$ всегда равна нулю.

Подставляя в граничные условия (2.13), (2.14) выражения (2.25), получим систему уравнений для амплитуд. При этом следует оставить только физические решения. Если волна падает из среды a в среду b слева направо, то $B_{a-} = B_{b+} = A_{b-} = 0$. Амплитуду падающей волны положим равной единице $A_{a+} = 1$. Введем также обозначения:

$$A_{a-} = r_v, \quad B_{a+} = r_s, \quad A_{b+} = t_v, \quad B_{b-} = t_s \quad (2.26)$$

и переобозначим индексы сред $a \rightarrow r, b \rightarrow t$. Тогда систему (2.13) - (2.14) можно записать как:

$$1 + r_v + r_s = t_v + t_s$$

$$\eta_{rv}(1 + r_v) + \eta_{rs}r_s = \eta_{tv}t_v + \eta_{ts}t_s$$

$$\alpha_r(ik_{rv}(1 - r_v) + k_{rs}r_s) = \alpha_t(ik_{tv}t_v - k_{ts}t_s)$$

$$\alpha_r(ik_{rv}\eta_{rv}(1 - r_v) + k_{rs}\eta_{rs}r_s) = \alpha_t(ik_{tv}\eta_{tv}t_v - k_{ts}\eta_{ts}t_s)$$

или с учетом (2.22), (2.24):

$$1 + r_v + r_s = t_v + t_s$$

$$\eta_r(1 + r_v) - \eta_r^{-1}r_s = \eta_t t_v - \eta_t^{-1}t_s$$

$$D_r(\chi_{rv}(1 - r_v) - i\chi_{rs}r_s) = D_t(\chi_{tv}t_v + i\chi_{ts}t_s)$$

$$D_r(\chi_{rv}\eta_r(1 - r_v) + i\chi_{rs}\eta_r^{-1}r_s) = D_t(\chi_{tv}\eta_t t_v - i\chi_{ts}\eta_t^{-1}t_s), \quad (2.27)$$

где

$$D_p = \frac{\sqrt{\alpha_p \omega_p}}{\gamma}, \quad \chi_{p,s/v} = \sqrt{\sqrt{\omega^2 + \delta\omega_p^2} \pm \omega_p} \approx \sqrt{\omega \pm \omega_p}. \quad (2.28)$$

Исследуем решения полученной системы при малых параметрах эллиптичности $\delta\beta_p \ll 1$. Тогда для (2.24) в первом приближении получим:

$$\eta_p = 1 - \delta\varepsilon_p, \quad \eta_p^{-1} = 1 + \delta\varepsilon_p, \quad \delta\varepsilon_p = \frac{\delta\omega_p}{2\omega} = \frac{\gamma M_p}{2\omega} \delta\beta_p. \quad (2.29)$$

В выражениях для волновых векторов (2.22) поправки первого приближения отсутствуют, поэтому достаточно их писать в нулевом.

Сложим/вычтем первое уравнение (2.27) со вторым, а третье – с четвертым. Пренебрегая слагаемыми высших порядков малости по сравнению с единицей, получим:

$$(1 + \eta_r)(1 + r_v) + (1 - \eta_r^{-1})r_s = (1 + \eta_t)t_v + (1 - \eta_t^{-1})t_s$$

$$(1 - \eta_r)(1 + r_v) + (1 + \eta_r^{-1})r_s = (1 - \eta_t)t_v + (1 + \eta_t^{-1})t_s$$

$$D_r(\chi_{rv}(1 + \eta_r)(1 - r_v) - i(1 - \eta_r^{-1})\chi_{rs}r_s) = D_t(\chi_{tv}(1 + \eta_t)t_v + i(1 - \eta_t^{-1})\chi_{ts}t_s)$$

$$D_r(\chi_{rv}(1 - \eta_r)(1 - r_v) - i(1 + \eta_r^{-1})\chi_{rs}r_s) = D_t(\chi_{tv}(1 - \eta_t)t_v + i(1 + \eta_t^{-1})\chi_{ts}t_s)$$

и, подставляя сюда (2.28), находим в первом приближении по малым эллиптиčnostям:

$$1 + r_v - \delta\varepsilon_r r_s = t_v - \delta\varepsilon_t t_s$$

$$\begin{aligned}
\delta\varepsilon_r(1+r_v) + r_s &= \delta\varepsilon_t t_v + t_s \\
D_r(\chi_{rv}(1-r_v) + i\delta\varepsilon_r\chi_{rs}r_s) &= D_t(\chi_{tv}t_v - i\delta\varepsilon_t\chi_{ts}t_s) \\
D_r(\chi_{rv}\delta\varepsilon_r(1-r_v) - i\chi_{rs}r_s) &= D_t(\chi_{tv}\delta\varepsilon_t t_v + i\chi_{ts}t_s)
\end{aligned} \tag{2.30}$$

Вначале рассмотрим нулевое приближение по $\delta\beta_p$, что соответствует одноосной среде. В этом случае второе и четвертое уравнения (2.29) приводят к однородной системе:

$$r_{s0} = t_{s0}, \quad -D_r\chi_{rs}r_{s0} = D_t\chi_{ts}t_{s0}, \tag{2.31}$$

и таким образом, для границы раздела одноосных ферромагнетиков НОСВ отсутствуют. В дальнейших рассуждениях будем полагать $\chi_{p,s/v} = \sqrt{\omega \pm \omega_p}$.

Амплитуды объемных СВ в этом приближении определяются из первого и третьего уравнений (2.30):

$$1 + r_{v0} = t_{v0}, \quad D_r\chi_{rv}(1 - r_{v0}) = D_t\chi_{tv}t_{v0}, \tag{2.32}$$

откуда

$$r_{v0} = \frac{1-Z}{1+Z}, \quad t_{v0} = \frac{2}{1+Z}. \tag{2.33}$$

С учетом (2.28) относительный импеданс граничащих сред в нулевом приближении:

$$Z = \frac{D_t\chi_{tv}}{D_r\chi_{rv}} = D \sqrt{\frac{\omega - \omega_t}{\omega - \omega_r}}, \quad D = \frac{D_t}{D_r}. \tag{2.34}$$

Из (2.34) следует сохранение потока энергии СВ:

$$r_{v0}^2 + Zt_{v0}^2 = 1, \tag{2.35}$$

Так как волна в среде r должна быть объемной, то нижняя частота возбуждения $\omega_{min} = \omega_a$.

В случае $\omega_t < \omega_r$, амплитуды волн вещественны при любой частоте выше ω_r . При частоте ω_r знаменатель имеет полюс, так что

$$r_{v0}(\omega_a) = -1, \quad t_{v0}(\omega_a) = 0, \tag{2.36}$$

т.е. – прошедшая волна отсутствует, а отраженная – в противофазе с падающей. С увеличением частоты выражения (2.33) монотонно и асимптотически стремятся к

$$r_{v0}(\infty) = \frac{1-D}{1+D}, \quad t_{v0}(\infty) = \frac{2}{1+D}. \tag{2.37}$$

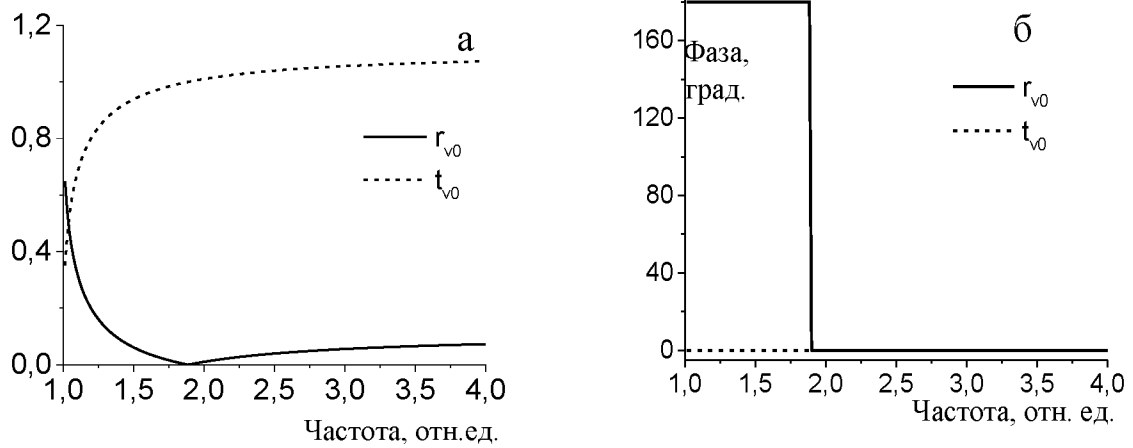


Рисунок 2.1. Зависимости модулей (а) и фаз (б) коэффициентов отражения и прохождения ОСВ для значений параметров $\omega_t = 0.5\omega_r, D = 0.8$, построенные по (2.33) и (2.34). По оси абсцисс – частота в единицах ω_r

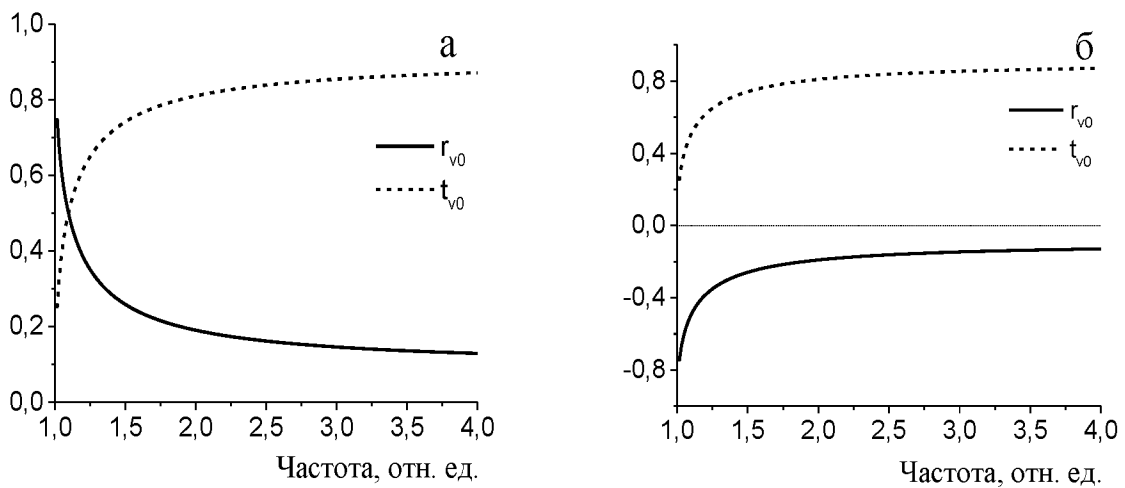


Рисунок 2.2. Зависимости модулей (а) коэффициентов отражения r_{v0} и прохождения t_{v0} ОСВ для значений параметров $\omega_t = 0.5\omega_r, D = 1.2$, построенные по (2.33) и (2.34). б) сами коэффициенты, вещественные для данного случая. Фаза прошедшей волны равна нулю, а отраженная рассеивается в противофазе. По оси абсцисс – частота в единицах ω_r .

Следовательно, при $D < 1$ прошедшая волна усиливается за счет рассеяния отраженной волны в противофазе. В этом случае при частоте

$$\omega_0 = \frac{\omega_r - D^2 \omega_t}{1 - D^2} > \omega_r \quad (2.38)$$

коэффициент отражения обращается в нуль, а его фаза изменяется скачком на π . Это соответствует равенству импедансов граничащих сред. В случае $D > 1$ фаза отраженной волны постоянна и равна π , а зависимость модуля отраженной волны монотонная.

Сравнение частотных зависимостей в нулевом приближении с точными выражениями, построенными по формулам (2.27) показывает, что равенство нулю коэффициента отражения при равенстве импедансов возможно только для циркулярно поляризованных волн.

В случае $\omega_t > \omega_r$, в области частот $[\omega_r, \omega_t]$ оба коэффициента рассеяния комплексны, но не чисто мнимы. Это говорит о возникновении дополнительных фаз у рассеянных волн. Данный случай соответствует частоте падающей из среды r волны меньшей, чем частота активации (т.е. частота однородного ФМР) в среде t . Обозначим $Z = i\xi$, $\xi = D \sqrt{\frac{\omega_t - \omega}{\omega - \omega_r}}$. Тогда для коэффициентов рассеяния получаются выражения:

$$|r_{v0}| = 1, \quad \varphi_r = -\operatorname{arctg}(2\xi), \quad (2.39)$$

$$|t_{v0}| = \frac{2}{\sqrt{1+\xi^2}}, \quad \varphi_t = -\operatorname{arctg}(\xi). \quad (2.40)$$

В указанном частотном интервале ξ монотонно убывает от ∞ до нуля. Следовательно $|t_{v0}|$ монотонно возрастает от нуля до двух. При этом фазы также монотонно возрастают от $-\pi$ и $-\frac{\pi}{2}$ до нуля для отраженной и рассеянной волн соответственно.

По достижении частоты ω_t оба коэффициента становятся вещественными, а $Z = D \sqrt{1 - \frac{\omega_t - \omega_r}{\omega - \omega_r}}$ – монотонно возрастающей функцией частоты от нуля до D . Следовательно, оба коэффициента будут монотонно убывать: r_{v0} – от единицы до нуля, а t_{v0} – от двух до единицы.

Как следует из рисунка 2.3 для циркулярно поляризованных волн коэффициент отражения равен единице ниже частоты активации в слое t .

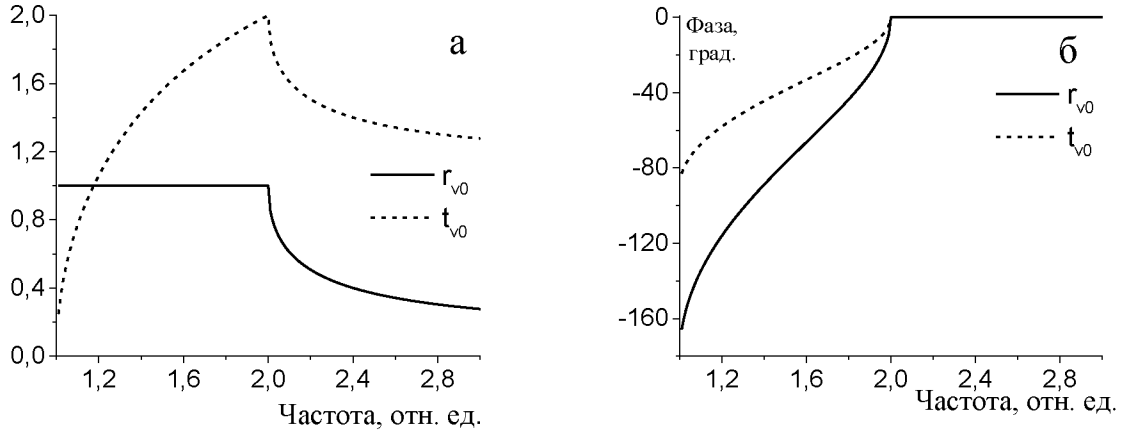


Рисунок 2.3. Зависимости модулей (а) и фаз (б) коэффициентов отражения r_{v0} и прохождения t_{v0} ОСВ для значений параметров $\omega_t = 2\omega_r, D = 0.8$, построенные по формулам (2.33) и (2.34). По оси абсцисс – частота в единицах ω_r .

Далее рассмотрим первое приближение по $\delta\beta_p$, в котором из второго и четвертого уравнений (2.30) следует:

$$r_{s1} - t_{s1} = \delta\varepsilon_t t_{v0} - \delta\varepsilon_r (1 + r_{v0})$$

$$\chi_{rs} r_{s1} + D\chi_{ts} t_{s1} = i(\delta\varepsilon_t D\chi_{tv} t_{v0} - \delta\varepsilon_r \chi_{rv} (1 - r_{v0})) \quad (2.41)$$

С учетом (2.29), (2.32) и (2.34) получаем:

$$r_{s1} = \varphi_r(\omega) \frac{\omega_t \delta\beta_t - \omega_r \delta\beta_r}{\omega_r} \quad t_{s1} = \varphi_t(\omega) \frac{\omega_t \delta\beta_t - \omega_r \delta\beta_r}{\omega_r} \quad (2.42)$$

$$\varphi_r(\omega) = \frac{D\sqrt{\omega - \omega_r} (i\sqrt{\omega - \omega_t} + \sqrt{\omega + \omega_t}) \omega_r}{\omega(\sqrt{\omega - \omega_r} + D\sqrt{\omega - \omega_t})(\sqrt{\omega + \omega_r} + D\sqrt{\omega + \omega_t})},$$

$$\varphi_t(\omega) = \frac{\sqrt{\omega - \omega_r} (iD\sqrt{\omega - \omega_t} - \sqrt{\omega + \omega_r}) \omega_r}{\omega(\sqrt{\omega - \omega_r} + D\sqrt{\omega - \omega_t})(\sqrt{\omega + \omega_r} + D\sqrt{\omega + \omega_t})}$$

Анализ показывает существование максимума выражений (2.42), так как $r_{s1}(\omega_r) = t_{s1}(\omega_r) = r_{s1}(\infty) = t_{s1}(\infty) = 0$. Кроме того, неоднородные волны отсутствуют при выполнении условия $\omega_t \delta\beta_t = \omega_r \delta\beta_r$. На рисунке 2.4 представлены результаты численного моделирования по формулам (2.42) функций $\varphi_r(\omega)$ и $\varphi_t(\omega)$, определяющих изменение коэффициентов рассеяния при изменении параметров эллиптичности.

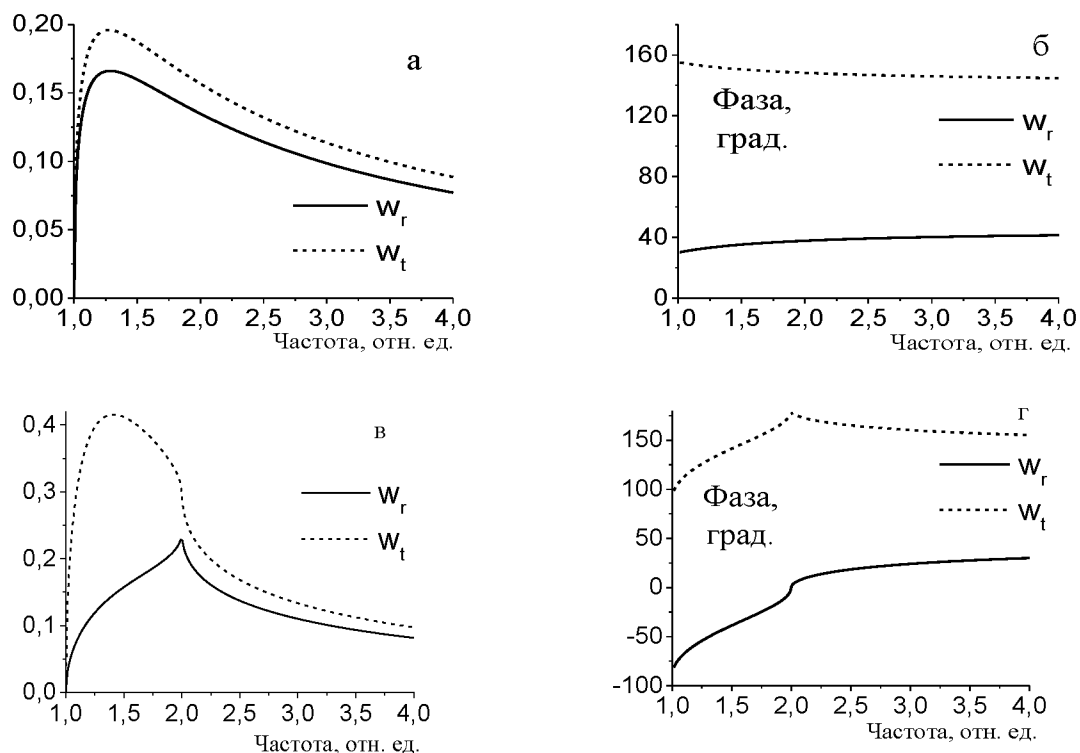


Рисунок 2.4. Частотные зависимости амплитуд (а,в) и фаз (б,г) функций $\varphi_r(\omega)$ (сплошная линия) и $\varphi_t(\omega)$ (пунктирная линия), определяемых выражением (2.42), для $D = 0.8$, $\omega_t = 0.5\omega_r$ (а,б) и $\omega_t = 2\omega_r$ (в,г). По оси абсцисс – частота в единицах ω_r .

Таким образом - при сшивке падающих и рассеянных волн на границе становится существенным учет НОСВ – экспоненциально затухающих решений уравнений Ландау-Лифшица. В зависимости от соотношения частот однородного ФМР в соприкасающихся ферромагнетиках, частотная зависимость коэффициента отражения может быть монотонной или же иметь минимум. Происхождение последнего может быть отслезено к условию равенства волновых импедансов в предельном случае циркулярной прецессии.

2.3 Рассеяние спиновых волн геликоидальной структурой

В данном разделе рассмотрены особенности распространения спиновой волны в неоднородной (геликоидальной) магнитной структуре, возникновение которой обусловлено релятивистским антисимметричным обменом

Дзялошинского - Мориа и вычислены коэффициенты отражения и прохождения для границы одноосный ферромагнетик - ГМС. Поскольку геликоида имеет определенную киральность, естественно ожидать появления невязности спектра в такой структуре.

Плотность энергии ГМС с учетом однородного обмена, обмена Дзялошинского и легкоплоскостной анизотропии с осью \vec{n}_g в направлении оси z , имеет вид [33]:

$$\Phi_g = \frac{1}{2} \int \left(\alpha_g (\vec{\nabla} \vec{M})^2 + D_g \vec{M} \cdot [\vec{\nabla} \times \vec{M}] + \beta_g (\vec{n}_g \vec{M})^2 \right) dV. \quad (2.43)$$

Выполняя варьирование, находим эффективное поле:

$$\vec{H}_{ef} = -\frac{\delta \Phi_g}{\delta \vec{M}} = -\alpha_g \Delta \vec{M} + D_g [\vec{\nabla} \times \vec{M}] + \beta_g (\vec{n}_g \vec{M}) \vec{n}_g.$$

Проекция этого вектора в общем случае:

$$\begin{aligned} H_{efx} &= -\alpha_g \left(\frac{\partial^2 M_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 M_x}{\partial z^2} \right) + D_g \left(\frac{\partial M_z}{\partial y} - \frac{\partial M_y}{\partial z} \right), \\ H_{efy} &= -\alpha_g \left(\frac{\partial^2 M_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 M_y}{\partial z^2} \right) + D_g \left(\frac{\partial M_x}{\partial z} - \frac{\partial M_z}{\partial x} \right), \\ H_{efz} &= -\alpha_g \left(\frac{\partial^2 M_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 M_z}{\partial z^2} \right) + D_g \left(\frac{\partial M_y}{\partial x} - \frac{\partial M_x}{\partial y} \right) + \beta_g M_z. \end{aligned} \quad (2.44)$$

Основное состояние определяется условием $\vec{H}_{ef0} = 0$. Будем считать, что при этом равновесное распределение зависит только от z . Тогда для компонент равновесного эффективного поля получаем:

$$\begin{aligned} H_{ef0x} &= -\alpha_g \frac{\partial^2 M_{0gx}}{\partial z^2} - D_g \frac{\partial M_{0gy}}{\partial z} = 0, \\ H_{ef0y} &= -\alpha_g \frac{\partial^2 M_{0gy}}{\partial z^2} + D_g \frac{\partial M_{0gx}}{\partial z} = 0, \\ H_{ef0z} &= -\alpha_g \frac{\partial^2 M_{0gz}}{\partial z^2} + \beta_g M_{0gz} = 0. \end{aligned} \quad (2.45)$$

Будем искать их решение в виде спирали, которую описывает конец вектора намагниченности в состоянии равновесия:

$$M_{0gx} = M_g \cos(K_g z), \quad M_{0gy} = M_g \sin(K_g z), \quad M_{0gz} = 0. \quad (2.46)$$

Подставляя в (2.45), находим ВВ релятивистской спирали (геликоидальной структуре), определяющий ее пространственный период:

$$K_g = \frac{D_g}{\alpha_g}. \quad (2.47)$$

Для нахождения спектра СВ будем рассматривать малые отклонения намагниченности в ГМС от найденного основного состояния. Тогда линейризованное уравнение запишется в виде:

$$\dot{\vec{m}} = \gamma [\vec{M}_{0g} \times \vec{h}_{ef}]. \quad (2.48)$$

Будем считать, что СВ распространяется вдоль оси z , а временная зависимость - периодическая $e^{-i\omega t}$. Тогда компоненты эффективного размагничивающего поля в первом приближении в общем случае падения СВ в плоскости xy ($k = k_y, k_x = 0$):

$$\begin{aligned} h_{efx} &= -\alpha_g \left(-k^2 m_x + \frac{\partial^2 m_x}{\partial z^2} \right) + D_g \left(ikm_z - \frac{\partial m_y}{\partial z} \right), \\ h_{efy} &= -\alpha_g \left(-k^2 m_y + \frac{\partial^2 m_y}{\partial z^2} \right) + D_g \frac{\partial m_x}{\partial z}, \\ h_{efz} &= -\alpha_g \left(-k^2 m_z + \frac{\partial^2 m_z}{\partial z^2} \right) - ikD_g m_x + \beta_g m_z. \end{aligned} \quad (2.49)$$

Система (2.48) в проекциях запишется как:

$$\begin{aligned} -i\omega m_x &= \gamma M_g \sin(K_g z) \left(-\alpha_g \frac{d^2 m_z}{dz^2} + \beta_g m_z \right), \\ i\omega m_y &= \gamma M_g \cos(K_g z) \left(-\alpha_g \frac{d^2 m_z}{dz^2} + \beta_g m_z \right), \\ -i\omega m_z &= \gamma M_g \left\{ \cos(K_g z) \left(-\alpha_g \frac{d^2 m_y}{dz^2} + D_g \frac{dm_x}{dz} \right) - \sin(K_g z) \left(-\alpha_g \frac{d^2 m_x}{dz^2} - D_g \frac{dm_y}{dz} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (2.50)$$

Решение (2.50) будем искать в виде (П2):

$$\begin{aligned} m_x &= iM_g A_g \cdot \sin(K_g z) \cdot \exp \left(i \left((k_g - K_g)z - \omega t \right) \right), \\ m_y &= -iM_g A_g \cdot \cos(K_g z) \exp \left(i \left((k_g - K_g)z - \omega t \right) \right), \\ m_z &= M_g B_g \cdot \exp \left(i \left((k_g - K_g)z - \omega t \right) \right). \end{aligned} \quad (2.51)$$

Такая структура решения учитывает дополнительное вращение равновесного вектора намагниченности. Подробная схема получения решения рассмотрена в приложении П2.

Подстановка (2.51) в (2.50) после некоторых вычислений приводит к системе для амплитуд:

$$\omega A_g = \gamma M_g \left(\alpha_g (k_g - K_g)^2 + \beta_g \right) B_g, \quad \omega B_g = \gamma M_g \alpha_g (k_g - K_g)^2 A_g. \quad (2.52)$$

Перемножая уравнения, найдем спектр СВ [15,16]:

$$\frac{\omega}{\gamma M_g \alpha_g} = |k_g - K_g| \sqrt{(k_g - K_g)^2 + \frac{\beta_g}{\alpha_g}}. \quad (2.53)$$

Обратим (2.53) относительно ВВ и найдем четыре его возможных значения при заданной частоте:

$$k_{gv\pm} = K_g \pm \chi_{gv}, \quad k_{gs\pm} = K_g \pm i\chi_{gs}, \quad (2.54)$$

где

$$\chi_{gv} = \sqrt{\sqrt{\left(\frac{\omega}{\gamma M_g \alpha_g}\right)^2 + \left(\frac{\beta_g}{2\alpha_g}\right)^2} - \frac{\beta_g}{2\alpha_g}}, \quad \chi_{gs} = \sqrt{\sqrt{\left(\frac{\omega}{\gamma M_g \alpha_g}\right)^2 + \left(\frac{\beta_g}{2\alpha_g}\right)^2} + \frac{\beta_g}{2\alpha_g}}.$$

(индекс s означает НОСВ, v – объемную). Следует отметить соотношения:

$$\chi_{gv}\chi_{gs} = \frac{\omega}{\alpha_g \gamma M_g}, \quad \chi_{gs}^2 - \chi_{gv}^2 = \frac{\beta_g}{\alpha_g}.$$

Очевидно, что волны с мнимым ВВ, которые и являются НОСВ с $k_{gs\pm}$, могут существовать только в среде с хотя бы одной границей, так как в неограниченной среде они всегда будут экспоненциально возрастать в одном из направлений.

Эллиптичности найденных волн определим как:

$$\eta_g = \frac{B_g}{A_g} = \frac{\omega}{\alpha_g \gamma M_g \left((k_g - K_g)^2 + \frac{\beta_g}{\alpha_g} \right)},$$

что дает при подстановке ВВ найденных волн

$$\eta_{gv} = \frac{\chi_{gv}}{\chi_{gs}} = -\frac{1}{\eta_{gs}} = \frac{\sqrt{\sqrt{4\omega^2 + (\gamma M_g \beta_g)^2} - \gamma M_g \beta_g}}{\sqrt{\sqrt{4\omega^2 + (\gamma M_g \beta_g)^2} + \gamma M_g \beta_g}}. \quad (2.55)$$

Будем считать, что ГМС занимает ограниченную область пространства, поэтому все четыре волны являются физическими. Общее решение представим в виде суперпозиции найденных волн. С учетом их эллиптичностей получаем решения, выраженные через четыре амплитуды найденных волн:

$$m_{gx} = i M_g \sin(K_g z) \left(A_{gv+} e^{i\chi_{gv} z} + A_{gv-} e^{-i\chi_{gv} z} + A_{gs+} e^{\chi_{gs} z} + A_{gs-} e^{-\chi_{gs} z} \right),$$

$$\begin{aligned}
m_{gy} &= -i M_g \cos(K_g z) (A_{gv+} e^{i\chi_{gv} z} + A_{gv-} e^{-i\chi_{gv} z} + A_{gs+} e^{\chi_{gs} z} + A_{gs-} e^{-\chi_{gs} z}), \\
m_{gz} &= M_g (\eta_{gv} (A_{gv+} e^{i\chi_{gv} z} + A_{gv-} e^{-i\chi_{gv} z}) + \eta_{gs} (A_{gs+} e^{\chi_{gs} z} + A_{gs-} e^{-\chi_{gs} z})).
\end{aligned} \tag{2.56}$$

Рассмотрим энергию одноосного ферромагнетика:

$$\Phi_F = \frac{1}{2} \int \left(\alpha_F \left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial z} \right)^2 - \beta_F (\vec{n}_F \vec{M})^2 \right) dV, \tag{2.57}$$

с легкой осью \vec{n}_F вдоль оси x . Основное состояние для него соответствует однородной намагниченности вдоль оси x . Записывая УЛЛ в проекции на оси y и z , получаем систему:

$$\dot{m}_y = -\gamma M_F \left(-\alpha_F \frac{d^2 m_z}{dz^2} + \beta_F m_z \right), \quad \dot{m}_z = \gamma M_F \left(-\alpha_F \frac{d^2 m_y}{dz^2} + \beta_F m_y \right). \tag{2.58}$$

решение которой будем искать в виде

$$m_y = -i M_F A_F e^{i(k_F z - \omega t)}, \quad m_z = M_F B_F e^{i(k_F z - \omega t)}. \tag{2.59}$$

По аналогии с ГМС получаем:

$$\omega A_F = \gamma M_F (\alpha_F k_F^2 + \beta_F) B_F, \quad \omega B_F = \gamma M_F (\alpha_F k_F^2 + \beta_F) A_F. \tag{2.60}$$

Приравнивая определитель к нулю, получаем спектр СВ в ферромагнитной среде:

$$\omega^2 = (\gamma M_F \alpha_F)^2 \left(k_F^2 + \frac{\beta_F}{\alpha_F} \right)^2. \tag{2.61}$$

Обращая последнее уравнение, находим возможные значения ВВ:

$$k_F^2 + \frac{\beta_F}{\alpha_F} = \pm \frac{\omega}{\gamma M_F \alpha_F}.$$

Положим частоту больше нижней границы спектра $\frac{\omega}{\gamma M_F \alpha_F} > \frac{\beta_F}{\alpha_F}$. Тогда в ФМ среде также могут существовать две объемные и две НОСВ:

$$k_{Fv\pm} = \pm \chi_{Fv}, \quad k_{Fs\pm} = \pm i \chi_{Fs}, \tag{2.62}$$

$$\chi_{Fv} = \sqrt{\frac{\omega}{\gamma M_F \alpha_F} - \frac{\beta_F}{\alpha_F}}, \quad \chi_{Fs} = \sqrt{\frac{\omega}{\gamma M_F \alpha_F} + \frac{\beta_F}{\alpha_F}}. \tag{2.63}$$

Эллиптичности этих волн равны соответственно $\eta_{Fv} = 1$, $\eta_{Fs} = -1$.

Общее решение в ФМ запишем в виде суперпозиции четырех волн:

$$m_{Fx} = 0,$$

$$m_{Fy} = -iM_F(A_{Fv+}e^{i\chi_{Fv}z} + A_{Fv-}e^{-i\chi_{Fv}z} + A_{Fs+}e^{\chi_{Fs}z} + A_{Fs-}e^{-\chi_{Fs}z}), \quad (2.64)$$

$$m_{Fz} = M_F(A_{Fv+}e^{i\chi_{Fv}z} + A_{Fv-}e^{-i\chi_{Fv}z} - A_{Fs+}e^{\chi_{Fs}z} - A_{Fs-}e^{-\chi_{Fs}z}).$$

Таким образом – установлены типы волн и вид решения в каждой среде.

Для получения амплитуд рассеянных волн используем ГУ (2.7), в которых в нашем случае полагаем $\alpha = 0, \sigma = 0, d = 0, G \rightarrow \infty$. Складывая уравнения, получаем:

$$\vec{M}_g \times \vec{M}_F \Big|_{z=0} = 0,$$

$$\alpha_F \vec{M}_F \times \frac{d\vec{M}_F}{dz} \Big|_{z=0} = \alpha_g \vec{M}_g \times \left(\frac{d\vec{M}_g}{dz} - [\vec{K}_g \times \vec{M}_g] \right) \Big|_{z=0}.$$

Их линейаризация дает:

$$[\vec{M}_{0g} \times \vec{m}_F] \Big|_{z=0} = [\vec{M}_{0F} \times \vec{m}_g] \Big|_{z=0},$$

$$\alpha_F \vec{M}_{0F} \times \frac{d\vec{m}_F}{dz} \Big|_{z=0} = \alpha_g \left[\vec{M}_{0g} \times \left(\frac{d\vec{m}_g}{dz} - [\vec{K}_g \times \vec{m}_g] \right) \right] \Big|_{z=0}. \quad (2.65)$$

с учетом того, что в основном состоянии ГМС:

$$\frac{d\vec{M}_{0g}}{dz} - [\vec{K}_g \times \vec{M}_{0g}] = 0. \quad (2.66)$$

В проекциях на оси y и z (2.65) имеют вид:

$$M_g m_{Fz} \Big|_{z=0} = M_F m_{gz} \Big|_{z=0},$$

$$\alpha_F M_F \frac{dm_{Fz}}{dz} \Big|_{z=0} = \alpha_g M_g \frac{dm_{gz}}{dz} \Big|_{z=0}.$$

Используя (2.56), (2.64) и ГУ (2.65), можно выписать систему для определения амплитуд СВ, рассеянных границей раздела ГМС–ФМ. Пусть ФМ среда расположена слева, а ГМС – справа. Тогда в ФМ существуют волны с относительными амплитудами $A_{Fv+} = 1$ (падающая), A_{Fv-} - отраженная объемная и A_{Fs+} - НОСВ. Аналогично в ГМС имеются волны A_{gv+} (прошедшая объемная) и A_{gs-} - НОСВ. Таким образом, система (2.55) принимает вид:

$$1 + A_{Fv-} + A_{Fs+} = A_{gv+} + A_{gs-},$$

$$1 + A_{Fv-} - A_{Fs+} = \eta_{gv} A_{gv+} + \eta_{gs} A_{gs-}, \quad (2.67)$$

$$i\chi_{Fv}(1 - A_{Fv-}) + \chi_{Fs}A_{Fs+} = R(i\chi_{gv}A_{gv+} - \chi_{gs}A_{gs-}),$$

$$i\chi_{Fv}(1 - A_{Fv-}) - \chi_{Fs}A_{Fs+} = R(i\eta_{gv}\chi_{gv}A_{gv+} - \eta_{gs}\chi_{gs}A_{gs-}).$$

где введено обозначение $R = \frac{\alpha_g M_g^2}{\alpha_F M_F^2}$.

На рисунке 2.5 приведены данные моделирования амплитуд и фаз коэффициентов рассеяния по формулам (2.67).

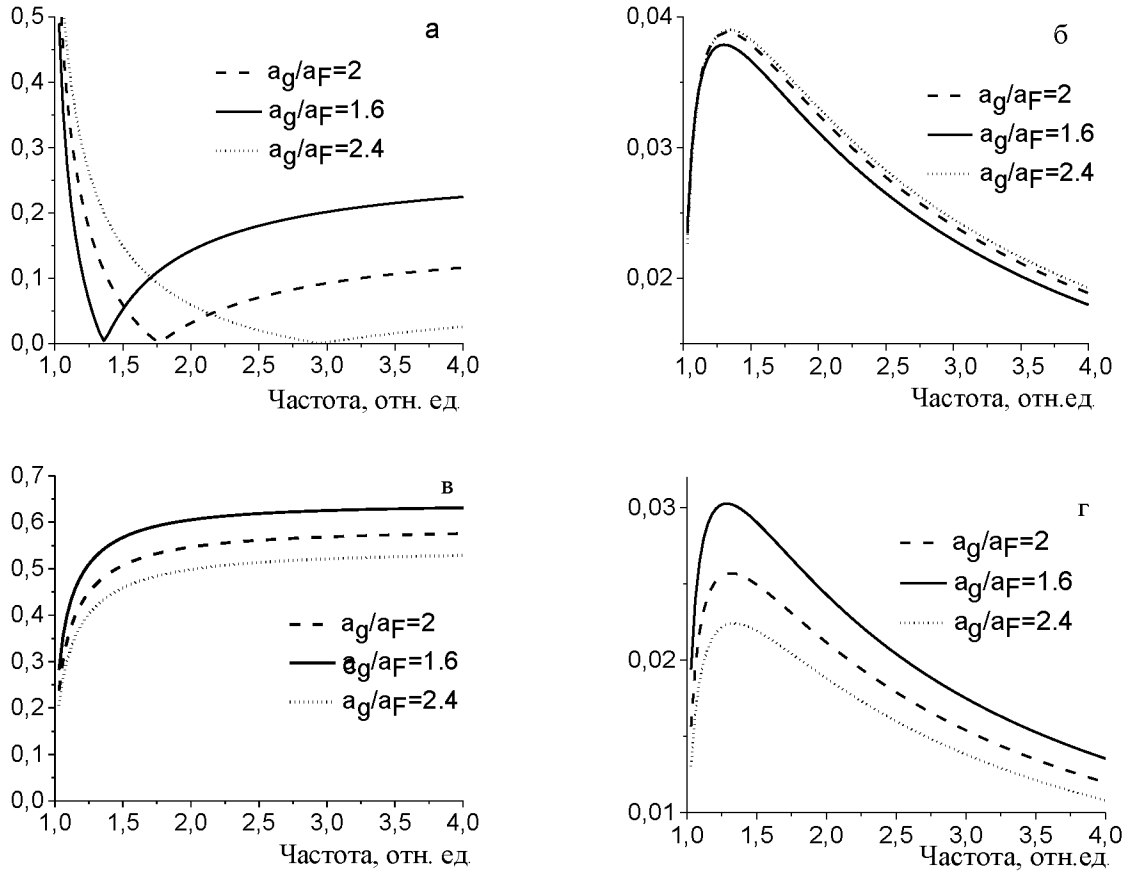


Рисунок 2.5. Абсолютные значения коэффициентов отражения (а,б) и рассеяния (с,д) объемных (а,с) и неоднородных (б,д) волн. Значения параметров $\beta_F = \beta_g = 0.1$, $M_F = 2M_g$, $\alpha_g = 1.6\alpha_m$ (сплошная линия), $\alpha_g = 2\alpha_m$ (штриховая линия), $\alpha_g = 2.4\alpha_m$ (пунктирная линия). По оси абсцисс – циклическая частота, нормированная на γM_F .

Следует обратить внимание на то, что в системе (2.60) вектор геликоидальной структуры отсутствует.

Коэффициенты рассеяния поверхностных волн, как видно из графиков, составляют порядка нескольких процентов от амплитуды падающей волны, принятой за единицу.

Таким образом – спектр СВ геликоидальной магнитной структуры, как и следовало ожидать, обладает невзаимностью. Однако, в отличие от структур с нелокальным обменом, где помимо сдвига имеет место и деформация формы спектра [19], в случае релятивистского обмена он просто сдвигается на волновой вектор ГМС. Это приводит к тому, что в ГУ (2.67) волновой вектор СВ входит только в виде разности с волновым вектором ГМС. Что касается зависимостей коэффициентов рассеяния СВ, то они подобны аналогичным зависимостям, полученным в разделе 3.1 для двуосных ферромагнетиков, что показывает общность рассмотренного подхода.

Выводы к главе II.

1. Показано, что в граничных условиях для геликоидальной структуры возникает слагаемое, соответствующее антисимметричному обмену Дзялошинского, учет которого может существенно изменить как спектр СВ, так и коэффициенты рассеяния.
2. Показано, что система граничных условий для амплитуд в случаях как двуосных ферромагнетиков, так и геликоидальной структуры, будет определена только при учете неоднородных, локализованных вблизи границы СВ. Эти волны возникают вследствие нарушения аксиальной симметрии прецессии вектора намагниченности, в частности, в двуосных магнетиках, геликоидальных структурах или в пленке, где эта симметрия нарушается анизотропией формы.
3. Спектр СВ в магнитной среде содержит четыре волны – две объемные и две неоднородные, которые существуют в области с хотя бы одной границей. Показано, что объемные волны имеют правую поляризацию, а неоднородные – левую, причем эллипсы этих волн одинаковы, но ориентированы взаимно перпендикулярно.
4. При частоте падающей СВ, соответствующей равенству импедансов двух одноосных сред в случае $\omega_t < \omega_r$ и $D_t < D_r$ коэффициент отражения обращается в нуль. В то же время для двуосных ферромагнетиков при этой частоте данный минимум отличен от нуля.

ГЛАВА III. ВЛИЯНИЕ МЕЖСЛОЙНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ДИНАМИКУ НАМАГНИЧЕННОСТИ ОБМЕННО СВЯЗАННЫХ СИСТЕМ

3.1 Генерация СВ изолированной границей раздела обменно связанных магнитных сред

В данном разделе развита общая аналитическая теория, которая поясняет механизм генерации СВ на границе раздела между ферромагнитными средами, накачиваемыми однородным в/ч магнитным полем. Расчеты показывают, что при наличии конечной связи между двумя средами амплитуда излучаемых СВ линейно зависит от разности их магнитных восприимчивостей. Теория успешно применяется для качественной интерпретации трех недавних экспериментальных исследований, в которых наблюдалось такое спин-волновое излучение. Кроме того, описано, как данный подход можно распространить на несколько более сложные схемы возбуждения СВ с использованием электрических, упругих и оптических генераторов.

Покажем, что СВ могут генерироваться границей раздела при накачке *однородным* в/ч магнитным полем. Плоские магнитные интерфейсы занимают привычное место в магнитных нанотехнологиях. Таким образом, предполагается, что создаваемая интерфейсом спин-волновая эмиссия является потенциальным механизмом для создания малых источников СВ, ограниченных только частотной зависимостью динамической магнитной восприимчивости соседних сред. Данная теория также будет использована для качественного обсуждения недавних экспериментальных результатов по генерации СВ, что позволит утверждать, что они объясняются механизмом Шлемана [43].

Рассмотрим плоскую границу (интерфейс) между двумя полубесконечными магнитными средами A ($z < -a/2$) и B ($z > -a/2$),

показанный на рисунке 3.1. Здесь a – толщина интерфейса, равная решеточной константе. Граница параллельна плоскости $xу$. Динамика намагниченности системы в каждом слое описывается уравнением Ландау-Лифшица

$$\frac{\partial \vec{M}_{A(B)}}{\partial t} = -\gamma_{A(B)} [\vec{M}_{A(B)} \times \vec{H}_{eff,A(B)}] + \frac{\alpha_{A(B)}}{M_{A(B)}} \left[\vec{M}_{A(B)} \times \frac{\partial \vec{M}_{A(B)}}{\partial t} \right] \quad (3.1)$$

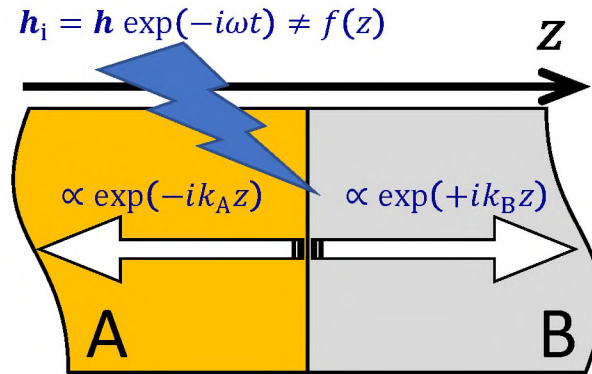


Рисунок 3.1. Схематическое изображение геометрии задачи. Две полубесконечные магнитные среды A и B облучаются однородным в/ч магнитным полем \vec{h}_i , что приводит к испусканию СВ интерфейсом в среду.

где \vec{M} – вектор намагниченности ($\vec{M} = \vec{M}_A$ для $z < -a/2$ и $\vec{M} = \vec{M}_B$ для $z > a/2$), M – намагниченность насыщения ($M = M_A$ для $z < -a/2$ и $M = M_B$ для $z > a/2$), γ – гиромагнитное отношение, α – безразмерная константа Гильберта, t - время. γ и α для простоты считаются постоянными во всем образце. Эффективное магнитное поле \vec{H}_{ef} будем записывать в виде:

$$\vec{H}_{ef} = \begin{cases} \vec{H}_A & (z < -\frac{a}{2}) \\ \vec{H}_B & (z > \frac{a}{2}) \end{cases}, \quad (3.2)$$

где

$$\vec{H}_{A(B)} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{2A_{A(B)}}{M_{A(B)}^2} \frac{\partial \vec{M}_{A(B)}}{\partial z} \right) + \vec{H}_{A(B),v} + \vec{H}_{A(B),c} + \vec{h}_i \quad (3.3)$$

\vec{h}_i – СВЧ-поле накачки, A – обменная константа, индексы “c” и “v” обозначают межслойную связь и объемные параметры магнитного поля соответственно.

Предполагается, что падающее в/ч поле однородно в масштабах задачи. Поле межслойной связи имеет вид:

$$\begin{aligned}\vec{H}_{A,c} &= \frac{2A_{AB}}{M_A M_B} \delta(z + a/2) \vec{M}_B(z + a), \\ \vec{H}_{B,c} &= \frac{2A_{AB}}{M_A M_B} \delta(z - a/2) \vec{M}_A(z - a),\end{aligned}\quad (3.4)$$

где A_{AB} – межслойная константа связи.

Предполагая, что статическое распределение намагниченности в образце известно и равно \vec{M}_0 , представим намагниченность и эффективное поле в виде сумм их статических значений и малых динамических возмущений.

$$\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}(t), \quad \vec{H}_{ef} = \vec{H}_{ef,0} + \vec{h}_{ef}(t), \quad m \ll M, \quad h_{ef} \ll H_{ef}, \quad (3.5)$$

и линеаризуем уравнение Ландау-Лифшица по \vec{m} и \vec{h}_{ef} . В результате получим:

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\gamma [\vec{m} \times \vec{H}_{ef,0}] - \gamma [\vec{M}_0 \times \vec{h}_{ef}] + \frac{\alpha}{M} \left[\vec{M}_0 \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \right] \quad (3.6)$$

Интегрируя линеаризованное уравнение Ландау-Лифшица без релаксационного слагаемого по бесконечно малой окрестности границы раздела в каждой среде [95], получим следующую пару ГУ для динамической намагниченности:

$$\begin{aligned}\frac{A_{AB}}{M_B} [\vec{m}_A \times \vec{M}_{B,0}] + \frac{A_{AB}}{M_B} [\vec{M}_{A,0} \times \vec{m}_B] - \frac{A_A}{M_A} \left[\vec{M}_{A,0} \times \frac{\partial \vec{m}_A}{\partial z} \right] &= 0, \\ \frac{A_{AB}}{M_A} [\vec{m}_B \times \vec{M}_{A,0}] + \frac{A_{AB}}{M_A} [\vec{M}_{B,0} \times \vec{m}_A] + \frac{A_B}{M_B} \left[\vec{M}_{B,0} \times \frac{\partial \vec{m}_B}{\partial z} \right] &= 0\end{aligned}\quad (3.7)$$

Здесь значения функций берутся на соответствующих границах интерфейса в каждой среде, а не в точке $z=0$ [21,22].

Определим линейный отклик образца на возбуждение однородным СВЧ полем $\vec{h}_i = \vec{h} \exp(-i\omega t)$. Следуя методу, развитому в [23,96], будем искать решение в виде:

$$\vec{m}(t) = (\vec{m}_U + \vec{\mu}) \exp(-i\omega t), \quad (3.8)$$

где $\vec{\mu}$ – новая неизвестная функция, а \vec{m}_U описывает линейный отклик системы на падающее однородное СВЧ поле в отсутствие межфазной связи, т.е., когда

A_{AB} равно нулю. Следовательно, \vec{m}_U удовлетворяет в каждой среде неоднородному линейному дифференциальному уравнению

$$i\omega\vec{m}_U = \gamma[\vec{m}_U \times \vec{H}_{v,0}] + \gamma\left[\vec{M}_0 \times \left(\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{2A}{M^2} \frac{\partial \vec{m}_U}{\partial z}\right) + \vec{h}_v(\vec{m}_U) + \vec{h}\right)\right] + \frac{i\alpha\omega}{M} [\vec{M}_0 \times \vec{m}_U] \quad (3.9)$$

где $\vec{H}_{v,0}$ и \vec{h}_v – статические и динамические компоненты объемного поля ($h_v \ll H_{v,0}$), с однородными ГУ

$$\left[\vec{M}_0 \times \frac{\partial \vec{m}_U}{\partial z}\right] = 0 \quad (3.10)$$

Решение может быть записано в общем виде как

$$\vec{m}_{A(B),U} = \hat{\chi}_{A(B)} \vec{h} \quad (3.11)$$

где $\hat{\chi}_{A(B)}$ – тензор восприимчивости среды. Заметим, что, поскольку магнитные параметры двух сред изменяются в пространстве, то как $\vec{m}_{A(B),U}$ так и $\chi_{A(B)}$ также являются функциями координат и должны рассматриваться как локальные функции [77].

СВ, эмитируемые интерфейсом, описываются функцией $\vec{\mu}$, удовлетворяющей *однородному* линейному дифференциальному уравнению

$$i\omega\vec{\mu} = \gamma[\vec{\mu} \times \vec{H}_{v,0}] + \gamma\left[\vec{M}_0 \times \left(\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{2A}{M^2} \frac{\partial \vec{\mu}}{\partial z}\right) + \vec{h}_v(\vec{\mu})\right)\right] + \frac{i\alpha\omega}{M} [\vec{M}_0 \times \vec{\mu}] \quad (3.12)$$

с *неоднородными* ГУ

$$\begin{aligned} & \frac{A_{AB}}{M_B} [\vec{\mu}_A \times \vec{M}_{B,0}] + \frac{A_{AB}}{M_B} [\vec{M}_{A,0} \times \vec{\mu}_B] - \frac{A_A}{M_A} [\vec{M}_{A,0} \times \frac{\partial \vec{\mu}_A}{\partial z}] = \\ & = \frac{A_{AB}}{M_B} [\vec{M}_{B,0} \times \hat{\chi}_A \vec{h}] + \frac{A_{AB}}{M_B} [\hat{\chi}_B \vec{h} \times \vec{M}_{A,0}], \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\begin{aligned} & \frac{A_{AB}}{M_A} [\vec{\mu}_B \times \vec{M}_{A,0}] + \frac{A_{AB}}{M_A} [\vec{M}_{B,0} \times \vec{\mu}_A] + \frac{A_B}{M_B} [\vec{M}_{B,0} \times \frac{\partial \vec{\mu}_B}{\partial z}] = \\ & = \frac{A_{AB}}{M_A} [\vec{M}_{A,0} \times \hat{\chi}_B \vec{h}] + \frac{A_{AB}}{M_A} [\hat{\chi}_A \vec{h} \times \vec{M}_{B,0}] \end{aligned}$$

Складывая и вычитая эти уравнения, можно переписать их в виде:

$$\begin{aligned} & \frac{2A_{AB}}{M_A M_B} [\mu_A \times M_{B,0}] + \frac{2A_{AB}}{M_A M_B} [M_{A,0} \times \mu_B] - \frac{A_A}{M_A^2} \left[M_{A,0} \times \frac{\partial \mu_A}{\partial z}\right] - \frac{A_B}{M_B^2} \left[M_{B,0} \times \frac{\partial \mu_B}{\partial z}\right] = \\ & \frac{2A_{AB}}{M_A M_B} \left([M_{B,0} \times \hat{\chi}_A h] + [\hat{\chi}_B h \times M_{A,0}] \right), \end{aligned}$$

$$\frac{A_B}{M_B^2} \left[\vec{M}_{B,0} \times \frac{\partial \vec{\mu}_B}{\partial z} \right] = \frac{A_A}{M_A^2} \left[\vec{M}_{A,0} \times \frac{\partial \vec{\mu}_A}{\partial z} \right] \quad (3.14)$$

На практике можно использовать эти ГУ для нахождения двух плоских спин-волновых решений, распространяющихся или убывающих от границы раздела с обеих сторон. Неоднородность в правой части первого уравнения (3.14) приводит к двум волнам, имеющим отличные от нуля амплитуды при испускании СВ интерфейсом. Следовательно, как уже упоминалось ранее, значения статических намагниченностей $\vec{M}_{A(B),0}$, функций $\vec{\mu}_{A(B)}$ и восприимчивостей $\hat{\chi}_{A(B)}$ берутся в непосредственной близости от границ интерфейса. Это означает, что ГУ могут быть применимы к целому ряду задач, помимо предполагаемого здесь обменного приближения. Необходимо лишь пересмотреть физическую природу коэффициента связи.

Рассмотрим общие свойства полученных ГУ (3.14). Заметим, что если константа связи $A_{AB}=0$ равна нулю, мы получаем уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{A_B}{M_B^2} \left[\vec{M}_{B,0} \times \frac{\partial \vec{\mu}_B}{\partial z} \right] &= -\frac{A_A}{M_A^2} \left[\vec{M}_{A,0} \times \frac{\partial \vec{\mu}_A}{\partial z} \right], \\ \frac{A_B}{M_B^2} \left[\vec{M}_{B,0} \times \frac{\partial \vec{\mu}_B}{\partial z} \right] &= \frac{A_A}{M_A^2} \left[\vec{M}_{A,0} \times \frac{\partial \vec{\mu}_A}{\partial z} \right], \end{aligned} \quad (3.15)$$

которые эквивалентны ГУ (3.10) для \vec{m}_U . Однако дифференциальное уравнение для $\vec{\mu}_{A(B)}$ однородно. Это означает, что для каждой границы интерфейса независимо, комплексные амплитуды падающей и исходящей волн должны быть равны, и поэтому излучение СВ невозможно. Это очевидно и из того факта, что ни дифференциальное уравнение (3.9) ни ГУ (3.10) не имеют источников. По той же причине невозможна эмиссия СВ, если вектор $\vec{\Theta} = \frac{2A_{AB}}{M_A M_B} \left([\vec{M}_{B,0} \times \hat{\chi}_A \vec{h}] + [\hat{\chi}_B \vec{h} \times \vec{M}_{A,0}] \right)$ в уравнении (3.14) равен нулю по любой другой причине. В зависимости от задачи локальные тензоры СВЧ-восприимчивости $\hat{\chi}_{A(B)}$ в окрестности интерфейса можно вычислить аналитически [92] или с помощью микромагнитного моделирования [77,97]. Эффективность эмиссии возрастает, когда одна из сред близка к резонансу.

Если падающее СВЧ поле возбуждает обе среды с одинаковой силой, необходимо учитывать относительную фазу однородных прецессий $\vec{m}_{A(B),0}$.

В случае сильной связи получаем:

$$\begin{aligned} [\vec{\mu}_A \times \vec{M}_{B,0}] + [\vec{M}_{A,0} \times \vec{\mu}_B] &= ([\vec{M}_{B,0} \times \hat{\chi}_A \vec{h}] + [\hat{\chi}_B \vec{h} \times \vec{M}_{A,0}]), \\ \frac{A_B}{M_B^2} [\vec{M}_{B,0} \times \frac{\partial \vec{\mu}_B}{\partial z}] &= \frac{A_A}{M_A^2} [\vec{M}_{A,0} \times \frac{\partial \vec{\mu}_A}{\partial z}], \end{aligned} \quad (3.16)$$

т.е. ГУ, не содержащие $A_{AB} \rightarrow \infty$. Другими словами, хотя связь между двумя средами является причиной эмиссии СВ, но при ее наличии точное значение константы связи становится вторичным фактором для процесса излучения.

Далее рассмотрим случай, когда статические намагниченности вблизи границы раздела в двух средах параллельны, т.е. $\vec{M}_{A,0} \parallel \vec{M}_{B,0}$. Обе среды обладают аксиальной симметрией, т.е., имеют одноосную анизотропию $K_{A(B)}$ с параллельными осями легкого намагничения \hat{z} , каждая среда подмагничена статическим полем H . В этой простой модели СВ в обеих средах циркулярно поляризованы и могут быть описаны скалярными функциями

$$\mu_{A(B)} \propto \exp(\pm ik_{A(B)}z) \quad (3.17)$$

где предполагается распространение волны вдоль оси \hat{z} . Комплексные ВВ имеют вид

$$k_{A(B)} = \sqrt{\frac{M_{A(B)}}{2A_{A(B)}\gamma} (\omega - \omega_{0,A(B)} + i\alpha\omega)} \quad (3.18)$$

где $\omega_{0,A(B)} = \gamma \left(H + \frac{2K_{A(B)}}{M_{A(B)}} \right)$ – частота однородного ФМР данной среды.

ГУ (3.14) для эмитируемых СВ упрощаются до следующей скалярной формы

$$\begin{aligned} \frac{\mu_B}{M_B} - \frac{\mu_A}{M_A} - \frac{A_A}{2A_{AB}M_A} \frac{\partial \mu_A}{\partial z} - \frac{A_B}{2A_{AB}M_B} \frac{\partial \mu_B}{\partial z} &= \left(\frac{\chi_A}{M_A} - \frac{\chi_B}{M_B} \right) h, \\ \frac{A_B}{M_B} \frac{\partial \mu_B}{\partial z} &= \frac{A_A}{M_A} \frac{\partial \mu_A}{\partial z}, \end{aligned} \quad (3.19)$$

где h теперь является амплитудой падающего поляризованного по кругу СВЧ поля, а скалярные СВЧ-восприимчивости среды

$$\chi_{A(B)} = -\frac{M_{A(B)}^2}{2A_{A(B)}k_{A(B)}^2} = \frac{\gamma M_{A(B)}}{\omega - \omega_{0,A(B)} + i\alpha\omega} \quad (3.20)$$

Учитывая только волны, распространяющиеся от интерфейса, т.е. $\mu_A \propto \exp(-ik_A z)$ и $\mu_B \propto \exp(+ik_B z)$, и пренебрегая толщиной интерфейса по сравнению с длиной СВ [53], получаем:

$$\frac{C_B}{M_B} - \frac{C_A}{M_A} + i \frac{k_A A_A C_A}{2 A_{AB} M_A} - i \frac{k_B A_B C_B}{2 A_{AB} M_B} = \left(\frac{\chi_A}{M_A} - \frac{\chi_B}{M_B} \right) h ,$$

$$\frac{k_B A_B C_B}{M_B} = - \frac{k_A A_A C_A}{M_A} , \quad (3.21)$$

где $C_{A(B)}$ - комплексная амплитуда СВ в средах A и B , соответственно. Второе из уравнений требует, чтобы волны, излучаемые на противоположных сторонах интерфейса, имели противоположные фазы. Решение системы (3.21) имеет вид:

$$C_A = \frac{k_B A_B A_{AB} M_A \left(\frac{\chi_B}{M_B} - \frac{\chi_A}{M_A} \right)}{(k_A A_A + k_B A_B) A_{AB} - i k_A A_A k_B A_B} h , \quad C_B = \frac{k_A A_A A_{AB} M_B \left(\frac{\chi_A}{M_A} - \frac{\chi_B}{M_B} \right)}{(k_A A_A + k_B A_B) A_{AB} - i k_A A_A k_B A_B} h . \quad (3.22)$$

Это подтверждает ранее высказанное предположение о том, что в отсутствие связи между средами (т.е. при $A_{AB} = 0$) излучение либо невозможно, либо волны возбуждаются одинаково (как по амплитуде, так и по фазе) вблизи границы раздела (т.е. $\frac{\chi_A}{M_A} = \frac{\chi_B}{M_B}$), для определенной частоты.

Если одна из двух сред (например, среда A) близка к резонансу, а другая (среда B) - относительно далека, можно приближенно считать $\frac{\chi_A}{M_A} \gg \frac{\chi_B}{M_B}$, $k_B \gg k_A$. Это приводит к приближенным выражениям:

$$C_A \cong -\chi_A h , \quad C_B \cong \frac{k_A A_A M_B}{k_B A_B M_A} \chi_A h . \quad (3.23)$$

Суммарная амплитуда прецессии вблизи границы раздела в среде A тогда равна $m_{A,U} + C_A \cong 0$, что соответствует динамическому пиннингу, описанному в [55]. Комбинируя уравнения (3.20) и (3.23), получаем, что амплитуда СВ, эмитируемых в среду B может быть записана в окончательном виде как

$$C_B \cong - \frac{M_A M_B}{2 k_A k_B A_B} h \quad (3.24)$$

что довольно велико, поскольку k_A мало.

Когда частота возбуждения намного больше частоты ФМР среды, амплитуды испускаемых СВ уменьшаются $\propto \omega^{-1}$ при сильной связи и $\propto \omega^{-3/2}$ при слабой (например, при наличии разделительного слоя).

Развитая здесь теория может быть применена для описания недавних результатов [47,98,99].

В [47] для изучения магнитного отклика непрерывного перехода между полубесконечной пленкой и полубесконечной полосой использовалась сканирующая керр-микроскопия. Структура была сформирована из довольно толстой пленки пермаллоя. Следовательно, эмитируемые СВ, наблюдаемые в [47], имеют магнитостатическую природу, а именно - являются магнитостатическими поверхностными СВ (МСПСВ) [100]. На первый взгляд это, кажется, противоречит применяемому здесь обменному приближению. Однако следует заметить, что теория МСПСВ основана на дифференциальном уравнении второго порядка - уравнении Уокера [101]. Следовательно, тот же метод, что и здесь, может быть применен для количественной оценки излучения МСПСВ из интерфейса между полубесконечной пленкой и полосой с необходимостью сшивания решений для магнитостатического потенциала на границе внутри и вне магнитного материала. Непрерывность магнитостатического потенциала и его производных на границе раздела обеспечивает связь между волнами в двух средах. Таким образом, основным фактором, который, как ожидается, влияет на эмиссию МСПСВ, должна быть разность магнитных восприимчивостей на границе раздела, или, точнее, наличие их градиента. Действительно, изменение магнитной восприимчивости в [47] обусловлено анизотропией формы. Это происходит благодаря наличию внутреннего магнитного поля, которое может иметь разрывы только при скачках намагниченности. В то же время в работе [97] показано, что интерфейсы конечной толщины могут быть описаны с использованием ГУ Барнаша-Миллса [21,22], которые полностью применимы в описанном здесь методе.

В [98] наблюдалась эмиссия дипольнообменных СВ в тонкопленочных образцах с периодической модуляцией направления легкой оси анизотропии. Для того, чтобы показать, что СВ эмитируются из области повышенного эффективного магнитного поля или из изолированного интерфейса, использовалось микромагнитное моделирование. Данная теория дает качественное объяснение результатов [98]. Пренебрегая эллиптичностью прецессии в исследуемой системе, можно ожидать, что амплитуды СВ, излучаемых изолированной границей между средами с различными направлениями осей легкого намагничивания

$$C_A = \frac{k_B(\chi_B - \chi_A)}{k_A + k_B} h, \quad C_B = \frac{k_A(\chi_A - \chi_B)}{k_A + k_B} h. \quad (3.25)$$

В частности, это показывает, что эмиссия СВ происходит в обеих средах с одинаковыми амплитудами и противоположными фазами, как показано на рисунке 6 в [98]. Опять же, основным вкладом в механизм эмиссии является разность в восприимчивостях двух сред. В то же время, в отличие от интерпретации из [98], динамические магнитные заряды, полученные в [99], в формировании на интерфейсе не участвуют.

Авторы [99] наблюдали формирование неоднородных стоячих СВ в пленке железоиттриевого граната (ЖИГ), покрытого слоем кобальта, как при прямом контакте, так и при наличии разделяющего немагнитного слоя. Наблюдения [99] непосредственно относятся как к картине динамического пиннинга [55], так и к механизму возбуждения спин-волновой волны Шлёмана [43]. Здесь расчеты показывают решающую роль разности между резонансными частотами и, следовательно, динамическими восприимчивостями кобальта и ЖИГ. Этот вывод подтверждается наблюдениями [102], основанными на микромагнитном моделировании подобных структур. В то же время точный характер межфазной связи между кобальтом и ЖИГ является вторичным соображением в отношении механизма эмиссии СВ. Задача позволяет получить и полное аналитическое решение. Следует отметить, что динамический пиннинг, подобный наблюдаемому в [99]

можно использовать для проектирования структур с большими значениями магнитной проницаемости на высоких частотах [51].

Таким образом - представленная теория излучения СВ магнитными интерфейсами может быть применена для качественного анализа недавних экспериментальных исследований, в которых спин-волновая эмиссия наблюдалась от границ раздела в магнитных структурах. Амплитуда испускаемых СВ линейно зависит от разности магнитных восприимчивостей соседних магнитных сред. Поскольку интерфейсы могут быть сделаны практически бесконечно тонкими, испускаемые СВ могут иметь произвольно малую длину волны, ограниченную частотной зависимостью магнитной восприимчивости и значением резонансных частот соседних сред.

Следовательно, вопрос о том, как можно увеличить резонансную частоту одной из двух сред остается открытым. Возможные стратегии включают использование обменных СВ [103], гексаферритов [51], антиферромагнетиков [104] и слабых ферромагнетиков [105]. В частности, использование антиферромагнетиков способно продвинуть частоты возбуждения к терагерцевому диапазону, но потребует пересмотреть выбор устройств для возбуждения образца. Здесь рассмотрена эмиссия СВ как отклик на возбуждение падающим СВЧ-магнитным полем. Последнее может быть заменено полем другой природы. Например - электрическим [106,107], полем деформации [108] или эффективным магнитным полем ультракоротких оптических импульсов [104,105,109]. Как описываемая теория, так и физика остаются очень похожими, причем основное отличие заключается в том, что восприимчивость $\hat{\chi}_{A(B)}$ необходимо заменить соответствующим коэффициентом, описывающим отклик среды на соответствующий импульс.

3.2 Излучение когерентных спиновых волн прямоугольной магнитной неоднородностью при воздействии в/ч однородного поля накачки

В разделе 3.1 было показано, что магнитные интерфейсы могут генерировать когерентные спиновые волны с длиной намного короче масштабов длины, связанных с СВЧ-магнитным полем накачки. Теория показала особую роль различия в динамических магнитных свойствах двух магнетонных сред, разделенных интерфейсом в этом процессе. В этом состоит отличие от обычной интерпретации Шлемановского механизма возбуждения спиновой волны, что подчеркивает роль согласования между падающей СВЧ-частотой и локальной частотой ФМР. Последняя интерпретация представляется особенно сомнительной в случае генерации СВ при уменьшении, а не увеличении локальной частоты ФМР, как указано в [45,96], где частота падающего СВЧ-поля не соответствовала локальной резонансной частоте в любой точке образца. Исследуем взаимосвязь между двумя интерпретациями, выбрав в качестве модели прямоугольную магнитную неоднородность, которую можно рассматривать либо как изменение локальной частоты ФМР, либо как систему из двух интерфейсов. Кроме того, приведенный анализ показывает тесную связь между эффективностью излучения спиновой волны Шлёмана и свойствами рассеяния спиновой волны при наличии магнитной неоднородности. Можно ожидать, что при генерации СВ каждой из двух границ слоя они способны интерферировать между собой так, что при определенных условиях можно ожидать их взаимное усиление.

Будем считать, что слой магнитного материала А ($-d/2 < z < +d/2$) находится между двумя полубесконечными средами из материала В ($z < -d/2$ и $z > +d/2$), как показано на рисунке 1. Здесь d – толщина слоя А, параллельного плоскости x - y . В остальном геометрия задачи и основное состояние в каждой среде полностью идентичны рассмотренным в разделе 3.1.

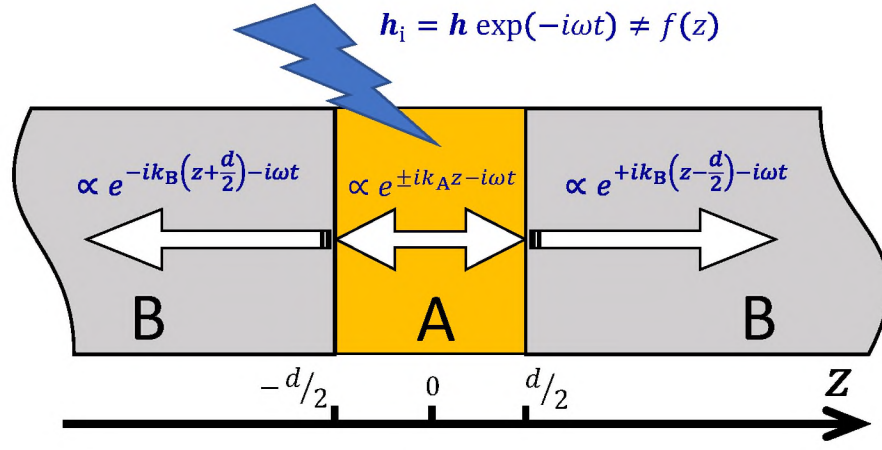


Рисунок 3.2. Геометрия задачи. Система, состоящая из магнитного слоя А между полубесконечными средами В облучается однородным в/ч полем \vec{h}_i , в результате чего СВ эмитируются из слоя А в В.

Используя развитый там подход, вычислим амплитуды СВ, эмитируемые слоем А в полубесконечные среды В. Запишем граничные условия (3.19) для левого и правого интерфейса:

$$\begin{aligned} \left. \left(\frac{\mu_A}{M_A} - \frac{\mu_{B-}}{M_B} \right) \right|_{z=-\frac{d}{2}} &= \left(\frac{\chi_B}{M_B} - \frac{\chi_A}{M_A} \right) h, & \left. \left(\frac{A_A}{M_A} \frac{\partial \mu_A}{\partial z} - \frac{A_B}{M_B} \frac{\partial \mu_{B-}}{\partial z} \right) \right|_{z=-\frac{d}{2}} &= 0 \\ \left. \left(\frac{\mu_A}{M_A} - \frac{\mu_{B+}}{M_B} \right) \right|_{z=\frac{d}{2}} &= \left(\frac{\chi_B}{M_B} - \frac{\chi_A}{M_A} \right) h, & \left. \left(\frac{A_A}{M_A} \frac{\partial \mu_A}{\partial z} - \frac{A_B}{M_B} \frac{\partial \mu_{B+}}{\partial z} \right) \right|_{z=\frac{d}{2}} &= 0 \end{aligned} \quad (3.26)$$

где $\mu_{B\pm}$ - общее решение уравнения (3.12) в среде В слева (-) и справа (+) от слоя А, μ_A - соответствующее решение в слое А. Представим их в виде плоских волн:

$$\mu_{B\pm} = C_{B\pm} e^{\pm i k_B (z \mp \frac{d}{2})}, \quad \mu_A = C_{A,R} e^{i k_A z} + C_{A,L} e^{-i k_A z}, \quad (3.27)$$

и получим алгебраическую систему:

$$\begin{aligned} \frac{C_{A,R}}{M_A} \exp\left(-i \frac{k_A d}{2}\right) + \frac{C_{A,L}}{M_A} \exp\left(i \frac{k_A d}{2}\right) - \frac{C_{B,L}}{M_B} \exp\left(i \frac{k_B d}{2}\right) &= -\left(\frac{\chi_A}{M_A} - \frac{\chi_B}{M_B}\right) h, \\ \frac{C_{A,R}}{M_A} k_A A_A \exp\left(-i \frac{k_A d}{2}\right) - \frac{C_{A,L}}{M_A} k_A A_A \exp\left(i \frac{k_A d}{2}\right) + \frac{C_{B,L}}{M_B} k_B A_B \exp\left(i \frac{k_B d}{2}\right) &= 0 \\ \frac{C_{A,R}}{M_A} \exp\left(i \frac{k_A d}{2}\right) + \frac{C_{A,L}}{M_A} \exp\left(-i \frac{k_A d}{2}\right) - \frac{C_{B,R}}{M_B} \exp\left(i \frac{k_B d}{2}\right) &= -\left(\frac{\chi_A}{M_A} - \frac{\chi_B}{M_B}\right) h, \end{aligned} \quad (3.28)$$

$$\frac{C_{A,R}}{M_A} k_A A_A \exp\left(i \frac{k_A d}{2}\right) - \frac{C_{A,L}}{M_A} k_A A_A \exp\left(-i \frac{k_A d}{2}\right) - \frac{C_{B,R}}{M_B} k_B A_B \exp\left(i \frac{k_B d}{2}\right) = 0$$

где $C_{A,L}(C_{B,L})$ и $C_{A,R}(C_{B,R})$ – комплексные амплитуды СВ, распространяющихся в материалах А (В) влево и вправо соответственно.

Решение (3.28) имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{C_{A,R}}{M_A} &= \frac{C_{A,L}}{M_A} = -\frac{1}{2} \frac{k_B A_B}{k_B A_B \cos\left(\frac{k_A d}{2}\right) - i k_A A_A \sin\left(\frac{k_A d}{2}\right)} \left(\frac{\chi_A}{M_A} - \frac{\chi_B}{M_B}\right) h, \\ \frac{C_{B,L}}{M_B} &= \frac{C_{B,R}}{M_B} = \frac{k_A A_A \sin\left(\frac{k_A d}{2}\right) \exp\left(-i \frac{k_B d}{2}\right)}{k_A A_A \sin\left(\frac{k_A d}{2}\right) + i k_B A_B \cos\left(\frac{k_A d}{2}\right)} \left(\frac{\chi_A}{M_A} - \frac{\chi_B}{M_B}\right) h \end{aligned} \quad (3.29)$$

С учетом (3.20) и (3.27) получаем

$$\frac{\mu_A}{M_A} = \frac{C_A h}{M_A} \cos(k_A z), \quad \frac{\mu_B}{M_B} = \frac{C_B h}{M_B} \exp\left(\pm i k_B \left(z \mp \frac{d}{2}\right)\right) \quad (3.30)$$

где

$$\begin{aligned} C_A &= \frac{1}{2} \frac{M_A}{\cos\left(\frac{k_A d}{2}\right) - i \frac{k_A A_A}{k_B A_B} \sin\left(\frac{k_A d}{2}\right)} \left(\frac{M_A}{A_A k_A^2} - \frac{M_B}{A_B k_B^2}\right), \\ C_B &= \frac{1}{2} \frac{M_B}{1 + i \frac{k_B A_B}{k_A A_A} \operatorname{ctg}\left(\frac{k_A d}{2}\right)} \left(\frac{M_B}{A_B k_B^2} - \frac{M_A}{A_A k_A^2}\right) \end{aligned} \quad (3.31)$$

Для лучшего аналитического понимания, вначале рассмотрим случай нулевой диссипации в системе. Кроме того, поскольку нас интересует случай распространения СВ, излучаемых в среду В, полезно выразить k_A через $k_B > 0$, используя (3.20), т.е.

$$k_A = \sqrt{\frac{M_A}{2\gamma_{AA}} \left(\omega_{0,B} - \omega_{0,A} + \frac{2\gamma_{BA}}{M_B} k_B^2\right)} \quad (3.32)$$

В зависимости от соотношения между частотами ФМР $\omega_{0,B}$ и $\omega_{0,A}$ возможны два случая. Если $\omega_{0,B} > \omega_{0,A}$, то k_A вещественно при любых частотах. Это соответствует двум распространяющимся навстречу друг другу и излучаемым в среду А двумя интерфейсами. Обе волны многократно рассеиваются и интерферируют в слое А, что приводит к появлению в выражениях (3.29) фактора, содержащего тригонометрическую функцию $\frac{k_A d}{2}$.

Если же $\omega_{0,B} < \omega_{0,A}$, то k_A вещественно для $k_B > \sqrt{\frac{M_B}{2A_B\gamma_B} (\omega_{0,A} - \omega_{0,B})}$, т.е.

для $\omega > \omega_{0,A}$, но мнимо в остальных случаях, т.е. $k_A = ik_A$, где k_A вещественно.

Наличие фактора $ctg\left(\frac{k_A d}{2}\right)$ в знаменателе (3.29) для C_B приводит к «биениям» C_B при изменении k_A , а следовательно, и частоты в/ч поля. C_B обращается в нуль на полюсах $ctg\left(\frac{k_A d}{2}\right)$, т.е. когда $k_A = \frac{2\pi n}{d}$, где n – целое число. Кроме того, максимум C_B соответствует $ctg\left(\frac{k_A d}{2}\right) = 0$, т.е. при $k_A = \frac{\pi}{d} + \frac{2\pi n}{d}$. Амплитуда СВ C_A не равна нулю ни при каких вышеуказанных значениях k_A . Эффективность эмиссии определяется значением суммарного волнового поля в слое А $\mu_A = C_A h \cos(k_A z)$. Легко проверить, что для $k_A = \frac{2\pi n}{d}$, $\cos\left(\pm \frac{k_A d}{2}\right) = -1$, $\sin\left(\pm \frac{k_A d}{2}\right) = 0$, и, таким образом, $C_B = 0$, тогда как для $k_A = \frac{\pi}{d} + \frac{2\pi n}{d}$, $\cos\left(\pm \frac{k_A d}{2}\right) = 0$, и $C_B = M_B \left(\frac{\chi_A}{M_A} - \frac{\chi_B}{M_B}\right)$.

Отметим, что как максимумы, так и нули амплитуды излучения СВ из А соответствуют условию нулевого отражения СВ, падающих на А из среды В. Действительно, после стандартного расчета коэффициент отражения R может быть записан в принятых обозначениях как

$$R = \frac{\frac{i}{2} \left(\frac{k_{AA} k_{AB}}{k_{BA} k_{AA}} \right) \sin(k_A d)}{\cos(k_A d) - \frac{i}{2} \left(\frac{k_{AA} k_{AB}}{k_{BA} k_{AA}} \right) \sin(k_A d)} \quad (3.33)$$

Отражение отсутствует, когда $k_A = \frac{\pi n}{d}$, т.е. как при $k_A = \frac{2\pi n}{d}$ так и при $k_A = \frac{\pi}{d} + \frac{2\pi n}{d}$, т.е. при нулевой эмиссии и ее пиках соответственно. Это согласуется с выводами работы [96], где также нули и максимумы эмиссии СВ из пещль-теллеровского профиля анизотропии соответствовали отсутствию отражения. По-видимому - такая связь между эмиссией СВ и рассеивающими свойствами магнитной неоднородности является достаточно общей.

Из приведенного выше анализа следует, что на процесс излучения СВ в основном влияет разность частот ФМР двух сред и толщина слоя А. Следовательно, для простоты можно предположить, что гиромангнитное отношение, обменная константа и намагниченность в материалах А и В имеют

одинаковые значения γ , A and M , соответственно. Кроме того, введем обменную длину $\sigma = \sqrt{\frac{2A}{M^2}}$ и безразмерную толщину слоя $A \delta = d/\sigma$. Тогда выражения (3.31) примут вид:

$$C_A = \frac{\frac{1}{k_A^2 \sigma^2} \frac{1}{k_B^2 \sigma^2}}{\cos\left(\frac{k_A \sigma \delta}{2}\right) - i \frac{k_A}{k_B} \sin\left(\frac{k_A \sigma \delta}{2}\right)}, \quad C_B = \frac{\frac{1}{k_B^2 \sigma^2} \frac{1}{k_A^2 \sigma^2}}{1 + i \frac{k_B}{k_A} \cot\left(\frac{k_A \sigma \delta}{2}\right)} \quad (3.34)$$

где $k_{A(B)}$ есть функция $k = \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{\omega}{\gamma M}} > k_{B,0}$:

$$k_A = \sqrt{k^2(1 + i\alpha_A) - k_{A,0}^2}, \quad k_B = \sqrt{k^2(1 + i\alpha_B) - k_{B,0}^2} \quad (3.35)$$

где $k_{A,0}^2 = \frac{1}{\sigma^2} \frac{\omega_{0,A}}{\gamma M}$ и $k_{B,0}^2 = \frac{1}{\sigma^2} \frac{\omega_{0,B}}{\gamma M}$.

В дальнейшем будем полагать $\sigma = 1$, используя как единицу длины обменную длину. Тогда для реальных магнитных материалов безразмерные параметры и переменные в уравнениях (3.34)-(3.35) имеют значения в следующих диапазонах: $k_{A(B),0} \in (0, 1)$, $k \in (0, 3)$, $\delta \in (0.5, 10)$ и $\alpha_{A(B)} \in (0.001, 0.05)$.

Сравним эффективность эмиссии СВ рассматриваемой системы с эффективностью излучения для изолированного магнитного интерфейса, рассмотренного в разделе 3.1. В предположении абсолютно жесткой обменной связи и используя введенные выше обозначения комплексные амплитуды СВ $C_{B,1}$, эмитируемые в среду В, представим в виде:

$$C_{B,1} = \left(\frac{1}{k_B^2} - \frac{1}{k_A^2}\right) / \left(1 + \frac{k_B}{k_A}\right) \quad (3.36)$$

На рисунке 3.3 показана зависимость $C_{B,1}$ от k . Как и ожидалось, эта зависимость характеризуется быстрым убыванием $C_{B,1}$ при больших k . При $\omega_{0,B} < \omega_{0,A}$ эффективность эмиссии увеличивается для k вблизи частоты ФМР слоя А $k_{A,0}$. Заметим также, что увеличение коэффициента затухания в А приводит к более медленному убыванию $C_{B,1}$ при больших значениях k .

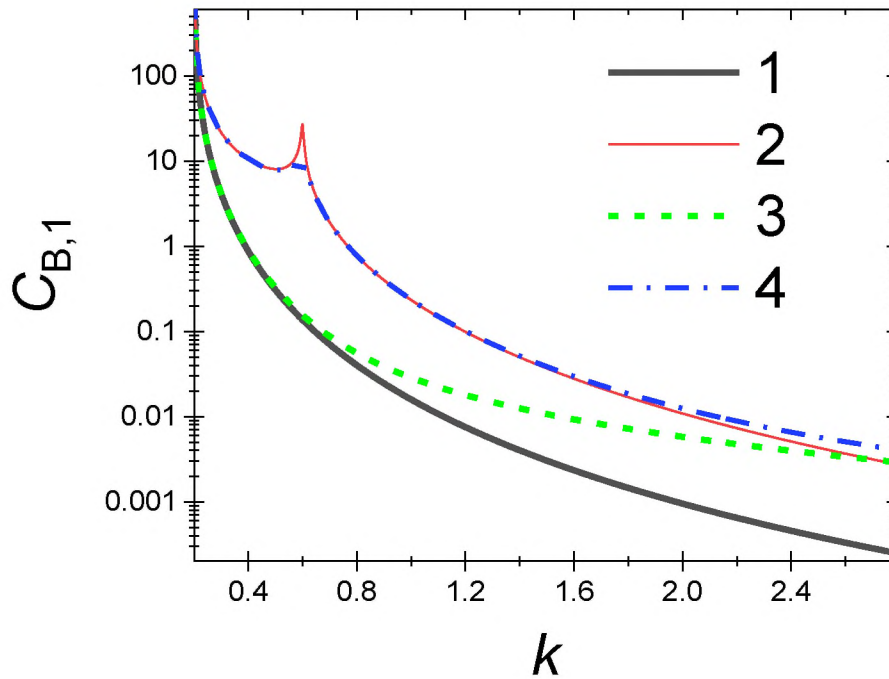


Рисунок 3.3. Зависимость амплитуды генерируемой СВ от k $C_{B,1}$ изолированным интерфейсом А/В в среду В для 1. $k_{A,0} = 0.1$, $\alpha_A = \alpha_B = 0.01$; 2. $k_{A,0} = 0.6$, $\alpha_A = \alpha_B = 0.01$; 3. $k_{A,0} = 0.1$, $\alpha_A = 0.05$, $\alpha_B = 0.005$; 4. $k_{A,0} = 0.6$, $\alpha_A = 0.05$, $\alpha_B = 0.005$. В каждом случае $k_{B,0} = 0.2$

Для анализа эффективности эмиссии СВ слоем А по сравнению с изолированным интерфейсом, на рисунке 3.4 показана зависимость отношения $C_B/C_{B,1}(k)$ для различных толщин слоя А. Верхняя панель, соответствующая случаю $\omega_{0,B} > \omega_{0,A}$, показывает периодические биения, период которых уменьшается с увеличением толщины слоя А. Это связано с изменением фазы суммарного волнового поля в слое А на границах раздела, как обсуждалось ранее. Напротив, на нижней панели на рисунке 3.4, соответствующей $\omega_{0,B} < \omega_{0,A}$, видны биения только для $k > k_{0,A} = 0.6$. При меньших значениях k , обе СВ из слоя А не распространяются, а экспоненциально затухают. Следует помнить, что СВ, излучаемые в противоположных направлениях от изолированного интерфейса, имеют противоположные фазы и экспоненциальное затухание (туннелирование) не приводит к изменению фазы. Используя это можно ожидать, что эмитируемые

двумя интерфейсами волны в одном направлении в среде В интерферируют деструктивно. Это можно увидеть на нижней панели рисунка 3.4 как резкий провал $C_B/C_{B,1}$ при значениях k чуть меньших $k_{0,A}$ для $\delta = 10$, и как подавление излучения СВ при малых k для малых толщин слоя А ($\delta = 0.5$ или 1). Для $\delta = 10$ можно увидеть что, при k значительно меньших $k_{0,A}$, это убывание очень быстрое, так что отношение $C_B/C_{B,1}$ порядка единицы, т.е. – амплитуды СВ, эмитируемых изолированным интерфейсом и слоем практически одинаковы.

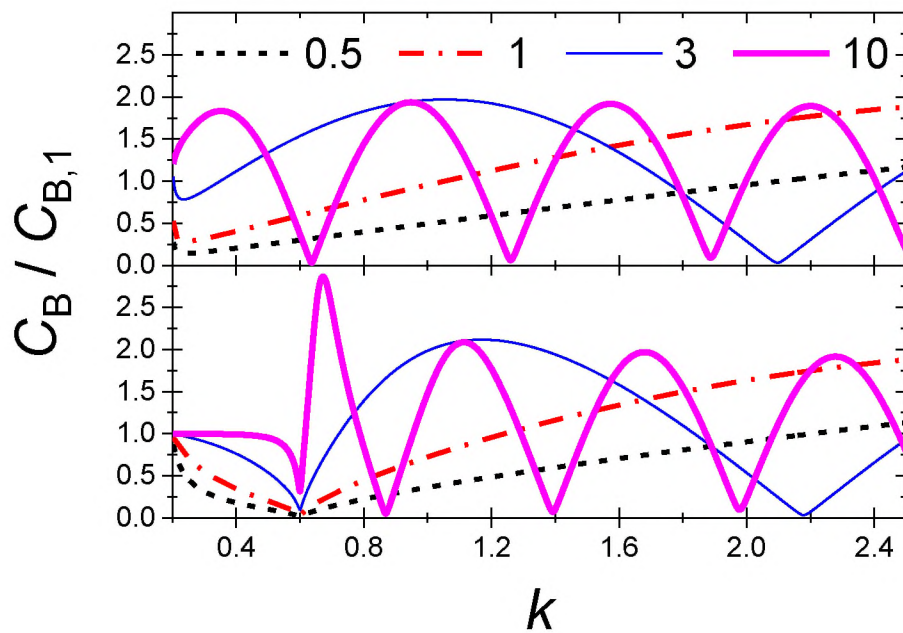


Рисунок 3.4. Зависимость отношения амплитуд $C_B/C_{B,1}$ эмитируемой СВ от k для слоя (C_B) и изолированного интерфейса А/В ($C_{B,1}$) показана для значений $\delta = 0.5, 1, 3, 10$ – безразмерных толщин слоя А. Верхняя и нижняя панели соответствуют $k_{A,0} = 0.1$ и $k_{A,0} = 0.6$. Для обоих случаев $k_{B,0} = 0.2$, $\alpha_A = \alpha_B = 0.01$

На рисунке 3.5 исследовано влияние константы затухания в слое А на эффективность эмиссии СВ. Очевидно, эффект довольно мал – наблюдается лишь незначительное подавление пиков и нулей амплитуд излучения при больших значениях k . При еще больших значениях k (не показано) отношение

$C_B/C_{B,1}$ медленно приближается к единице, т.е. слой А ведет себя все больше как изолированный интерфейс.

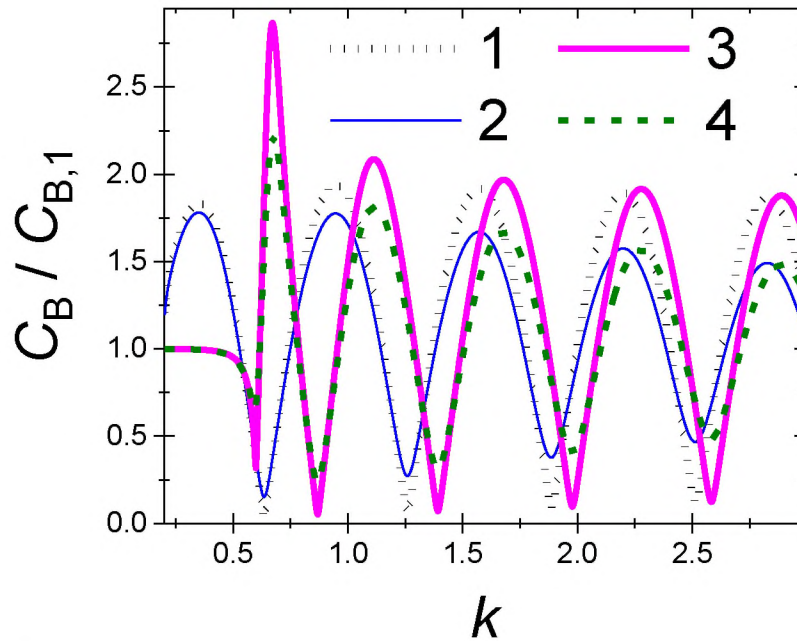


Рисунок 3.5. Зависимость от k отношения амплитуд эмитируемых СВ $C_B/C_{B,1}$ для слоя А (C_B) и изолированного интерфейса А/В ($C_{B,1}$) показана для 1. $k_{A,0} = 0.1$, $\alpha_A = 0.01$; 2. $k_{A,0} = 0.1$, $\alpha_A = 0.05$; 3. $k_{A,0} = 0.6$, $\alpha_A = 0.01$; 4. $k_{A,0} = 0.6$, $\alpha_A = 0.05$. Во всех случаях, $\delta = 10$, $k_{B,0} = 0.2$, $\alpha_B = 0.01$.

В случае частоты в/ч поля, большей, чем частота ФМР слоя, эффективность излучения им СВ определяется характером суммарного поля СВ вблизи границ слоя с внешней средой. Эффективность имеет периодическую зависимость от $k = \sqrt{\frac{\omega}{\gamma M}}$, характеризующуюся наличием как минимумов (которые становятся равными нулю в бездиссипативном пределе), так и максимумов. В последнем случае слой может быть более чем вдвое более эффективным источником СВ, чем изолированный магнитный интерфейс. При значениях частоты в/ч поля, меньших частоты ФМР слоя, эффективность эмиссии спиновых волн ограничена значением, которое наблюдается для изолированной магнитной границы. В целом полученные результаты подтверждают разность динамических магнитных восприимчивостей как

основного физического механизма шлемановского излучения СВ. В то же время близость частоты в/ч поля к частоте ФМР в любом материале способствует излучению СВ за счет повышения разности восприимчивостей при ее селективном увеличении для резонирующего материала. Наконец, полученные результаты показывают сложную связь между свойствами рассеяния СВ и шлемановской эмиссией СВ магнитными неоднородностями.

3.3. Резонансное усиление затухания в свободном слое спинового клапана

В настоящем разделе исследуется динамический отклик свободного (СС) и закрепленного (ЗС) слоев в магнитном спиновом клапане (МСК). Сравнение с измерениями, выполненными на изолированных образцах СС и ЗС, как ожидается, позволит выявить влияние межслойной обменной связи.

Эксперимент. На рисунке 3.6 показаны петли гистерезиса, полученные на 6 мкм дисках для каждого слоя. В петле МСК преобладает большой, обменно смещенный цикл ЗС, что подтверждается петлей, полученной с эталонного диска ЗС. Частотная зависимость отклика МСК от приложенного магнитного поля при увеличении поля показана на рисунке 3.7 (а). Минимумы частотной зависимости хорошо коррелируют с обратными пиками производной петли гистерезиса МТК на рисунке 3.7 (с). Например, скачок частоты от 5,9 до 10,4 ГГц между 305 и 410 Э совпадает с пиком для ЗС на рисунке 3.7 (с). Вблизи поля переключения ЗС частота СС удаляется на 1,2 ГГц от частоты СС. Это показывает зависимость отклика СС от магнитного состояния ЗС при переключении.

На рисунке 3.7 (d) показана зависимость частоты от приложенного поля при его уменьшении. Магнитное состояние ЗС незначительно влияет или не влияет на динамику СС, особенно в диапазоне полей от 410 до 305 Э, которое наблюдалось при увеличении развертки по полю.

На рисунках 3.7 (b) и (e), показана частота и ширина линии для СС и ЗС в МСК диске и опорного диска СС. Ширина линии опорного СС немного ниже,

чем у МСК диска. Для обеих полевых разверток ширина линии СС в МСК диске усиливается вблизи поля переключения СС и ЗС, особенно в поле переключения ЗС. Наличие ЗС в МСК оказывает заметное влияние на ширину линии и скорость релаксации СС.

Для диска МСК рисунки 3.7 (b) и 3.7 (e) показывают, что ЗС имеет значительно большую ширину линии, чем СС. Подразумевается, что это связано с сильным обменным полем смещения, действующим на ЗС. Однако в поле переключения ЗС ширина линии СС и ЗС может стать одинаковой, например, 2 ГГц при 400 Э на рисунке 3.7 (b). Моделирование в приближении макроспина и учет затухания, показывают, что ширины линий СС и ЗС становятся сравнимыми вблизи поля переключения ЗС.

Таблица 1. Параметры ТРК, СС и ЗС (толщина в ангстремах).

Слой	Нижний слой	АФМ	ЗС	Барьер	СС	Верхний слой
Клапан	Ta (50)	PtMn (250)	Co ₈₀ Fe ₂₀ (80)	Al (7)+ окисление	Co ₈₀ Fe ₂₀ (10)/Ni ₈₈ Fe ₁₂ (27)	Ta (100)
ЗС	Ta (50)	PtMn (250)	Co ₈₀ Fe ₂₀ (80)	Al (7)+ окисление		Ta (100)
СС	Ta (50)			Al (10)+ окисление	Co ₈₀ Fe ₂₀ (10)/Ni ₈₈ Fe ₁₂ (27)	Ta (100)

Таблица 2. Намагниченность насыщения M , константа анизотропии K , обменное или смещающее поле H_{eb} и константа связи A_{12} для СС и ЗС, полученные из измерений магнитометрии на эталонных пленках.

Слой	M_{CC}	M_{ZC}	K_{CC}	K_{ZC}	$H_{cm CC}$	$H_{cm ZC}$	A_{12} (10^{-3} эрг/см ²)
	(emu/см ³)		($\times 10^{-3}$ эрг/см ³)		(Эрстед)		
Клапан	930	1700	4,05	156	32,3	241	-7,48
ЗС		1630		114		245	
СС	930		5,12		0		

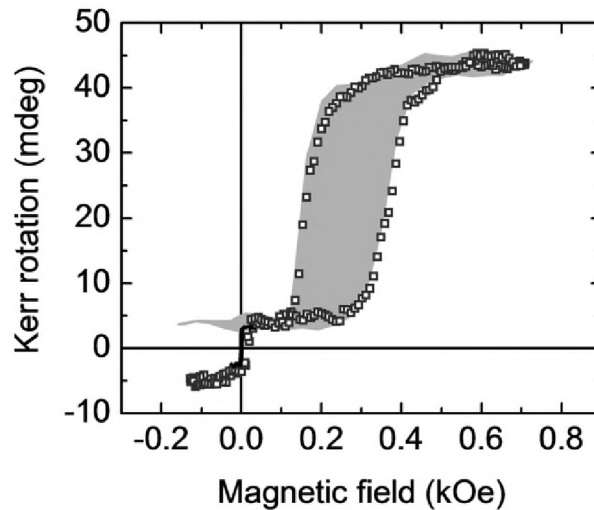


Рисунок 3.6. Петли гистерезиса, соответствующие компоненте намагниченности, параллельной магнитному полю, приложенному вдоль легкой оси 5С и 3С соответственно. Циклы, полученные для каждого 6 мкм диска, показаны для МСК (темно-серые открытые квадратные символы), а также для дисков 3С (серый оттенок) и 5С (черная линия)

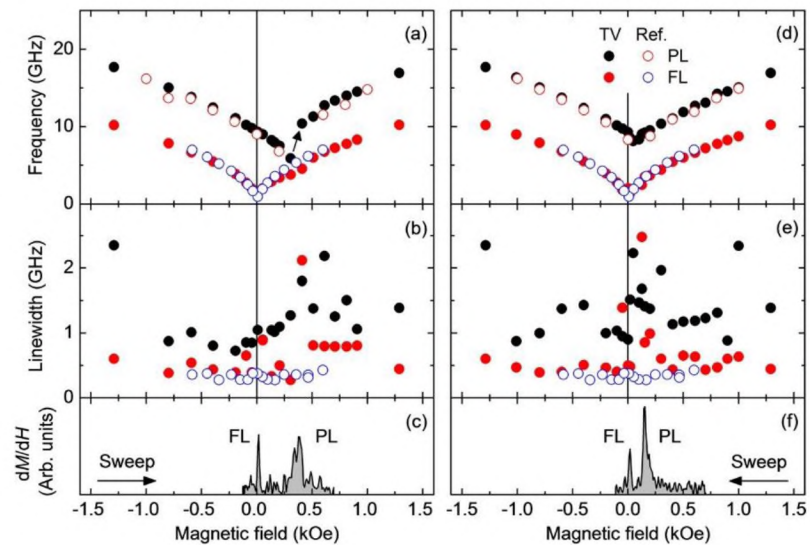


Рисунок 3.7. Зависимость частоты прецессии (a) и ширины линии (b) от приложенного магнитного поля показана для МТК (черные и красные сплошные точки), 3С (красные пустые точки) и 5С (синие пустые точки). В (c) изображена производная от соответствующей развертки петли гистерезиса, полученной для 6 мкм диска МСК. В (d), (e) и (f) показаны те же данные для уменьшенной развертки поля после антипараллельного насыщения.

Измерения показали, что амплитуда прецессии 5С значительно

уменьшена в МСК, а скорость релаксации - увеличена. На полях переключения СС и ЗС ширина линии ЗС значительно увеличена. Это можно интерпретировать как результат формирования коллективных прецессионных режимов СС и ЗС вблизи поля переключения ЗС, поскольку его частота прецессии приближалась к частоте прецессии ЗС.

Теория. Построим теоретическую модель обменно взаимодействующих между собой магнитных компонент спинового клапана. В рамках этой модели представим его как систему, состоящую из двух обменно связанных тонких слоев, считая, что вдоль толщины каждого слоя намагниченность однородна. Найдем собственные частоты связанных колебаний системы и параметры затухания (ширину линии однородного ФМР).

Геометрию задачи выберем так, чтобы нормаль к плоскости слоев была направлена вдоль оси oz , Будем считать, что в каждом из них имеются одноосная и однонаправленная анизотропии с осью ox . Постоянное внешнее поле будем прикладывать вдоль оси ox .

Динамика намагниченности в каждом слое описывается уравнением Ландау-Лифшица, которое с учетом затухания имеет вид:

$$\dot{\vec{M}}_k - \gamma_k [\vec{M}_k \times \vec{\nabla}_{\vec{M}_k} W] + \frac{\alpha_k}{|\vec{M}_k|} [\dot{\vec{M}}_k \times \vec{M}_k] = 0. \quad (3.37)$$

Здесь \vec{M}_k – намагниченности слоев ($k = \overline{P, F}$, P – закрепленный слой (ЗС), F – свободный (СС)), γ_k – гиромагнитное отношение, α_k – параметры затухания Гильберта каждого слоя, $\vec{\nabla}_{\vec{M}_k} = \frac{\partial}{\partial \vec{M}_k}$ – оператор «набла» по компонентам намагниченности, W – объемная плотность энергии, которую с учетом межслойного обмена в выбранной системе координат можно представить в виде:

$$W(z) = \sum \Pi_k(z) \cdot W_k + \delta(z - d_P) \cdot U_e, \quad (3.38)$$

где $\Pi_P(z) = \begin{cases} 1, z \in [0, d_P] \\ 0, z \notin [0, d_P] \end{cases}$, $\Pi_F(z) = \begin{cases} 1, z \in [d_P, d_P + d_F] \\ 0, z \notin [d_P, d_P + d_F] \end{cases}$ – ступенчатые функции, а $W_k(\vec{M}_k)$ – объемные плотности энергии в каждом слое, d_k – соответствующие толщины слоев. Поверхностная плотность энергии

$$U = \int W(z) dz = \sum d_k \cdot W_k + U_e. \quad (3.39)$$

Проинтегрировав УЛЛ по каждому слою с учетом свойств дельта-функции получим, разделив на d_k уравнения движения магнитного момента при наличии обменной связи между слоями ($\vec{\nabla}_{\vec{M}_k} \vec{M}_{\bar{k}} = 0, \bar{k} - \text{слой, смежный с } k$):

$$\dot{\vec{M}}_k - \frac{\gamma_k}{d_k} [\vec{M}_k \times \vec{\nabla}_{\vec{M}_k} U] + \frac{\alpha_k}{|\vec{M}_k|} [\dot{\vec{M}}_k \times \vec{M}_k] = 0. \quad (3.40)$$

Из этих уравнений можно получить выражения для частот собственных колебаний и полуширины резонансной кривой. Воспользуемся сферической системой координат ($\vec{n}_k = \frac{\vec{M}_k}{M_{0k}}, M_{0k} = |\vec{M}_k|$), в которой последнее уравнение принимает вид:

$$\left[\vec{n}_k \times \left(\frac{\gamma_k}{d_k M_{0k}} \vec{\nabla}_{\vec{n}_k} U + \alpha_k \dot{\vec{n}}_k \right) \right] - \dot{\vec{n}}_k = 0. \quad (3.41)$$

В проекциях на орты \vec{e}_θ и \vec{e}_φ с учетом того, что

$$\vec{n}_k = (1, 0, 0), \dot{\vec{n}}_k = (0, \dot{\theta}_k, \sin \theta_k \dot{\varphi}_k), \vec{\nabla}_{\vec{n}_k} = \left(0, \frac{\partial}{\partial \theta_k}, \frac{1}{\sin \theta_k} \frac{\partial}{\partial \varphi_k} \right),$$

получаем:

$$\frac{\gamma_k}{d_k M_{0k}} \frac{U'_{\varphi_k}}{\sin \theta_k} + \alpha_k \sin \theta_k \dot{\varphi}_k + \dot{\theta}_k = 0, \quad (3.42)$$

$$\frac{\gamma_k}{d_k M_{0k}} U'_{\theta_k} + \alpha_k \dot{\theta}_k - \sin \theta_k \dot{\varphi}_k = 0.$$

Для нахождения спектра и ширины линии достаточно рассмотреть свободные затухающие колебания, соответственно чему полагаем все динамические переменные периодическими функциями, пропорциональными $e^{-2\pi i f t}$, где f – частота собственных колебаний. Равновесные состояния определяются из условий

$$(U'_{\varphi_k})_0 = (U'_{\theta_k})_0 = 0, \quad (3.43)$$

которые дают соответствующие равновесные углы $\varphi_{0k}, \theta_{0k}$.

Разложим первые производные вблизи этих значений по малым отклонениям $\Delta\varphi_k, \Delta\theta_k$ и подставляя это разложение в УЛЛ, получим относительно них алгебраическую систему:

$$\begin{pmatrix} \hat{Q}_{\varphi\varphi} & \hat{Q}_{\varphi\theta} \\ \hat{Q}_{\theta\varphi} & \hat{Q}_{\theta\theta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta\vec{\varphi} \\ \Delta\vec{\theta} \end{pmatrix} = 0, \quad (3.44)$$

где

$$\hat{Q}_{\varphi\varphi} = \begin{pmatrix} \left(\frac{\gamma_P}{2\pi d_P M_{0P}} U''_{\varphi_P\varphi_P} - if\alpha_P \sin\theta_P \right) & \frac{\gamma_P}{2\pi d_P M_{0P}} U''_{\varphi_P\varphi_F} \\ \frac{\gamma_F}{2\pi d_F M_{0F}} U''_{\varphi_F\varphi_P} & \left(\frac{\gamma_F}{2\pi d_F M_{0F}} U''_{\varphi_F\varphi_F} - if\alpha_F \sin\theta_F \right) \end{pmatrix},$$

$$\hat{Q}_{\varphi\theta} = \begin{pmatrix} \left(\frac{\gamma_P}{2\pi d_P M_{0P}} U''_{\varphi_P\theta_P} - if \right) & \frac{\gamma_P}{2\pi d_P M_{0P}} U''_{\varphi_P\theta_F} \\ \frac{\gamma_F}{2\pi d_F M_{0F}} U''_{\varphi_F\theta_P} & \left(\frac{\gamma_F}{2\pi d_F M_{0F}} U''_{\varphi_F\theta_F} - if \right) \end{pmatrix},$$

$$\hat{Q}_{\theta\varphi} = \begin{pmatrix} \left(\frac{\gamma_P}{2\pi d_P M_{0P}} U''_{\theta_P\varphi_P} + if \sin\theta_P \right) & \frac{\gamma_P}{2\pi d_P M_{0P}} U''_{\theta_P\varphi_F} \\ \frac{\gamma_F}{2\pi d_F M_{0F}} U''_{\theta_F\varphi_P} & \left(\frac{\gamma_F}{2\pi d_F M_{0F}} U''_{\theta_F\varphi_F} + if \sin\theta_F \right) \end{pmatrix},$$

$$\hat{Q}_{\theta\theta} = \begin{pmatrix} \left(\frac{\gamma_P}{2\pi d_P M_{0P}} U''_{\theta_P\theta_P} - if\alpha_P \right) & \frac{\gamma_P}{2\pi d_P M_{0P}} U''_{\theta_P\theta_F} \\ \frac{\gamma_F}{2\pi d_F M_{0F}} U''_{\theta_F\theta_P} & \left(\frac{\gamma_F}{2\pi d_F M_{0F}} U''_{\theta_F\theta_F} - if\alpha_F \right) \end{pmatrix},$$

$$\Delta\vec{\varphi} = \begin{pmatrix} \Delta\varphi_P \\ \Delta\varphi_F \end{pmatrix}, \quad \Delta\vec{\theta} = \begin{pmatrix} \Delta\theta_P \\ \Delta\theta_F \end{pmatrix},$$

где все вторые производные берутся в положении равновесия. Определитель этой системы можно представить в виде:

$$\Delta = a(f) - if \cdot b(f, \alpha). \quad (3.45)$$

Условие резонанса - равенство нулю вещественной части (3.45):

$$a(f_r) = 0, \quad (3.46)$$

откуда следуют выражения для собственных частот колебаний.

Так как параметры затухания Гильберта каждого слоя предполагаются малыми $\alpha \ll 1$, то для ширины линии справедливо аналогичное соотношение $\Delta f \ll f_r$ и можно считать, что $b(f, \alpha)$ на интервале $\left[f_r - \frac{\Delta f}{2}, f_r + \frac{\Delta f}{2} \right]$ постоянно и равно своему значению при $f = f_r$. Кроме того, в выражении для $b(f, \alpha)$ можно опустить все нелинейные по α слагаемые и представить его в виде:

$$b(f, \alpha) = \alpha_F b_F(f) + \alpha_P b_P(f). \quad (3.47)$$

Тогда для определения ширины линии отсюда следует уравнение

$$a\left(f_r + \frac{\Delta f}{2}\right) = f_r \cdot b(f_r, \alpha). \quad (3.48)$$

В системе из двух осцилляторов имеется две ветви колебаний с соответствующими резонансными частотами, поэтому справедливо представление:

$$a(f) = (f^2 - F_P^2)(f^2 - F_F^2) = (f^2 - F_+^2)(f^2 - F_-^2). \quad (3.49)$$

Для ветви, соответствующей ЗС полагаем

$$f = F_P + \frac{\Delta f_P}{2} \rightarrow a\left(F_P + \frac{\Delta f_P}{2}\right) \approx F_P(F_P^2 - F_F^2)\Delta f_P, \quad (3.50)$$

а для СС:

$$f = F_F + \frac{\Delta f_F}{2} \rightarrow a\left(F_F + \frac{\Delta f_F}{2}\right) \approx F_F\Delta f_F. \quad (3.51)$$

Таким образом, для ширины линии каждой ветви находим окончательно

$$\Delta f_P = \left| \frac{b(F_P, \alpha)}{F_P^2 - F_F^2} \right|, \quad \Delta f_F = \left| \frac{b(F_F, \alpha)}{F_P^2 - F_F^2} \right|. \quad (3.52)$$

Система для динамических переменных (3.44) для этого случая имеет вид:

$$\begin{pmatrix} f_{\perp P} - if\alpha_P & -\sigma f_{eP} & -if & 0 \\ -\sigma f_{eF} & f_{\perp F} - if\alpha_F & 0 & -if \\ if & 0 & f_{\parallel P} - if\alpha_P & -f_{eP} \\ 0 & if & -f_{eF} & f_{\parallel F} - if\alpha_F \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta\varphi_P \\ \Delta\varphi_F \\ \Delta\theta_P \\ \Delta\theta_F \end{pmatrix} = 0, \quad (3.53)$$

где $f_{\perp/\parallel k} = \tilde{\gamma}_k H_{\perp/\parallel k}$.

$\tilde{\gamma}_k = g_k \frac{\gamma_0}{4\pi} = g_k \cdot 2.8 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{э.с.}}$, g_k – фактор Ланде (≈ 2), $\sigma = \cos(\varphi_{F0} - \varphi_{P0})$.

Вычисляя определитель, из условия $a(f_r) = 0$, находим резонансные частоты:

$$F_{\pm} = \frac{1}{2} \sqrt{f_{\perp P} f_{\parallel P} + f_{\perp F} f_{\parallel F} + 2\sigma f_{eP} f_{eF} \pm \Delta}, \quad (3.54)$$

и ширину линии для каждого слоя:

$$\Delta f_k = \frac{1}{\Delta} (\alpha_F \psi_F + \alpha_P \psi_P), \quad (3.55)$$

где

$$b_F = (f_{\perp F} + f_{\parallel F})(f_{\perp P} f_{\parallel P} - F_P^2) - f_{eF} f_{eP} (f_{\perp P} + \sigma^2 f_{\parallel P}),$$

$$b_P = (f_{\perp P} + f_{\parallel P})(f_{\perp F} f_{\parallel F} - F_F^2) - f_{eF} f_{eP} (f_{\perp F} + \sigma^2 f_{\parallel F}),$$

$$\Delta = \sqrt{(f_{\perp P} f_{\parallel P} - f_{\perp F} f_{\parallel F})^2 + 4f_{eP} f_{eF} (f_{\perp P} + \sigma f_{\parallel F})(f_{\perp F} + \sigma f_{\parallel P})}.$$

Идентифицируем каждую из мод таким образом, чтобы в безобменном

приближении получить соответствующую невозмущенную моду:

$$F_P = \begin{cases} F_+, & f_{\perp P} f_{\parallel P} > f_{\perp F} f_{\parallel F} \\ F_-, & f_{\perp P} f_{\parallel P} < f_{\perp F} f_{\parallel F} \end{cases}, \quad F_F = \begin{cases} F_-, & f_{\perp P} f_{\parallel P} > f_{\perp F} f_{\parallel F} \\ F_+, & f_{\perp P} f_{\parallel P} < f_{\perp F} f_{\parallel F} \end{cases}. \quad (3.56)$$

Для исследования устойчивости равновесных состояний положим формально $f = 0$. Тогда матрица в (3.53) примет вид:

$$\begin{pmatrix} H_{\perp P} & -\sigma H_{eP} & 0 & 0 \\ -\sigma H_{eF} & H_{\perp F} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & H_{\parallel P} & -H_{eP} \\ 0 & 0 & -H_{eF} & H_{\parallel F} \end{pmatrix}. \quad (3.57)$$

Условие устойчивости равновесного состояния – положительность определителей всех порядков полученной матрицы требует одновременного выполнения условий:

$$H_{\perp P} > 0, \quad H_{\perp F} > 0, \quad H_{\perp P} H_{\perp F} - \sigma^2 H_{eP} H_{eF} > 0, \quad (3.58)$$

поскольку при этом соответствующие условия автоматически выполняются и для полей с индексом \parallel . Отметим, что колебания вдоль нормали более устойчивы за счет размагничивающего поля.

Рассмотрим случай $\vec{H} = H \cdot \vec{n}_x$. В выбранной геометрии поверхностную плотность энергии для каждого из них представим в виде:

$$U = \sum d_k [K_k (n_{ky}^2 + n_{kz}^2) + 2\pi M_{0k}^2 n_{kz}^2 - M_{0k} (\vec{H} + \vec{H}_{(ebf)k})] + A \cdot (\vec{n}_P \cdot \vec{n}_F). \quad (3.59)$$

Предполагаем, что константы одноосной анизотропии $K_k > 0$, а поле однонаправленной анизотропии $\vec{H}_{(ebf)k} = \tilde{H}_k \cdot \vec{n}_x$. Заметим также, что при таком выборе $A > 0$ соответствует АФМ взаимодействию, $A < 0$ – ФМ. В сферической системе координат поверхностная плотность энергии:

$$U = d_F [K_F \cos^2 \theta_F - 2\pi M_{0F}^2 \sin^2 \theta_F \cos^2 \varphi_F - (H + \tilde{H}_F) M_{0F} \sin \theta_F \cos \varphi_F] + \\ d_P [K_P \cos^2 \theta_P - 2\pi M_{0P}^2 \sin^2 \theta_P \cos^2 \varphi_P - (H + \tilde{H}_P) M_{0P} \sin \theta_P \cos \varphi_P] + A \cdot \\ (\cos \theta_F \cos \theta_P + \sin \theta_F \sin \theta_P \cos(\varphi_F - \varphi_P)). \quad (3.60)$$

Вычисляя производные, находим возможные равновесные состояния $\theta_F = \frac{\pi}{2}, \theta_P = \frac{\pi}{2}$. Выражения для резонансных частот и ширины линии, а также условия устойчивости фаз, имеют вид (3.54) и (3.55), где ($\sigma^2 = 1$):

$$H_{\perp k} = H_{Kk} + \xi_k(\tilde{H}_k + H) + \sigma H_{ek}, \quad H_{\parallel k} = H_{\perp k} + 4\pi M_{0k}. \quad (3.61)$$

Таблица 3.

	Фаза	φ_P	φ_F	ξ_P	ξ_F	σ
1	$P \uparrow F \uparrow$	0	0	1	1	1
2	$P \downarrow F \uparrow$	π	0	-1	1	-1
3	$P \uparrow F \downarrow$	0	π	1	-1	-1
4	$P \downarrow F \downarrow$	π	π	-1	-1	1

В безобменном случае полагая $A = 0$ в выражении (3.60), можно найти частоты и ширину линий мод:

$$F_{r(k)} = \sqrt{f_{\perp(k)} f_{\parallel(k)}}, \quad \Delta f_{(k)} = \alpha_{(k)}(f_{\perp(k)} + f_{\parallel(k)}). \quad (3.62)$$

Для расчета используем значения параметров слоев, приведенные в таблице 1, откуда следует:

$$M_1 = -M_4 = M_{0P} + M_{0F} = 33050 \text{ Гс}, \quad M_3 = -M_2 = M_{0P} - M_{0F} = 9676 \text{ Гс}.$$

Вычисленные по формулам (3.58) интервалы устойчивости фаз представим в таблице 4.

Таблица 4.

	Фаза	$H_{\perp P} > 0$	$H_{\perp F} > 0$	$H_{\perp P} H_{\perp F} - H_{eP} H_{eF} > 0$	$H_{min, \text{Э}}$	$H_{max, \text{Э}}$
1	$P \uparrow F \uparrow$	$H > -31$	$H > 51,8$	$H \notin (32,5; 53,3)$	53,3	∞
2	$P \downarrow F \uparrow$	$H < 418,9$	$H > 13,6$	$H \in (13,9; 418,6)$	13,9	418,6
3	$P \uparrow F \downarrow$	$H > 63,1$	$H < -13,6$	$H \in (11,9; 63,4)$	-	-
4	$P \downarrow F \downarrow$	$H < 31$	$H < 430,2$	$H \notin (30,7; 430,5)$	$-\infty$	30,7

При перемагничивании системы «снизу» (со стороны отрицательных полей, отрицательное насыщение): переход ФМ-АФМ (намагниченности в СС и ЗС становятся антипараллельными) $4 \rightarrow 2$ происходит при 30,7 Э, АФМ фаза 2 сохраняется до 418,6 Э, после чего вновь происходит переход АФМ-ФМ $2 \rightarrow 1$. При перемагничивании «сверху» (положительное насыщение): до поля 53,3 Э имеем ФМ фазу 1, после чего происходит ориентационный переход в АФМ фазу 2, которая сохраняется вплоть до поля 13,9 Э, когда опять

возникает антипараллельная оси z ФМ фаза 4. В обоих случаях следует отметить отсутствие промежуточной АФМ фазы 3.

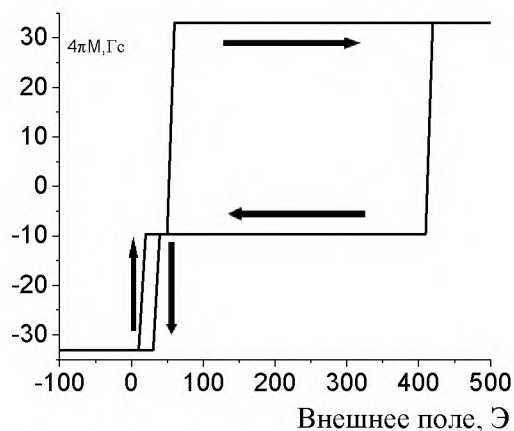


Рисунок 3.8. Теоретическая петля перемагничивания, соответствующая рисунку 3.4

Приведем графики зависимостей резонансных частот, ширины линии и петли гистерезиса для константы межслойного взаимодействия $A=-0.00768$. Пунктирными линиями изображены зависимости для изолированных слоев. Нижняя ветвь соответствует СС, верхняя – ЗС.

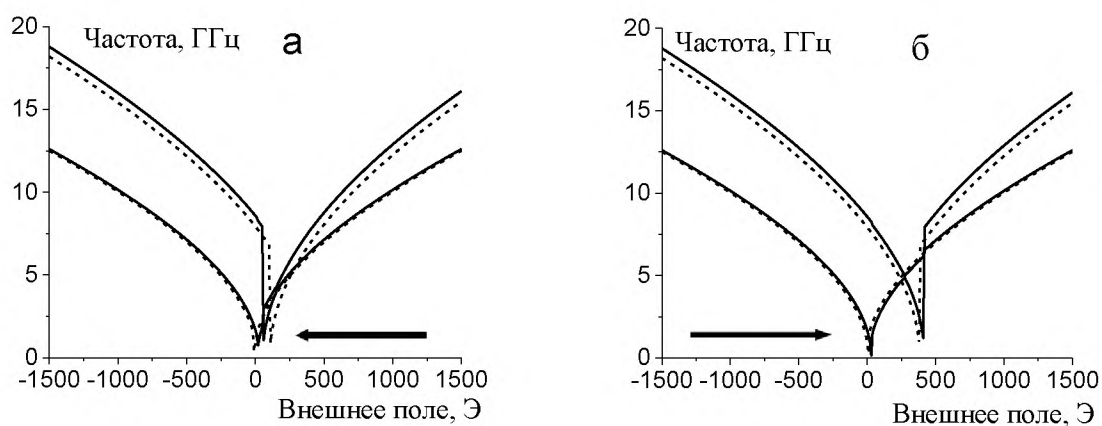


Рисунок 3.9. Полевая зависимость резонансных частот свободного (нижняя ветвь) и закрепленного (верхняя) слоев при перемагничивании со стороны положительных (а) и отрицательных (б) внешних полей. Пунктирной линией обозначены зависимости в отсутствие обменной связи между слоями.

Таким образом, с уменьшением константы межслойного

взаимодействия величина скачка частоты при положительном насыщении также уменьшается.

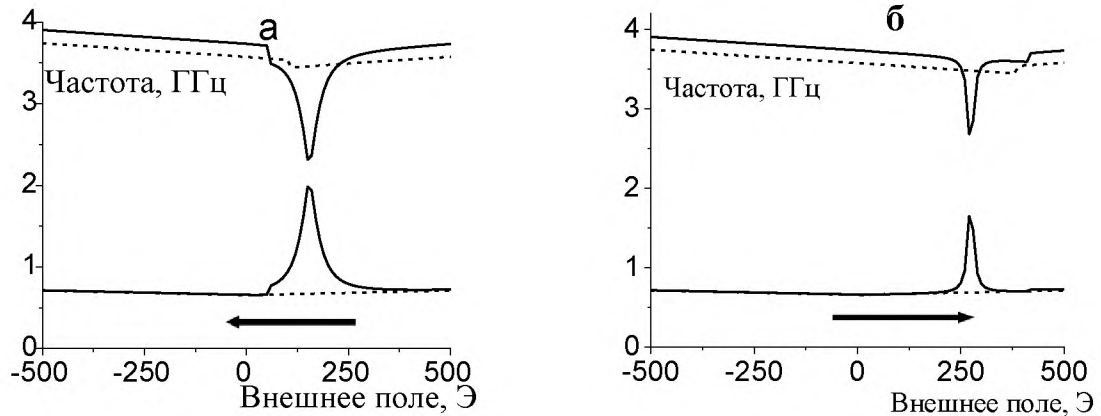


Рисунок 3.10. Зависимости ширины линии поглощения при намагничении со стороны положительных (а) и отрицательных (б) полей для $\alpha_P = 0.06$, $\alpha_F = 0.02$.

Моделирование выполнено по расчетным формулам:

$$a(f) = f^4 - (f_{P\perp}f_{P\parallel} + f_{F\perp}f_{F\parallel} + 2\sigma f_{eF}f_{eP})f^2 + f_{P\perp}f_{F\perp}f_{Pz}f_{Fz} - f_{eF}f_{eP}(f_{P\perp}f_{F\perp} + f_{P\parallel}f_{F\parallel}) + (\sigma f_{eF}f_{eP})^2,$$

$$b(f, \alpha) = \left(\alpha_F \left((f_{\perp F} + f_{\parallel F})(f_{\perp P}f_{\parallel P} - f^2) - f_{eF}f_{eP}(f_{\perp P} + \sigma^2 f_{\parallel P}) \right) + \alpha_P \left((f_{\perp P} + f_{\parallel P})(f_{\perp F}f_{\parallel F} - f^2) - f_{eF}f_{eP}(f_{\perp F} + \sigma^2 f_{\parallel F}) \right) \right), \quad (3.63)$$

$$\Delta f_P = \frac{|b(F_P, \alpha)|}{\sqrt{(f_{P\perp}f_{P\parallel} - f_{F\perp}f_{F\parallel})^2 + 4f_{eP}f_{eF}(f_{P\perp} + \sigma f_{F\parallel})(f_{F\perp} + \sigma f_{P\parallel})}}$$

$$\Delta f_F = \frac{|b(F_F, \alpha)|}{\sqrt{(f_{P\perp}f_{P\parallel} - f_{F\perp}f_{F\parallel})^2 + 4f_{eP}f_{eF}(f_{P\perp} + \sigma f_{F\parallel})(f_{F\perp} + \sigma f_{P\parallel})}}$$

Таким образом - сходство в ширине линии ЗС и СС можно объяснить в терминах коллективных мод связанной системы СС-ЗС. Ширина линии является коллективным свойством связанной системы, где каждый вклад измеряется как квадрат амплитуды прецессии. В МСК диске прецессионные моды СС и ЗС также вносят вклад в ширину линии. Вдали от области переключения частоты двух мод отличаются сильно, и каждый режим имеет

четкий характер, поскольку либо СС, либо ЗС обеспечивают доминирующий вклад в динамику. Вблизи поля переключения ЗС частота ЗС-режима становится подобной частоте СС (рис. 3.7 (b) при 400 Э). Это позволяет модам смешиваться и вносить вклад в коллективную ширину линии, которая может быть дополнительно усилена неоднородным уширением, связанным с микромагнитными неоднородностями в области переключения. Сравнение наблюдаемой динамики с результатами для отдельных свободного и закрепленного слоев показывает существенное влияние межслойной связи вблизи точки переключения.

Выводы к главе III.

1. Показано, что при генерации СВ однородным полем амплитуда испускаемых изолированным интерфейсом СВ линейно зависит от разности магнитных восприимчивостей соседних магнитных сред. Поскольку интерфейсы могут быть сделаны практически бесконечно тонкими, испускаемые СВ могут иметь произвольно малую длину волны, ограниченную частотной зависимостью магнитной восприимчивости и значением резонансных частот соседних сред.

2. При одинаковых условиях магнитная неоднородность в виде слоя может увеличивать более чем в два раза амплитуду излучаемой СВ по сравнению с амплитудой СВ, излучаемой изолированной магнитной границей.

3. Получено, что в магнитном спиновом клапане прецессия свободного слоя имеет уменьшенную амплитуду и увеличенную релаксацию. При перемагничивании в закрепленном слое (ЗС) его частота приближается к частоте низкочастотного режима, связанного с СС. В поле переключения ЗС ширина линии СС равна ширине линии ЗС. Близость их по частотам способствует формированию прецессионных мод, которые проявляют сильные коллективные свойства, такие как сдвиг частоты и увеличение ширины линии. Следовательно, коллективный характер прецессионной динамики, связанный с «перемешиванием» параметров СС и ЗС необходимо учитывать в туннельных клапанах даже с малой межслоистой связью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При выполнении диссертационной работы проведены теоретические исследования динамики намагниченности в виде малых возмущений основного состояния – обменных и магнитостатических спиновых волн. Дан обзор возможных направлений внедрения магнетонных технологий на примере простейших устройств – магнетонных генераторов, вентилях и фазовращателей.

На основе динамических уравнений были уточнены граничные условия для компонент намагниченности при наличии антисимметричного обмена Дзялошинского и поверхностной анизотропии, в которых ранее учитывался лишь межслойный обмен. Учет неоднородных СВ с мнимым значением волнового вектора, привел к замыканию системы граничных условий для двуосного ферромагнетика и геликоидальной структуры. Это позволило получить выражения для амплитуд СВ в указанных случаях.

Изложена аналитическая теория излучения СВ, индуцированного однородным в/ч магнитным полем, падающим на изолированный интерфейс и ферромагнитный слой, который заключен между двумя полубесконечными средами из другого ферромагнитного материала. Такой слой можно рассматривать как комбинацию двух магнитных интерфейсов. Анализ уравнений динамики намагниченности обменно связанных магнитных структур во внешнем однородном поле накачки позволил выделить в них две части. Первая подчиняется неоднородному уравнению с однородными граничными условиями и описывает отклик на внешнее поле. Вторая подчиняется однородному уравнению с неоднородными граничными условиями и описывает генерируемые волны.

По сравнению данных эксперимента по измерению ширины линии и частоты однородного ФМР изолированных и обменно связанных слоев спинового клапана теоретически была учтена межслойная связь добавлением соответствующего обменного слагаемого в уравнения динамики. Вблизи поля переключения поляризации на графиках в согласии с экспериментом в рамках

выбранной модели было получено существенное уширение линии свободного слоя.

По результатам работы можно сделать следующие **выводы**:

1. Наличие неоднородного обмена Дзялошинского приводит к появлению дополнительных слагаемых в граничных условиях для магнитных структур с неоднородным основным состоянием, чем обусловлена не взаимность в направлениях распространения спиновых волн.
2. В задаче рассеяния спиновых волн на границе раздела двуосных ферромагнетиков либо киральных структур система граничных условий будет определена только при учете неоднородных волн - решений дисперсионного уравнения, соответствующих его мнимым корням. В одноосных ферромагнетиках такие волны отсутствуют.
3. Граница раздела двух магнитных структур при воздействии однородного в/ч поля накачки является источником когерентных спиновых волн при условии наличия межслойного обмена и разности магнитных восприимчивостей сред. Использование же вместо изолированного интерфейса неоднородности в виде магнитного слоя за счет конструктивной интерференции от двух границ позволяет увеличить эффективность более чем в два раза.
4. В магнитной системе «спиновый клапан» благодаря межслойному взаимодействию происходит существенное уширение линии поглощения свободного слоя. Вблизи поля переключения закрепленного слоя 400 Э ширина линий поглощения свободного и закрепленного слоев практически одинаковы и равны 2 ГГц, в то время как вдали они существенно отличаются – 400 МГц для свободного и 4 ГГц – для закрепленного слоев.

Автор выражает благодарность научному руководителю В.Г. Шаврову и В.В. Коледову за всестороннюю поддержку. А также В.В. Кругляку и А.Н. Кучко за сотрудничество, помощь и плодотворные дискуссии.

Список опубликованных в печати статей по теме диссертации:

Публикации в изданиях, индексируемых в системах цитирования Web of Science, Scopus:

- A1. Poimanov, V.D. Resonant enhancement of damping within the free layer of a microscale magnetic tunnel valve / P.S. Keatley, V.V. Kruglyak, A. Neudert, R.J. Hicken, V.D. Poimanov, J.R. Childress, J.A. Katine // - J. Appl. Phys. – 2015. - Vol. 117. – P. 17B301.
- A2. Poimanov V.D. Magnetic interfaces as sources of coherent spin waves / V.D. Poimanov, A.N. Kuchko, V.V. Kruglyak / - Physical Review B. – 2018. – Vol. 98. - 104418.

В журналах из списка ВАК:

- A3. Пойманов, В.Д. Неоднородные спиновые волны в задачах рассеяния / В.Д. Пойманов, В.В. Кругляк, В.Г. Шавров // - Журнал Радиоэлектроники. – 2018. – No. 11.

Другие публикации:

- A4. Poimanov, V.D. In book: Spin Wave Confinement (Second Edition) - Propagating Waves, Edition: Second Edition, Chapter: Graded magnonic index and spin wave Fano resonances in magnetic structures: Excite, direct, capture / V.V. Kruglyak, C.S. Davies, Y. Au, F.B. Mushenok, G. Hrkac, N.J. Whitehead, S.A.R. Horsley, T.G. Philbin, V.D. Poimanov, R. Dost, D.A. Allwood, B.J. Inkson, A.N. Kuchko. - Pan Stanford Publishing Pte. Ltd., Editors: S.O. Demokritov. - 2017. - pp.11-46.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахиезер, А.И. Спиновые волны / А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. – М.: Наука, 1967. – 358 с.
2. Гуревич, А.Г. Ферромагнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках / А. Г. Гуревич. - М.: Наука, 1973. – 591 с.
3. Ландау, Л.Д. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц // Phys. Zs. Sowjet. - 1935. - Vol. 8. - P. 153-169.
4. Ландау, Л.Д. Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау. - М.: Наука, 1982. – 621 с.
5. Гуревич, А.Г. Магнитные колебания и волны / А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков. - М.: Физматлит, 1994. – 464 с.
6. Bloch, F. Zur Theorie des Ferromagnetismus / F. Bloch // Ztschr. fur Phys. - 1930. - Vol. 61. - P. 206-219.
7. Вашковский, А.В. Магнитостатические волны в электронике СВЧ / А. В. Вашковский, В. С. Стальмахов, Ю. П. Шараевский. – Саратов, 1993. – 314 с.
8. Данилов, В.В. Спиновая электродинамика / В.В. Данилов, И.В. Зависляк, М.Г. Балинский. - К.: Лыбидь. - 1991. – 214 с.
9. Kruglyak, V.V. Magnonics / V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2010. - Vol. 43. – No 26. - P. 264001.
10. Nikitov, S.A. Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics / S.A. Nikitov, D.V. Kalyabin, I.V. Lisenkov, A.N. Slavin et al. // Phys. Usp. - 2015. - Vol. 58. - P. 1002-1028.
11. Пятаков, А.П. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики / А. П. Пятаков, А. К. Звездин // УФН. - 2012. - Т. 182. - № 6. - С. 593-620.
12. Davies, C.S. Towards graded-index magnonics: steering spin waves in magnonic networks / C. S. Davies, A. Francis, A. V. Sadovnikov, S. V. Chertopalov, M. T Bryan, S. V. Grishin, D. A. Allwoo, Y. P. Sharaevskii,

- S. A. Nikitov, V. V. Kruglyak // Phys. Rev. B. - 2015. - Vol. 92. - P. 020408 (R).
13. Шавров, В.Г. Магнитостатические волны в неоднородных полях / В.Г. Шавров, В.И. Щеглов. - М.: Физматлит, 2016. - 359 с.
 14. Malinson J.C. One-Sided Fluxes – A Magnetic Curiosity? / J.C.Malinson // IEEE Trans. Magn. -1973. – Vol. 9. – P. 678.
 15. Halbach, K. Design of Permanent Multipole Magnets with Oriented Rare Earth Cobalt Material / K. Halbach // - Nuclear Instruments and Methods. -1980. - Vol. 169. pp.1-10
 16. Grunberg P. Magnetostatic spin wave modes of a ferromagnetic double layer // JAP. 1980. V. 51 (8). P. 4338-4341.
 17. Cochran J.F., Rudd J., Muir W.B., Heinrich B., Celinski Z. Brillouin light-scattering experiments on exchange-coupled ultrathin bilayers of iron separated by epitaxial copper (001) // Phys. Rev. B. 1990. V. 42, №1. P. 508-521.
 18. Veerakumar, V. Focusing of spin waves in YIG thin films / V. Veerakumar, R.E. Camley // - IEEE Trans. Magn. - 2006. - Vol. 42. - P. 3318.
 19. Изюмов, Ю.А. Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах / Изюмов Ю. А. - М.: Наука. - 1984. – 245 с.
 20. Кругляк, В.В. Спектр спиновых волн в идеальном мультислойном магнетике при модуляции всех параметров уравнения Ландау-Лифшица / В.В. Кругляк, А.Н. Кучко, В.И. Финохин // - ФТТ. - 2004. - Т. 46, вып. 5. - С. 842-845.
 21. Barnas, J. On the Hoffmann boundary conditions at the interface between two ferromagnets / J. Barnas // - J. Magn. Magn. Mater. - 1991. - Vol. 102. - P. 319.
 22. Mills, D.L. Spin waves in ultrathin exchange-coupled ferromagnetic multilayers: The boundary conditions at the interface / D.L. Mills // - Phys. Rev. B. - 1992. - Vol. 45. - P. 13100.
 23. Gorobets, Y.I. Excitation of modulated spin waves by model one-dimension anisotropy defect / Y.I. Gorobets, A.N. Kuchko, S.V. Vasil'yev // - Fiz. Met. Metalloved. - 1998. - Vol. 85. - P. 40.

24. Саланский, Н.М. Физические свойства и применение тонких плёнок / Н.М. Саланский, М.Ш. Ерухимов. - Новосибирск: Наука, 1975. - 222 с.
25. Gulayev, Y.V. Magnetostatic wave-propagation in a normally magnetized ferrite plate with periodically non-flat surfaces / Y.V. Gulayev, S.A. Nikitov V.P. Plesskii // - Fiz. Tv. Tela. – 1980. – Vol. 22. – P. 2831.
26. Ignatchenko, V.A. Spin waves in multilayers with different magnitudes of the magnetization, exchange, and anisotropy /V. A. Ignatchenko D. S. Tsikalov // - Solid State Phenom. – 2012. – Vol. 190 –P. 71.
27. Gorobets, Y.I. Reflection and refraction of spin waves in uniaxial magnets in the geometrical-optics approximation / Y. I. Gorobets, S. A. Reshetnyak // Tech. Phys. - 1998. – Vol. 43. – P. 188-191.
28. Reshetnyak, S. A. The approximation of geometrical optics for bulk spin waves in spatially inhomogeneous ferromagnetic insulators with an exchange defect / S. A. Reshetnyak // Low Temp. Phys. - 2004. - Vol. 30. - P. 295-298.
29. Tkachenko, V.S. Spectrum and reflection of spin waves in magnonic crystals with different interface profiles / V.S. Tkachenko, V.V. Kruglyak, A.N. Kuchko // - Phys. Rev. B. – 2010. – Vol. 81. – P. 024425.
30. Dadoenkova, Yu.S. Huge Goos-Hanchen effect for spin waves: A promising tool for study magnetic properties an interfaces / Yu.S. Dadoenkova, N.N. Dadoenkova, I.L. Lyubchanskii, M.L. Sokolovskyy, J.W. Klos, J. Romero-Vivas, M. Krawczyk // Appl. Phys. Lett. -2015. – Vol. 101. – P. 042404.
31. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. М.: Наука, 1973. 713 с.
32. Dzyaloshinsky, I.E. A thermodynamic theory of weak ferromagnetism of antiferromagnetics / I.E. Dzyaloshinsky // - J. Phys. Chem. Solids. – 1958. – Vol. 4. - P. 241.
33. Барьяхтар, В.Г. Спектр спиновых волн в антиферромагнетиках со спиральной структурой / В.Г. Барьяхтар, Е.П. Стефановский // - ФТТ. - 1969. - Т.11, в. 7. - С. 1946-1952.

34. Туров, Е.А. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков / Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев. - М.: Физматлит, 2001. – 560 с.
35. Стишов, С.М. Геликоидальный зонный магнетик MnSi / С. М. Стишов, А. Е. Петрова // УФН. - 2011. - Т. 111. - № 11. - С. 1157-1170.
36. Hornreich, R.M. Theory of gyrotropic birefringence / R. M. Hornreich, S. Shtrikman // Physical Review. - 1968. - Vol. 171. - P. 1065-1074.
37. Gridnev, V.N. Magnetization-odd nonreciprocal reflection of light from the magnetoelectric-ferromagnet LiFe_5O_8 / V. N. Gridnev, B. B. Krichevstov, V.V. Pavlov, R.V. Pisarev // JETP Letters. - 1997. - Vol. 65. - P. 68-73.
38. Геворгян, А.А. Невзаимность волн в поглощающих многослойных системах / А.А. Геворгян // Письма в ЖТФ. - 2003. - Т. 29. - № 19. - С. 19-26.
39. Glushchenko, A.G. Standing waves in nonreciprocal media / A. G. Glushchenko, E. P. Glushchenko, N. L. Kazanskiy, L. V. Toporkova // Computer Optics. - 2013. - Vol. 37. – No 4. - P. 415-418.
40. Архипов, А.Д. Одностороннее прохождение при распространении волны вдоль границы раздела анизотропных сред / А.Д. Архипов, К.А. Вытовтов // Ж. нанoeлектрон. физ. - 2012. - Т. 4. - С. 02028-02031.
41. Sannikov, D.G. Interference of counterpropagating waves in a nonreciprocal chiral medium / D. G. Sannikov, D. I. Sementsov // Technical Physics Letters. - 2007. - Vol. 33. - P. 996-999.
42. Bonetti, S. Nano-contact spin-torque oscillators as magnonic building blocks / S. Bonetti, J. Akerman // Top. Appl. Phys. - 2013. - Vol. 125. - P. 177-187.
43. Schlömann, E. Generation of spin waves in nonuniform magnetic field. I. Conversion of electromagnetic power into spin wave power and vice versa / E. Schlömann // - J. Appl. Phys. - 1964. - Vol. 35. - P. 159.
44. Gulyaev, Y.V. Linear excitation of pulses of exchange spin-waves in iron-yttrium garnet films / Y.V. Gulyaev, P.E. Zilberman, E.S. Sannikov, V.V. Tikhonov, A.V. Tolkachev // - Pis'ma Zh. Tekhn. Fiz. (Leningrad). - 1988. -

Vol. 14. - P. 884.

45. Gorobets, Y.I. Excitation of modulated spin waves by model one-dimension anisotropy defect / Y.I. Gorobets, A.N. Kuchko, S.V. Vasil'yev // - Fiz. Metall. Metalloved. - 1998. - Vol. 85. - P. 40.
46. Davies, C.S. Generation of propagating spin waves from regions of increased dynamical demagnetising field near magnetic antidots / C.S. Davies, A.V. Sadovnikov, S.V. Grishin, Y.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov, V.V. Kruglyak // - Appl. Phys. Lett. - 2015. - Vol. 107. - P. 162401.
47. Au, Y. Excitation of propagating spin waves with global uniform microwave fields / Y. Au, T. Davison, E. Ahmad, P.S. Keatley, R.J. Hicken, V.V. Kruglyak // - Appl. Phys. Lett. - 2011. - Vol. 98. - P. 122506.
48. Fano, U. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts / U. Fano // - Phys. Rev. - 1961. - Vol. 124. - P. 1866.
49. Dvornik, M. Micromagnetic simulations in magnonics / M. Dvornik, Y. Au, V.V. Kruglyak // - Top. Appl. Phys. - 2013. - Vol. 125. - P. 101.
50. Polushkin, N.I. Combined electron resonance driven by an all-oscillating potential of patterned magnets / N.I. Polushkin // - Phys. Rev. Lett. - 2009. - Vol. 103. - P. 077201.
51. Yu, H.M. Omnidirectional spin-wave nanograting coupler / H.M. Yu, G. Duerr, R. Huber, M. Bahr, T. Schwarze, F. Brand, D. Grundler // - Nat. Commun. - 2013. - Vol. 4. - P. 2702.
52. Au, Y. Nanoscale spin wave valve and phase shifter / Y. Au, M. Dvornik, O. Dmytriiev, V.V. Kruglyak // - Appl. Phys. Lett. - 2012. - Vol. 100. - P. 172408.
53. Grundler, D. Nanomagnonics / D. Grundler // - J. Phys. D. - 2016. - Vol. 49. - P. 391002.
54. Urazhdin, S. Nanomagnonic devices based on the spin-transfer torque / S. Urazhdin, V.E. Demidov, H. Ulrichs, T. Kendziorczyk, T. Kuhn, J. Leuthold, G. Wilde, S.O. Demokritov // - Nat. Nanotechnol. - 2014. - Vol. 9. - P. 509.

55. Wigen, P.E. Dynamic Pinning in Thin-Film Spin-Wave Resonance / P.E. Wigen, C.F. Kooi, M.R. Shanabarger, T.D. Rosing // - Phys. Rev. Lett. - 1962. - Vol. 9. - P. 206.
56. Wintz, S. Magnetic vortex cores as tunable spin-wave emitters / S. Wintz, V. Tiberkevich, M. Weigand, J. Raabe, J. Lindner, A. Erbe, A. Slavin, J. Fassbender // - Nat. Nanotechnol. - 2016. - Vol. 11. - P. 948.
57. Han, D.S. Magnetic domain-wall motion by propagating spin waves / D.S. Han, S.K. Kim, J.Y. Lee, S.J. Hermsdoerfer, H. Schultheiss, B. Leven, B. Hillebrands // - Appl. Phys. Lett. - 2009. - Vol. 94. - P. 112502.
58. Krivorotov, N. Time-Domain Measurements of Nanomagnet Dynamics Driven by Spin-Transfer Torques / N. Krivorotov, N.C. Emley, J.C. Sankey, S.I. Kiselev, D.C. Ralph, R.A. Buhrman // - Science. – 2005. - Vol. 307. - P. 228-231.
59. Gerrits, T. Ultrafast precessional magnetization reversal by picosecond magnetic field pulse shaping / T. Gerrits, H.A.M. van den Berg, J. Hohlfeld, L. Bar, T. Rasing // - Nature. – 2002. - Vol. 418. - P. 509-512.
60. Smith, N. Measurement of Gilbert damping parameters in nanoscale CPP-GMR spin valves / N. Smith, M. J. Carey, and J. R. Childress // - Phys. Rev. B. -2010. - Vol. 81. - P. 184431.
61. Woltersdorf, G. Magnetization dynamics due to pure spin currents in magnetic double layers / G. Woltersdorf, O. Mosendz, B. Heinrich, C. H. Back // - Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol. 99. - P. 246603.
62. Зюзин, А.М. Диссипация энергии спиновых волн в многослойных магнитных пленках / А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов, С.Н. Сабаев, С.С. Кидяев // - ФТТ. – 2000. Т. 42, вып. 7. – С. 1279-1283.
63. Al-Wahsh, H. Magnonic circuits and crystals / H. Al-Wahsh, A. Akjouj, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski // Surf. Sci. Rep. - 2011. - Vol. 66. - P. 29-75.
64. Heyderman. L.J. Artificial ferroic systems: novel functionality from structure, interactions and dynamics / L. J. Heyderman, R. L. Stamps // J. Phys. Condens.

- Matter. - 2013. - Vol. 25. - P. 363201.
65. Rychly, J. Magnonic crystals – prospective structures for shaping spin waves in nanoscale / J. Rychly, P. Gruszecki, M. Mruczkiewicz, J.W. Klos, S. Mamica, M. Krawczyk // *Low Temp. Phys.* - 2015. - Vol. 41. –No 10. - P. 741-759.
 66. Lenk, B. Photo-magnonics / B. Lenk, F. Garbs, H. Ulrichs, N. Abeling, M. Munzenberg // *Top. Appl. Phys.* - 2013. - Vol. 125. - P. 71.
 67. Bauer, G.E.W. Spin caloritronics / G.E.W. Bauer, Saitoh E.B.J. van Wees // *Nat. Mater.* - 2012. - Vol. 11. - P. 391-399.
 68. Chumak, A.V. Magnon spintronics / A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, B. Hillebrands // *Nat. Phys.* - 2015. - Vol. 11. - P. 453-461.
 69. Khitun, A. Magnonic logic circuits / A. Khitun, M. Q. Bao, K. L. Wang // *J. Phys. D: Appl. Phys.* - 2010. - V. 43. - P. 264005.
 70. Chumak, A.V. The dynamic magnonic crystal: new horizons in artificial crystal based signal processing / A. V. Chumak, A. D. Karenowska, A. A. Serga, B. Hillebrands // *Top. Appl. Phys.* - 2013. - Vol. 125. - P. 243.
 71. Davies, C.S., Au Y., Kruglyak V.V. Prototype magnonic device development, in *Magnetics Technology International (UKIP Media, Surrey)*; <http://www.ukipme.com/pub-magnetics.php> - 2015. - P. 54.
 72. Merchand, E. Gradient Index / E. Merchand. - Optics Academic Press: London. - 1978. - 176 c.
 73. Davies, C.S. Graded-index magnonics / C. S. Davies, V. V. Kruglyak // *Low Temp. Phys.* - 2015. - Vol. 41. - P. 976-983.
 74. Jeong, D.E. Refractive index and Snell’s law for dipole-exchange spin-waves in a confined planar structure / D. E. Jeong, D. S. Han, S. Choi, S. K. Kim // *SPIN.* - 2011. - Vol. 1. - P. 27-31.
 75. Stigloher, J Snell’s law for spin waves / J. Stigloher, M. Decker, H. S. Komer, K. Tanabe, T. Moriyama, T. Taniguchi, H. Hat, M. Madami, G. Gubbiotti, K. Kobayashi, T. Ono, C. H. Back // *Phys. Rev. Lett.* - 2016. Vol. 117. - P. 037204.
 76. Yu, W. C. Magnetic Snell’s law and spin-wave fiber with Dzyaloshinskii-

- Moriya interaction / W. C. Yu, J. Lan, R.Q. Wu, J. Xiao // - Phys. Rev. B. - 2016. - Vol. 94. - P. 140410.
77. Davies, C.S. Mapping the magnonic landscape in patterned magnetic structures / C.S. Davies, V.D. Poimanov, V.V. Kruglyak // - Phys. Rev. B. - 2017. - Vol. 96. - P. 094430.
 78. Demidov, V.E. Dipolar field-induced spin-wave waveguides for spin-torque magnonics / V.E. Demidov, S. Urazhdin, A. Zholud, A.V. Sadovnikov, S.O. Demokritov // - Appl. Phys. Lett. - 2015. - Vol. 106. - P. 022403.
 79. Garcia-Sanchez F. Narrow magnonic waveguides based on domain walls / F. Garcia-Sanchez, P. Borys, R. Soucaille, J.P. Adam, R.L. Stamps, J.V. Kim // - Phys. Rev. Lett. - 2015. - Vol. 114. - P. 247206.
 80. Perez, N. Magnetic field induced spin-wave energy focusing / N. Perez, L. Lopez-Diaz // - Phys. Rev. B. - 2015. - Vol. 92. - P. 014408.
 81. Dzyapko, O. Reconfigurable heat-induced spin wave lenses / O. Dzyapko, I.V. Borisenko, V.E. Demidov, W. Pernice, S.O. Demokritov // - Appl. Phys. Lett. - 2016. - Vol. 109. - P. 232407.
 82. Kanazawa, N. Demonstration of a robust magnonic spin wave interferometer / N. Kanazawa, T. Goto, K. Sekiguchi, A.B. Granovsky, C.A. Ross, H. Takagi, Y. Nakamura, M. Inoue // - Sci. Rep. - 2016. - Vol. 6. - P. 30268.
 83. Klingler, S. Spin-wave logic devices based on isotropic forward volume magnetostatic waves / S. Klingler, P. Pirro, T. Bracher, B. Leven, B. Hillebrands, A.V. Chumak // - Appl. Phys. Lett. - 2015. - Vol. 106. - P. 212406.
 84. Gertz, F. Parallel read-out and database search with magnonic holographic memory / F. Gertz, A. Kozhevnikov, Y. Khivintsev, G. Dudko, M. Ranjbar, D. Gutierrez, H. Chiang, Y. Filimonov, A. Khitun // - IEEE Trans. Magn. -2016. - Vol. 52. - P. 3401304.
 85. Vogt, K. Realization of a spin-wave multiplexer / K. Vogt, F.Y. Fradin, J.E. Pearson, T. Sebastian, S.D. Bader, B. Hillebrands, A. Hoffmann, H. Schultheiss // - Nat. Commun. - 2014. - Vol. 5. - P. 3727.
 86. Sadovnikov, A.V. Magnonic beam splitter: the building block of parallel

- magnonic circuitry / A.V. Sadovnikov, C.S. Davies, S.V. Grishin, V.V. Kruglyak, D.V. Romanenko, Y.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov // - Appl. Phys. Lett. - 2015. - Vol. 106. - P. 192406.
87. Davies, C.S. Field-controlled phase-rectified magnonic multiplexer / C.S. Davies, A.V. Sadovnikov, S.V. Grishin, Y.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov, V.V. Kruglyak // - IEEE Trans. Magn. - 2015. - Vol. 51. - P. 3401904.
88. Nanayakara, K. Cross junction spin wave logic architecture / K. Nanayakara, A. Anferov, A.P. Jacob, S.J. Allen, Kozhanov // - IEEE Trans. Magn. - 2014. - Vol. 50. - P. 3402204.
89. Vashkovsky, A.V. Properties of backward electromagnetic waves and negative reflection in ferrite films / A.V. Vashkovsky, E.H. Lock // - Phys. Usp. - 2006. - Vol. 49. - P. 389.
90. Lock, E.H. The properties of isofrequency dependences and the laws of geometrical optics / E.H. Lock // - Phys. Usp. - 2008. - Vol. 51. - P. 375.
91. Boone, C.T., Krivorotov I.N. Magnetic domain wall pumping by spin transfer torque / C.T. Boone, I.N. Krivorotov // - Phys. Rev. Lett. - 2010. – Vol. 104. - P. 167205.
92. Van de Wiele, B. Tunable short-wavelength spin wave excitation from pinned magnetic domain walls / B. Van de Wiele, S.J. Hamalainen, P. Balaz, F. Montoncello, S. van Dijken // - Sci. Rep. - 2016. - Vol. 6. - P. 21330.
93. Truetzschler, J. Magnetic domain wall gratings for magnetization reversal tuning and confined dynamic mode localization / J. Truetzschler, K. Sentosun, B. Mozooni, R. Mattheis, J. McCord // - Sci. Rep. - 2016. - Vol. 6. - P. 30761.
94. Бреховских, Л.М. Волны в слоистых средах / Л.М. Бреховских. – М.: Наука, 1973. – 343 с.
95. Kruglyak, V.V. Magnetization boundary conditions at a ferromagnetic interface of finite thickness / V.V. Kruglyak, O.Y. Gorobets, Y.I. Gorobets, A.N. Kuchko // - J. Phys.: Condens. Matter. - 2014. - Vol. 26. - P. 406001.

96. Whitehead, N.J. Theory of linear spin wave emission from a Bloch domain wall / N.J. Whitehead, S.A.R. Horsley, T.G. Philbin, A.N. Kuchko, V.V. Kruglyak // - Phys. Rev. B. - 2017.- Vol. 96. - P. 064415.
97. Mushenok, F.B. Broadband conversion of microwaves into propagating spin waves in patterned magnetic structures / F.B. Mushenok, R. Dost, C.S. Davies, D.A. Allwood, B. Inkson, G. Hrkac, V.V. Kruglyak // - Appl. Phys. Lett. - 2017. - Vol. 111. - P. 042404.
98. Hämäläinen, S.J. Tunable Short-Wavelength Spin-Wave Emission and Confinement in Anisotropy-Modulated Multiferroic Heterostructures / S.J. Hämäläinen, F. Brandl, K.J.A. Franke, D. Grundler, S. van Dijken // - Phys. Rev. Appl. - 2017. - Vol. 8. - P. 014020.
99. Klingler, S. Spin-Torque Excitation of Perpendicular Standing Spin Waves in Coupled YIG/Co Heterostructures / S. Klingler, V. Amin, S. Geprägs, K. Ganzhorn, H. Maier-Flaig, M. Althammer, H. Huebl, R. Gross, R.D. McMichael, M.D. Stiles, S.T.B. Goennenwein, M. Weiler // - Phys. Rev. Lett. - 2018. - Vol. 120. - P. 127201.
100. Damon, R.W. Surface magnetostatic modes and surface spin waves/ R.W. Damon, J.R. Eshbach // - Phys. Rev. - 1960. - Vol. 118. - P. 5.
101. Walker, L.R. Magnetostatic modes in ferromagnetic resonance / L.R. Walker, // - Phys. Rev. - 1957. - Vol. 105. - P. 390.
102. Qin, H. Exchange-torqueinduced excitation of perpendicular standing spin waves in nanometer-thick YIG films / H. Qin, S.J. Hämäläinen, S. van Dijken // - Sci. Rep. - 2018. - Vol. 8. - P. 5755.
103. Mruczkiewicz, M. Towards high-frequency negative permeability using magnonic crystals in metamaterial design / M. Mruczkiewicz, M. Krawczyk, R.V. Mikhaylovskiy, V.V. Kruglyak // - Phys. Rev. B. - 2012. - Vol. 86. - P. 024425.
104. Kruglyak, V.V. Magnonics: Experiment to Prove the concept / V.V. Kruglyak, R.J. Hicken // - J. Magn. Magn. Mater. - 2006. - Vol. 306. - P. 191.

105. Mikhaylovskiy, R.V. Ultrafast optical modification of exchange interactions in iron oxides / R.V. Mikhaylovskiy, E. Hendry, A. Secchi, J.H. Mentink, M. Eckstein, A. Wu, R.V. Pisarev, V.V. Kruglyak, M.I. Katsnelson, T. Rasing, A.V. Kimel // - Nat. Commun. - 2015. - Vol. 6. - P. 8190.
106. Chen, W. Dissipationless Multiferroic Magnonics / W. Chen, M. Sigrist // - Phys. Rev. Lett. - 2015. - Vol. 114. - P. 157203.
107. Baierl, S. Nonlinear spin control by terahertz-driven anisotropy fields / S. Baierl, M. Hohenleutner, T. Kampfrath, A.K. Zvezdin, A.V. Kimel, R. Huber, R.V. Mikhaylovskiy // - Nat. Photon. - 2016. - V. 10. - P. 715.
108. Kamra, A. Coherent elastic excitation of spin waves / A. Kamra, H. Keshtgar, P. Yan, G.E.W. Bauer // - Phys. Rev. B. - 2015. - Vol. 91. - P. 104409.
109. Kimel, A.V. Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses / A.V. Kimel, A. Kirilyuk, P.A. Usachev, R.V. Pisarev, A.M. Balbashov, T. Rasing // - Nature (London). - 2005. - Vol. 435. - P. 655.

Приложения

П.1 Феноменологическое выражение для энергии антисимметричного обмена Дзялошинского. Предельный переход к континууму

Энергия антисимметричного обмена Дзялошинского-Мория (ОДМ) двух спинов с радиус-векторами \vec{r}_1 и \vec{r}_2 [34]:

$$E_D = \vec{D}(\vec{\rho}_{12}) \cdot (\vec{s}_1 \times \vec{s}_2),$$

где $\vec{D}(\vec{\rho}_{12}) = -\vec{D}(-\vec{\rho}_{12}) = -\vec{D}(\vec{\rho}_{21})$ – аксиальный вектор, зависящий от расстояния между спинами.

Запишем полную энергию ОДМ по трехмерной решетке спинов, равную, очевидно, сумме всех попарных взаимодействий:

$$E_D = \frac{1}{2} \sum_{\vec{l} \neq \vec{n}} \vec{D}(\vec{\rho}_{\vec{l}\vec{n}}) \cdot (\vec{s}_{\vec{l}} \times \vec{s}_{\vec{n}}), \quad (\text{П.1})$$

и введем макроскопическую плотность спинового момента (намагниченность)

$$\vec{M}(\vec{r}) = 2\mu_0 \sum_{\vec{n}} \vec{s}_{\vec{n}} \delta(\vec{r} - \vec{r}_{\vec{n}}). \quad (\text{П.2})$$

Тогда полную энергию ОДМ можно представить в виде:

$$E_D = \frac{1}{2(2\mu_0)^2} \int d\vec{r} \int d\vec{r}' \vec{D}(\vec{r} - \vec{r}') \cdot [\vec{M}(\vec{r}) \times \vec{M}(\vec{r}')].$$

Прямой подстановкой сюда $\vec{M}(\vec{r})$ убеждаемся, что энергия принимает исходный вид.

Будем считать каждый узел решетки ее центром симметрии, соответственно чему введем замену $\vec{r} - \vec{r}' = \vec{\rho}$:

$$E_D = \frac{1}{2(2\mu_0)^2} \int d\vec{r} \int d\vec{\rho} \{ \vec{D}(\vec{\rho}) \cdot [\vec{M}(\vec{r}) \times \vec{M}(\vec{r} + \vec{\rho})] \}. \quad (\text{П.3})$$

Из-за быстрого убывания $\vec{D}(\vec{\rho})$ вклад во внутренний интеграл дает область малых $\vec{\rho}$ (ближайшие соседи), соответственно чему пишем:

$$\vec{M}(\vec{r} + \vec{\rho}) = \vec{M}(\vec{r}) + (\vec{\rho} \cdot \vec{\nabla}) \vec{M}(\vec{r}), \quad (\text{П.4})$$

$$E_D = \frac{1}{2(2\mu_0)^2} \int d\vec{r} \int d\vec{\rho} \{ \vec{D}(\vec{\rho}) \cdot [\vec{M}(\vec{r}) \times (\vec{\rho} \cdot \vec{\nabla}) \vec{M}(\vec{r})] \}. \quad (\text{П.5})$$

(так как полученная форма четна по $\vec{\rho}$, то достаточно удержать только первое слагаемое в разложении).

Найдем вариацию полученной подынтегральной формы:

$$\delta\{\vec{D}(\vec{\rho}) \cdot [\vec{M}(\vec{r}) \times (\vec{\rho} \cdot \vec{\nabla})\vec{M}(\vec{r})]\} = \delta\left\{D_i e_{ijk} \rho_n M_j \frac{\partial M_k}{\partial x_n}\right\} =$$

$$D_i e_{ijk} \rho_n \left(\delta M_j \frac{\partial M_k}{\partial x_n} + M_j \frac{\partial \delta M_k}{\partial x_n}\right) \rightarrow D_i e_{ijk} \rho_n \left(\delta M_j \frac{\partial M_k}{\partial x_n} - \delta M_k \frac{\partial M_j}{\partial x_n}\right).$$

(дивергентное слагаемое можно опустить). Так как e_{ijk} антисимметрично по индексам j, k , то

$$D_i e_{ijk} \rho_n \left(\delta M_j \frac{\partial M_k}{\partial x_n} - \delta M_k \frac{\partial M_j}{\partial x_n}\right) = -2D_i e_{jik} \rho_n \delta M_j \frac{\partial M_k}{\partial x_n}$$

$$= -2(\delta \vec{M} \cdot [\vec{D} \times (\vec{\rho} \cdot \vec{\nabla})\vec{M}]).$$

Отсюда находим эффективное поле Дзялошинского в виде:

$$\vec{H}_D(\vec{r}) = \frac{1}{(2\mu_0)^2} \int d\vec{\rho} [\vec{D}(\vec{\rho}) \times (\vec{\rho} \cdot \vec{\nabla})\vec{M}(\vec{r})].$$

Результат удобнее представить в тензорной форме:

$$H_{Di} = D_{ipn} \frac{\partial M_p}{\partial x_n}, \quad (\text{П.6})$$

где тензор

$$D_{ipn} = -\frac{1}{(2\mu_0)^2} e_{ipk} \int d\vec{\rho} D_k(\vec{\rho}) \rho_n. \quad (\text{П.7})$$

определяется магнитной группой симметрии кристалла. Следует отметить, что он является истинным тензором третьего ранга, изменяющим знак при инверсии. Это видно как из предпоследнего уравнения (поле и намагниченность не изменяют знак, а производная - изменяет), так и из последнего, где он представлен в виде свертки псевдотензора Леви-Чивита и аксиального вектора \vec{D} . Кроме того, он антисимметричен по первым двум индексам, а, следовательно, имеет в общем случае девять различных ненулевых компонент.

Выпишем эти компоненты и соответствующие компоненты поля в самом общем (несимметричном) случае:

$$D_{xyx} = -D_{yxx} = D_1, D_{xyy} = -D_{yyx} = D_2, D_{xyz} = -D_{yxz} = D_3,$$

$$D_{yzx} = -D_{zyx} = D_4, D_{zyy} = -D_{yyz} = D_5, D_{yzz} = -D_{zyz} = D_6,$$

$$D_{zxx} = -D_{xzx} = D_7, D_{zxy} = -D_{xzy} = D_8, D_{zxx} = -D_{xzx} = D_9,$$

$$H_{Dx} = D_1 \frac{\partial M_y}{\partial x} + D_2 \frac{\partial M_y}{\partial y} + D_3 \frac{\partial M_y}{\partial z} - D_7 \frac{\partial M_z}{\partial x} - D_8 \frac{\partial M_z}{\partial y} - D_9 \frac{\partial M_z}{\partial z},$$

$$H_{Dy} = D_4 \frac{\partial M_z}{\partial x} + D_5 \frac{\partial M_z}{\partial y} + D_6 \frac{\partial M_z}{\partial z} - D_1 \frac{\partial M_x}{\partial x} - D_2 \frac{\partial M_x}{\partial y} - D_3 \frac{\partial M_x}{\partial z},$$

$$H_{Dz} = D_7 \frac{\partial M_x}{\partial x} + D_8 \frac{\partial M_x}{\partial y} + D_9 \frac{\partial M_x}{\partial z} - D_4 \frac{\partial M_y}{\partial x} - D_5 \frac{\partial M_y}{\partial y} - D_6 \frac{\partial M_y}{\partial z}.$$

Тогда энергию можно записать в виде:

$$E_D = -\frac{1}{2} \int (\vec{H}_D \cdot \vec{M}) d\vec{r}, \quad (\text{П.8})$$

а ввиду антисимметрии тензора Дзялошинского содержит одинаковые слагаемые, дающие вклад в эффективное поле:

$$\delta E_D = - \int (\vec{H}_D \cdot \delta \vec{M}) d\vec{r}. \quad (\text{П.9})$$

Структура с осью аксиальной симметрии z имеет только две ненулевые компоненты из девяти, отличающиеся только знаком: $D_5 = -D_7 = D$.

В этом случае энергия запишется в виде:

$$E_D = -\frac{1}{2} \int \left(M_z \left(D_7 \frac{\partial M_x}{\partial x} - D_5 \frac{\partial M_y}{\partial y} \right) + D_5 M_y \frac{\partial M_z}{\partial y} - D_7 M_x \frac{\partial M_z}{\partial x} \right) d\vec{r} = \frac{D}{2} \int (M_z (\vec{\nabla} \cdot \vec{M}) - (\vec{M} \cdot \vec{\nabla}) M_z) d\vec{r}. \quad (\text{П.10})$$

Отметим, что если в числе элементов группы симметрии кристалла имеется инверсия, то ОДМ отсутствует. Приведем примеры.

Пусть в числе элементов группы симметрии имеется, например, ось C_{2z} . Тогда ненулевые компоненты:

$$D_{zxx} = -D_{xzx} = D_7, D_{zyy} = -D_{yzy} = -D_5, D_{xyx} = -D_{yxz} = D_3,$$

Если z – ось четвертого порядка, то

$$C_{4z} D_{xyx} = D_{xyx} = D_{y-xy} = -D_{yxx},$$

$$C_{4z} D_{yxy} = D_{yxy} = D_{-xy-x} = D_{xyx}.$$

откуда $D_{xyx} = D_{yxy} = 0$. Также находим, что $D_{zxx} = D_{zyy}$.

Аналогично можно провести анализ и при наличии других элементов симметрии, в т.ч., для гексагональных магнитных структур.

П2. Решение уравнения Ландау-Лифшица при наличии взаимодействия Дзялошинского-Мория.

Энергию неоднородной структуры с учетом однородного обмена, антисимметричного обмена Дзялошинского-Мория и легкоплоскостной анизотропии с той же осью z можно представить в виде:

$$\Phi_g = \frac{1}{2} \int \left(\alpha_g \left(\frac{d\vec{M}}{dz} \right)^2 + D \left(M_y \frac{dM_x}{dz} - M_x \frac{dM_y}{dz} \right) + \beta_g M_z^2 \right) dz. \quad (\text{П.18})$$

Удобнее перейти к циклическим компонентам векторов в плоскости xy согласно:

$$M_{\pm} = M_x \pm iM_y. \quad (\text{П.19})$$

В новых переменных (П.18) примет вид:

$$\Phi_g = \frac{1}{2} \int \left(\alpha_g \left(\frac{dM_+}{dz} \frac{dM_-}{dz} + \left(\frac{dM_z}{dz} \right)^2 \right) + \frac{iD}{2} \left(M_- \frac{dM_+}{dz} - M_+ \frac{dM_-}{dz} \right) + \beta_g M_z^2 \right) dz.$$

Основное состояние может быть получено из уравнения $\frac{\delta\Phi_g}{\delta M} = 0$, из которого следует:

$$\begin{aligned} \frac{\delta\Phi_g}{\delta M_+} &= \frac{1}{2} \left(-\alpha_g \frac{d^2 M_-}{dz^2} - iD \frac{dM_-}{dz} \right) = 0, \\ \frac{\delta\Phi_g}{\delta M_-} &= \frac{1}{2} \left(-\alpha_g \frac{d^2 M_+}{dz^2} + iD \frac{dM_+}{dz} \right) = 0, \\ \frac{\delta\Phi_g}{\delta M_z} &= -\alpha_g \frac{d^2 M_z}{dz^2} + \beta_g M_z = 0. \end{aligned} \quad (\text{П.20})$$

Введем обозначения для линейных операторов:

$$\hat{L}_{\perp\pm} = \frac{1}{K^2} \left(-\frac{d^2}{dz^2} \pm iK \frac{d}{dz} \right), \quad \hat{L}_{\parallel} = -\frac{1}{K^2} \frac{d^2}{dz^2} + 2\kappa, \quad (\text{П.21})$$

а также обозначения (M_g – намагниченность насыщения g -структуры):

$$K = \frac{D}{\alpha_g}, \quad \omega_g = \gamma_g M_g \frac{D^2}{\alpha_g}, \quad \kappa = \frac{\alpha_g \beta_g}{2D^2}. \quad (\text{П.22})$$

Перепишем вариационные производные:

$$\frac{\delta\Phi_g}{\delta M_{\mp}} = \frac{\omega_g}{2\gamma M_g} \hat{L}_{\perp\pm} M_{\pm}, \quad \frac{\delta\Phi_g}{\delta M_z} = \frac{\omega_g}{\gamma M_g} \hat{L}_{\parallel} M_z, \quad (\text{П.23})$$

и уравнения для основного состояния:

$$M_{gz} = 0, \quad \hat{L}_{\perp\pm} M_{\pm} = 0. \quad (\text{П.24})$$

Решение последних уравнений ищем в виде e^{iKz} , откуда $K_1 = 0$ (однородно намагниченная структура), $K_2 = K$ и:

$$M_{g\pm}(z) = M_g e^{\pm iKz}. \quad (\text{П.25})$$

Уравнение Ландау-Лифшица можно переписать в циклических переменных с помощью преобразования производных:

$$\frac{\delta}{\delta M_{\pm}} = \frac{\delta}{\delta M_x} \mp i \frac{\delta}{\delta M_y}, \quad (\text{П.26})$$

В результате получим:

$$\begin{aligned} \dot{M}_{\pm} &= \pm i\gamma \left(M_z \frac{\delta\Phi}{\delta M_{\mp}} - M_{\pm} \frac{\delta\Phi}{\delta M_z} \right), \\ \dot{M}_z &= i\gamma \left(M_+ \frac{\delta\Phi}{\delta M_+} - M_- \frac{\delta\Phi}{\delta M_-} \right). \end{aligned} \quad (\text{П.27})$$

Структура (П.18) и УЛЛ симметричны по отношению к выбору знака в последнем выражении (M_{\pm} входят в них симметричным образом). Поэтому, приписав геликоидальной структуре (ГМС) определенную киральность, мы делаем определенный выбор, который делает направления распространения вперед-назад неэквивалентными. Из этого следует, что для описания динамики СВ в данной ГМС необходимо перейти к вращающейся вместе с ней СК, в которой в основном состоянии равновесная намагниченность ориентирована вдоль оси x' . Тогда для правокиральной структуры

$$\begin{aligned} M_x &= \cos Kz M'_x - \sin Kz M'_y, \quad M_y = \sin Kz M'_x + \cos Kz M'_y, \quad M_z = M'_z, \\ M_+ &= e^{iKz} M'_+, \quad M_- = e^{-iKz} M'_-. \end{aligned} \quad (\text{П.28})$$

Подстановка вариационной производной с учетом основного состояния (П.25) дает УЛЛ в подвижной системе отсчета:

$$\begin{aligned} \dot{M}'_{\pm} e^{iKz} &= \pm i \frac{\omega_g}{M_g} \left(\frac{1}{2} M'_z \hat{L}_{\perp\pm}(d_z) e^{\pm iKz} M'_{\pm} - e^{\pm iKz} M'_{\pm} \hat{L}_{\parallel}(d_z) M'_z \right), \\ \dot{M}'_z &= i \frac{\omega_g}{2M_g} \left(e^{iKz} M'_+ \hat{L}_{\perp-}(d_z) e^{-iKz} M'_- - e^{-iKz} M'_- \hat{L}_{\perp+}(d_z) e^{iKz} M'_+ \right). \end{aligned} \quad (\text{П.29})$$

где аргумент d_z обозначает наличие в операторе соответствующей производной. Перепишем ее в виде:

$$\dot{M}'_{\pm} = \pm i \frac{\omega_g}{M_g} \left(\frac{1}{2} M'_z \hat{L}_{\perp\pm} (d_z \pm iK) M'_{\pm} - M'_{\pm} \hat{L}_{\parallel} (d_z) M'_z \right),$$

$$\dot{M}'_z = i \frac{\omega_g}{2M_g} \left(M'_+ \hat{L}_{\perp-} (d_z - iK) M'_- - M'_- \hat{L}_{\perp+} (d_z + iK) M'_+ \right).$$

Основное состояние в этой СК $(M_{g+}, M_{g-}, M_{gz}) = (M_g, M_g, 0)$. Отметим, что данное калибровочное преобразование оставляет инвариантным выражение (П.18). Раскладывая намагниченность вблизи основного состояния в подвижной СК $\vec{M}' = \vec{M}'_g + \vec{m}'$ и используя линейность операторов, получаем систему:

$$\dot{m}'_{\pm} = \pm i \frac{\omega_g}{M_g} \left(\frac{1}{2} M'_{gz} \hat{L}_{\perp\pm} (d_z \pm iK) m'_{\pm} - M'_{g\pm} \hat{L}_{\parallel} (d_z) m'_z \right),$$

$$\dot{m}'_z = i \frac{\omega_g}{2M_g} \left(M'_{g+} \hat{L}_{\perp-} (d_z - iK) m'_- - M'_{g-} \hat{L}_{\perp+} (d_z + iK) m'_+ \right). \quad (\text{П.30})$$

Учет постоянства величины намагниченности приводит к условию:

$$m_+ M_{0-} + m_- M_{0+} + 2m_z M_{0z} = 0, \quad (\text{П.31})$$

которое с учетом основного состояния дает $m'_+ = -m'_-$, т.е. – два первых уравнения одинаковы. Оставляя для рассмотрения только одно из них, переписываем систему:

$$\dot{m}' + i\omega_g \hat{L}_{\parallel} (d_z) m'_z = 0,$$

$$\dot{m}'_z + \frac{1}{2} i\omega_g \left(\hat{L}_{\perp-} (d_z - iK) + \hat{L}_{\perp+} (d_z + iK) \right) m' = 0,$$

Будем искать ее решение в виде:

$$m' = A \cdot \exp(i(qz - \omega t)), \quad m'_z = B \cdot \exp(i(qz - \omega t)), \quad (\text{П.32})$$

где q – ВВ в подвижной СК. Подстановка приводит к однородной алгебраической системе:

$$\begin{pmatrix} \omega & -\omega_g \hat{L}_{\parallel} (iq) \\ -\frac{1}{2} \omega_g \left(\hat{L}_{\perp-} (i(q - K)) + \hat{L}_{\perp+} (i(q + K)) \right) & \omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = 0, \quad (\text{П.33})$$

где аргумент оператора следует писать вместо производной по z . Равенство нулю определителя дает закон дисперсии в подвижной СК:

$$\frac{1}{2} \left(\hat{L}_{\perp-} (i(q - K)) + \hat{L}_{\perp+} (i(q + K)) \right) \cdot \hat{L}_{\parallel} (iq) - \left(\frac{\omega(q)}{\omega_g} \right)^2 = 0. \quad (\text{П.34})$$

и эллиптичность соответствующей волны:

$$\eta = \frac{B}{A} = \frac{\omega}{\omega_g \hat{L}_{\parallel}(iq)}. \quad (\text{П.35})$$

Переходя в лабораторную СК (с волновым вектором k) $q = k - K$, окончательно находим спектр:

$$\frac{1}{2} \left(\hat{L}_{\perp-}(i(k - 2K)) + \hat{L}_{\perp+}(ik) \right) \cdot \hat{L}_{\parallel}(i(k - K)) - \left(\frac{\omega(k)}{\omega_G} \right)^2 = 0. \quad (\text{П.36})$$

Декартовы компоненты в лабораторной СК:

$$\begin{aligned} m_x &= iA \cdot \sin Kz \cdot \exp \left(i((k - K)z - \omega t) \right), \\ m_y &= -iA \cdot \cos Kz \exp \left(i((k - K)z - \omega t) \right), \\ m_z &= B \cdot \exp \left(i((k - K)z - \omega t) \right). \end{aligned} \quad (\text{П.37})$$