

На правах рукописи

Попов Дмитрий Александрович

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИПОЛЬНО-ОБМЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН
В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОЧНЫХ ВОЛНОВОДАХ
ПРЯМОУГОЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ

Специальность: 01.04.03 – Радиофизика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург – 2016

Работа выполнена в Санкт-Петербургском государственном электротехническом университете “ЛЭТИ” им. В.И.Ульянова (Ленина) (СПбГЭТУ) на кафедре физической электроники и технологии

Научный руководитель – **Устинов Алексей Борисович**,
доктор физико-математических наук, доцент
кафедры физической электроники и технологии
СПбГЭТУ «ЛЭТИ»,

Официальные оппоненты: **Герус Сергей Валерианович**,
доктор физико-математических наук, ведущий
научный сотрудник Фрязинского филиала
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки Института радиотехники и
электроники им. В.А.Котельникова РАН,

Гришин Сергей Валерьевич,
кандидат физико-математических наук, доцент
кафедры электроники, колебаний и волн
федерального государственного бюджетного
образовательного учреждения высшего
образования «Саратовского государственного
университета им. Н.Г. Чернышевского»,

Ведущая организация – Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический
институт им. А.Ф.Иоффе РАН,
г. Санкт-Петербург.

Защита диссертации состоится “29” ноября 2016 г. в 15 часов 30 минут на заседании диссертационного совета Д 212.238.08 Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета “ЛЭТИ” им. В.И.Ульянова (Ленина) по адресу: 197376, Санкт-Петербург, ул. Проф. Попова, 5.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина) и на сайте eltech.ru.

Автореферат разослан “28” сентября 2016 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета



Смирнов Е.А.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. В течение многих лет в сверхвысокочастотных (СВЧ) устройствах спин-волновой электроники использовались преимущественно эпитаксиальные пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) [1-3]. Типичная толщина пленок составляла единицы-десятки микрометров. Из таких пленок изготавливались волноводы спиновых волн, ширина которых обычно равнялась единицам миллиметров [4]. Для расчета спектра спиновых волн (СВ) в пленочных волноводах обычно пользовались теориями, построенными в предположении распространения плоских волн в неограниченной по ширине ферритовой пленке. В большинстве случаев такой подход давал хорошее приближение, поскольку пленочные волноводы были сравнительно широкими. При необходимости учета влияния ширины волновода на спектр спиновых волн пользовались приближенным подходом, заключающимся в размерном квантовании закона дисперсии для неограниченной в плоскости пленки [5]. В работе [6] был получен закон дисперсии для металлизированного волновода. Однако теория была построена только для частного случая поверхностных спиновых волн и в предположении однородного распределения внутреннего магнитного поля.

В последнее десятилетие развитие спин-волновой электроники, а также спинтроники идет по пути всё большей миниатюризации СВЧ приборов, а также освоения других магнитных материалов для их изготовления, например, таких, как пермаллой [5, 7, 8]. Это приводит к необходимости адекватного теоретического описания миниатюрных ферромагнитных пленочных волноводов, когда их толщины исчисляются десятками и сотнями нанометров, а их ширина равна нескольким микрометрам. К моменту начала диссертационной работы для расчета спектра спиновых волн в ферромагнитных пленочных волноводах обычно использовался приближенный метод размерного квантования закона дисперсии неограниченной ферромагнитной пленки [5, 9]. Несмотря на то, что в ряде случаев этот метод давал хорошее приближенное описание наблюдавшихся явлений, в целом он становился неприменимым для расчета дисперсионных характеристик спиновых волн, распространяющихся в миниатюрных волноводах. Например, с его помощью не удавалось описать эффект распространения локализованных мод в пермалловых микроволноводах [10]. Поэтому возникла задача строгого расчета закона дисперсии спиновых волн в ферромагнитных пленочных волноводах прямоугольного сечения.

Целью диссертационной работы является построение теории дипольно-обменных спиновых волн, распространяющихся в микро- и наноразмерных пленочных ферромагнитных волноводах прямоугольного сечения, намагниченных под произвольным углом к поверхности.

В соответствии с поставленной целью **основными задачами** диссертационного исследования являются:

1. Построение теории дипольно-обменных спиновых волн в пленочных ферромагнитных волноводах, учитывающей анизотропию формы и произвольный характер закрепления поверхностных спинов.

2. Анализ влияния величины и направления внешнего однородного магнитного поля, а также геометрических размеров волновода, на пространственное распределение внутреннего статического магнитного поля в ферромагнитных пленочных волноводах прямоугольного сечения.
3. Исследование формирования дисперсионных характеристик толщинных и ширинных мод дипольно-обменного спектра ферромагнитного пленочного волновода для различных направлений его намагничивания.
4. Анализ влияния геометрических размеров волновода и магнитных параметров материала волновода на спектр и дисперсионные характеристики бегущих спиновых волн.
5. Изучение дисперсии и свойств локализованных спиновых волн с учетом формирования магнитных ям, возникающих вблизи границ касательно намагниченного волновода, а также сопоставление теоретических и известных экспериментальных результатов.

Объекты исследования

В качестве объектов исследования использовались спиновые волны, возбуждаемые в ферромагнитных волноводах, имеющих в сечении прямоугольную форму. Материалами волноводов были пермаллой и железо-иттриевый гранат.

Методологическая и теоретическая основа исследований заключаются в использовании общепринятых методов теоретической физики и физики колебаний и волн. В частности, при теоретическом исследовании распространения спиновых волн использовался метод тензорных функций Грина, основанный на совместном решении уравнений Максвелла и уравнения движения намагниченности с учетом электродинамических и обменных граничных условий. При численных расчетах был использован математический пакет Wolfram Mathematica.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Построена теория дипольно-обменных спиновых волн в пленочных ферромагнитных волноводах, намагниченных под произвольным углом к поверхности. Теория учитывает анизотропию формы и произвольный характер закрепления поверхностных спинов.
2. Проведено теоретическое исследование спектра нормальных объемных и локализованных мод ферромагнитного пленочного волновода прямоугольного сечения. Рассчитаны спектры и распределения амплитуды дипольно-обменных спиновых волн для таких волноводов.
3. Изучены особенности спектра локализованных спиновых волн с учетом магнитных ям, существующих вблизи границ касательно намагниченного волновода. Дано объяснение эффектам, наблюдаемым при распространении локализованных мод в пермалловых микроволноводах.

Новые научные результаты, полученные в ходе выполнения работы, позволили сформулировать **научные положения, выносимые на защиту:**

1. В ферромагнитных пленочных волноводах, имеющих прямоугольное сечение, для толщинных мод низшего типа возникает частота отсечки,

которая сдвинута по частоте вверх для случая нормального намагничивания. Величина сдвига частоты отсечки основной моды возрастает с уменьшением ширины волновода и не изменяется при увеличении внешнего магнитного поля.

2. В ферромагнитных пленочных волноводах, имеющих прямоугольное сечение, для толщинных мод низшего типа возникает частота отсечки, которая сдвинута по частоте вверх для волновода, намагниченного вдоль направления распространения спиновой волны. Величина сдвига частоты отсечки основной моды возрастает с уменьшением ширины волновода и уменьшается при увеличении внешнего магнитного поля.
3. В ферромагнитных пленочных волноводах, имеющих прямоугольное сечение, для толщинных мод низшего типа возникает частота отсечки, которая сдвинута по частоте вниз для волновода, намагниченного по касательной поперек направления распространения спиновой волны. Величина сдвига частоты отсечки основной моды возрастает с уменьшением ширины волновода и уменьшается при увеличении внешнего магнитного поля.
4. Локализованные моды возникают в «магнитных ямах», которые образуются вблизи краев ферромагнитного пленочного волновода, намагниченного по касательной поперек направления распространения спиновой волны. Причиной возникновения магнитных ям является анизотропия формы. С ростом ширины волновода область локализации спиновых волн уменьшается, а спектр локализованных мод разрежается, так как магнитные ямы по краям волновода становятся уже. С ростом внешнего магнитного поля область локализации спиновых волн увеличивается, а спектр локализованных мод обогащается, так как магнитные ямы по краям волновода становятся глубже.

Практическая ценность диссертационной работы состоит в следующем.

1. Предложена теоретическая база для корректного расчета дисперсионных характеристик и распределений амплитуд колебаний намагниченности в ферромагнитных волноводах. Полученные результаты можно использовать при разработке приборов спин-волновой электроники и спинтроники.
2. Создан пакет программ, позволяющий численно рассчитывать дисперсионные характеристики и распределения амплитуд колебаний намагниченности в ферромагнитных пленочных волноводах.

Апробация работы. Результаты диссертационной работы были представлены и обсуждались на ряде конференций и семинаров различного уровня, в частности, Joint European Magnetic Symposia (Parma, 2012), Donostia international conference on nanoscaled magnetism and application (Donostia, 2013), V Euro – Asian Symposium “Trends in MAGnetism”: Nanomagnetism (Vladivostok, 2013), Всероссийской конференции «Микроэлектроника СВЧ» (Санкт-Петербург, 2013 и 2014), международной молодежной конференции ФизикА.СПб (Санкт-Петербург, 2015).

Публикации. По теме диссертации автором опубликовано 9 печатных работ, в том числе 3 статьи в научных журналах и тезисы к шести докладам на научно-технических конференциях.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, приложения и списка литературы, включающего 108 наименований. Основная часть работы изложена на 89 страницах машинописного текста. Работа содержит 45 рисунков.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во Введении обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы цели и задачи работы, научная новизна и практическая ценность полученных результатов, а также научные положения, выносимые на защиту.

Глава 1 «Распространение спиновых волн в ферромагнитных пленках (обзор)» посвящена обзору литературы по теме работы, который характеризует состояние исследований на момент начала диссертационной работы. В заключение обзора литературы сформулированы основные задачи диссертационного исследования.

Глава 2 «Теория спектра дипольно-обменных спиновых волн в ферромагнитных пленочных волноводах прямоугольного сечения» посвящена построению теории нормальных спиновых волн в однородно намагниченном под произвольным углом ферромагнитном пленочном волноводе. Геометрия задачи представлена на рисунке 1.

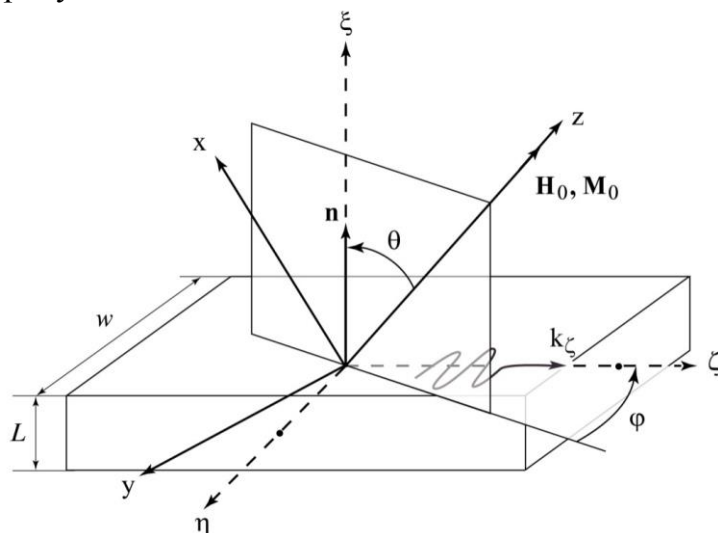


Рисунок 1 – Геометрия задачи

В первом параграфе данной главы обоснован выбор геометрии ферромагнитного волновода прямоугольного сечения и двух систем координат, одна из которых связана с геометрией волновода $\xi\eta\zeta$, а вторая - с направлением внешнего магнитного поля xuz . В нем также описан переход от системы координат $\xi\eta\zeta$ к xuz с помощью двух последовательных ортогональных

преобразований поворота вокруг оси ξ на угол φ и вокруг оси y на угол $\theta - \pi/2$

Далее описывается вывод интегро-дифференциального уравнения, являющегося следствием совместного интегрирования уравнений Максвелла в магнитостатическом приближении и линеаризованного уравнения движения намагниченности. При выводе данного уравнения, как и обычно, считалось, что для малых колебаний магнитного момента около равновесного положения полный магнитный момент $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ можно представить в виде суммы частотно независимой статической части $\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$ и динамической части $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$:

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{M}_0(\mathbf{r}) + \mathbf{m}(\mathbf{r}, t), \quad |\mathbf{m}| \ll |\mathbf{M}_0|, \quad (1)$$

где $\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$ – равновесное значение магнитного момента в основном состоянии, а $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ – малое отклонение $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ от положения равновесия \mathbf{M}_0 , причем $\mathbf{m} \perp \mathbf{M}_0$

Полное эффективное магнитное поле \mathbf{H}^{eff} было представлено в виде суммы внутреннего статического магнитного поля \mathbf{H}^{int} , переменного дипольного поля \mathbf{h}^d и поля неоднородного обменного взаимодействия $\mathbf{h}^{ex}(\mathbf{r}, t) = \alpha \nabla^2 \mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$:

$$\mathbf{H}^{eff}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}^{int}(\mathbf{r}) + \mathbf{h}^{ex}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{h}^d(\mathbf{r}, t). \quad (2)$$

В свою очередь, внутреннее постоянное магнитное поле \mathbf{H}^{int} определялось как векторная сумма внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 и статического дипольного поля \mathbf{H}^d или, иными словами, поля анизотропии формы образца:

$$\mathbf{H}^{int}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}^d(\mathbf{r}). \quad (3)$$

Отметим, что в общем случае статические компоненты внутреннего поля $\mathbf{H}^{int}(\mathbf{r})$ и равновесного магнитного момента $\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$ зависят от координат и могут быть неоднородно распределены внутри волновода. Для дальнейших расчетов предполагалось, что статическая намагниченность является пространственно однородной. Это позволило рассчитать зависимость внутреннего постоянного магнитного поля от координат. Вывод пространственного распределения внутреннего магнитного поля изложен во втором параграфе данной главы.

Подстановка всех вышеописанных компонент в уравнения движения намагниченности и последующая его линеаризация приводит к следующему уравнению:

$$\frac{\partial \mathbf{m}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -|g| \mu_0 \left[\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}^{int}(\mathbf{r}) + \mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}^{ex}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}^d(\mathbf{r}, t) \right] \quad (4)$$

Для дальнейшего решения задачи переменное дипольное поле и переменная намагниченность могут быть были представлены в виде разложения в ряд Фурье по неоднородным плоским волнам:

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \sum_{k_\zeta} \mathbf{m}(\xi, \eta, k_\zeta) e^{-i(k_\zeta \zeta + \omega t)}, \quad (5)$$

$$\mathbf{h}^d(\mathbf{r}, t) = \sum_{k_\zeta} \mathbf{h}^d(\xi, \eta, k_\zeta) e^{-i(k_\zeta \zeta + \omega t)},$$

где $\mathbf{m}(\xi', \eta'; k_\zeta)$ и $\mathbf{h}^d(\xi, \eta, k_\zeta)$ суть векторные Фурье-амплитуды переменной намагниченности и переменного дипольного поля соответственно, а k_ζ – продольное волновое число для спиновых волн, бегущих вдоль оси ζ .

Согласно методу тензорных функций Грина, связь амплитуд Фурье разложения переменного дипольного магнитного поля $\mathbf{h}^d(\xi, \eta, k_\zeta)$ с переменной намагниченностью $\mathbf{m}(\xi, \eta, k_\zeta)$ находится из системы уравнений Максвелла в интегральной форме:

$$\mathbf{h}^d(\xi, \eta, k_\zeta) = \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-w/2}^{w/2} \hat{\mathbf{G}}(\xi, \xi'; \eta, \eta'; k_\zeta) \mathbf{m}(\xi', \eta'; k_\zeta) d\xi' d\eta' \quad (6)$$

Тензорная функция Грина $\hat{\mathbf{G}}(\xi, \xi'; \eta, \eta'; k_\zeta)$ для ферритового волновода прямоугольного сечения была получена в работе [11].

Подстановка (6) в линейризованное уравнение движения намагниченности (4) приводят его к системе интегро-дифференциальных уравнений. В операторной форме эта система имеет форму:

$$\hat{\mathbf{T}}\mathbf{m}(\xi, \eta, k_\zeta) + \hat{\mathbf{F}}\mathbf{m}(\xi, \eta, k_\zeta) = \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-w/2}^{w/2} \hat{\mathbf{G}}(\xi, \xi', \eta, \eta'; k_\zeta) \cdot \mathbf{m}(\xi', \eta'; k_\zeta) d\xi' d\eta'. \quad (7)$$

Здесь $\hat{\mathbf{F}}$ – линейный дифференциально-матричный оператор вида, а

$$\hat{\mathbf{F}} = -\alpha \left(\nabla_\xi^2 + \nabla_\eta^2 - k_\zeta^2 \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

$\hat{\mathbf{T}}$ – матричный оператор вида

$$\hat{\mathbf{T}} = \frac{1}{\omega_M} \begin{pmatrix} |g| \mu_0 H_z^{int}(\xi, \eta) & i\omega \\ -i\omega & |g| \mu_0 H_z^{int}(\xi, \eta) \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где $\omega_M = |g| \mu_0 4\pi M_0$, а $H_z^{int}(\xi, \eta)$ – компонента внутреннего поля, направление которой совпадает с направлением внешнего магнитного поля.

Отметим, что полученные интегро-дифференциальные уравнения включают в себя как дипольное взаимодействие (правая часть уравнения (7)), так и обменное взаимодействие (оператор $\hat{\mathbf{F}}$). Кроме того, в расчет включено неоднородное внутреннее поле, входящее в диагональные компоненты тензора $\hat{\mathbf{T}}$.

Решая уравнение (7), можно найти как закон дисперсии $\omega(k_z)$, так и пространственное распределение амплитуды переменной намагниченности $|\mathbf{m}(\xi, \eta; k_z)|$.

Для описания анизотропии формы ферромагнитных образцов требуется получить так называемый тензор размагничивающих факторов. Второй параграф посвящен выводу тензора размагничивающих факторов для прямоугольного ферромагнитного волновода и определению распределения внутреннего статического магнитного поля. Так как природа размагничивающего поля и переменного дипольного поля одинакова, то для поиска тензора размагничивающих факторов можно воспользоваться тензорной функцией Грина (6), проведя над ней дополнительные преобразования. Поскольку внутреннее поле статично, то можно устремить длину волны поля в бесконечность, иными словами $k_z \rightarrow 0$. Таким образом, находится связь между постоянным размагничивающим полем \mathbf{H}^d и статической намагниченностью насыщения \mathbf{M}_0 :

$$\mathbf{H}^d(\xi, \eta) = \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-w/2}^{w/2} G^{st}(\xi, \xi', \eta, \eta') \mathbf{M}_0(\xi', \eta') d\xi' d\eta' \quad (10)$$

где через G^{st} обозначена статическая тензорная функция Грина магнитостатической задачи.

В однородно намагниченном образце размагничивающее поле \mathbf{H}^d может быть выражено через намагниченность насыщения посредством тензора размагничивающих факторов:

$$\mathbf{H}^d(\xi, \eta) = -\hat{\mathbf{N}}(\xi, \eta) \cdot \mathbf{M}_0 = -M_S \hat{\mathbf{N}}(\xi, \eta) \cdot \mathbf{e}_z, \quad (11)$$

где $M_S = M_0$, \mathbf{e}_z – орт координатной оси z , а $\hat{\mathbf{N}}(\mathbf{r})$ – тензор размагничивающих факторов формы образца в системе координат xuz . Таким образом, тензор размагничивающих факторов определяется из статической тензорной функции Грина для однородно намагниченного волновода.

В итоге получается формула, описывающая пространственное распределение z компоненты внутреннего поля:

$$H_z^{int}(\xi, \eta) = H_0 - M_0 \cdot N_{zz}(\xi, \eta), \quad (12)$$

где $N_{zz}(\xi, \eta)$ – компонента тензора размагничивающих факторов в координатах, связанных с направлением намагничивания.

В третьем параграфе изложен метод решения системы интегро-дифференциальных уравнений и вывод дисперсионного уравнения. Решение системы интегро-дифференциальных уравнений (7) производилось разложением Фурье-амплитуды переменной намагниченности $\mathbf{m}(\xi, \eta, k_z)$ в бесконечный ряд по нормальным колебаниям волновода – *спин-волновым модам*. Спин-волновые моды соответствуют ряду условий. Во-первых, они удовлетворяют обменным

граничным условиям. Во-вторых, они образуют полную систему ортогональных векторных функций, отвечающую условиям нормировки и полноты.

Разложение по спин-волновым модам для ферромагнитного волновода прямоугольного сечения волновода выглядит следующим образом:

$$\mathbf{m}(\xi, \eta; k_\zeta) = M_0 \sum_n \sum_q \sum_p m_{nq}^p(k_\zeta) \mathbf{S}_{nq}^p(\xi, \eta) \quad (13)$$

где $\mathbf{S}_{nq}^p(\xi, \eta)$ – векторные спин-волновых моды, а $m_{nq}^p(k_\zeta)$ – безразмерные амплитуды спин-волновых мод, причем p – принимает значения x или y .

Для смешанных обменных граничных условий Радо-Уиртмена проекции $\mathbf{S}_{nq}^p(\xi, \eta)$ имеют вид:

$$S_{nq}^x = \begin{pmatrix} \Phi_{nq}^x(\xi, \eta) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad S_{nq}^y = \begin{pmatrix} 0 \\ \Phi_{nq}^y(\xi, \eta) \end{pmatrix}, \quad (14)$$

где собственные функции $\Phi_{nq}^p(\xi, \eta)$ в случае однородного закрепления поверхностных спинов равны $\Phi_{nq}^x(\xi, \eta) = \Phi_{nq}^y(\xi, \eta) = \Phi_{nq}(\xi, \eta)$. Заметим, что для этой записи были выбраны собственные функции дифференциально-матричного оператора (8) при учете произвольного характера закрепления поверхностных спинов.

Результатом разложения по спин-волновым модам явилась бесконечная система алгебраических уравнений относительно амплитуд спин-волновых мод, которая в матричном виде записывается следующим образом:

$$\mathbf{D}_{nn} \mathbf{m}_{nq} + \sum_{n' \neq n, q' \neq q} \mathbf{R}_{nn'} \mathbf{m}_{n'q'} = 0, \quad (15)$$

где \mathbf{D}_{nn}^{mq} – диагональный линейный матричный оператор и $\mathbf{R}_{nn'}^{mq}$ – не диагональный линейный матричный оператор. Такое разделение на диагональные и не диагональные матричные операторы обуславливает возможность исключения межмодового взаимодействия из расчета дисперсионных характеристик, то есть дает возможность расчета спектра в диагональном приближении.

Полученная система уравнений (15) позволяет найти дисперсионное уравнение. Такое уравнение получается из условия обращения в нуль определителя системы. Для расчета закона дисперсии задавали волновое число бегущей волны и приводили матрицу коэффициентов к диагональному виду. Данная операция производилась при помощи поиска собственных значений и собственных векторов в программе Wolfram Mathematica. При этом задавались матрицы конечных размеров. Размеры матрицы коэффициентов, задаваемые переменными n_{max} и q_{max} , систематически увеличивались до тех пор, пока значение частот нормальных мод на предыдущем шаге переставало изменяться (в пределах заданной нами погрешности) при дальнейшем увеличении размеров матрицы. Таким методом мы гарантировали точность расчета данной высшей моды и всех

низших мод. Например, если требовалось найти спектр первых десяти ширинных мод, то размер матрицы подбирался таким образом, чтобы дисперсионная кривая десятой моды переставала двигаться по частоте. Тем самым обеспечивалась точность расчета как десятой ширинной моды, так и всех низших мод.

Кроме дисперсионной характеристики $\omega(k_z)$, которая получается из набора собственных чисел при проведении процесса диагонализации, можно получить пространственное распределение амплитуды переменной намагниченности в любой точке дисперсионных кривых. Для этого в разложение амплитуды переменной намагниченности по спин-волновым модам (13) подставляются соответствующие амплитуды спин-волновых мод, которые появляются в процессе диагонализации в качестве собственных векторов.

Глава 3 «Исследование спектров объемных и локализованных мод в ферромагнитных пленочных волноводах» посвящена исследованию пространственного распределения внутреннего статического магнитного поля, а также изучению дипольно-обменного спектра ферромагнитного пленочного волновода прямоугольного сечения, для различных направлений его намагничивания.

Первый параграф главы посвящен анализу влияния величины и направления внешнего однородного магнитного поля, а также геометрических размеров волновода, на пространственное распределение внутреннего статического магнитного поля ферромагнитного пленочного волновода прямоугольного сечения. Исследование проведено для трех, наиболее часто используемых на практике, направлений намагничивания волновода: по нормали к его плоскости, по касательной к его плоскости вдоль направления распространения СВ и по касательной к его плоскости поперек направления распространения СВ. Рассмотрим более детально последний случай. При таком направлении намагничивания вблизи боковых граней волновода существуют области с заниженным внутренним полем, называемые магнитными ямами. Как будет показано в последнем параграфе главы, такие магнитные ямы служат каналами для распространения локализованных спиновых волн. Установлено, что магнитные ямы существуют в волноводах любой ширины. Для волноводов, намагниченных внешним магнитным полем, величина которого превышает намагниченность насыщения, увеличение их ширины приводит к увеличению глубины магнитных ям до предельного значения $M_0/2$. В более низких полях подмагничивания предельное значение глубины магнитных ям становится меньше $M_0/2$.

Второй параграф посвящен исследованию дипольно-обменного спектра ферромагнитного пленочного волновода для трех направлений его намагничивания. Параграф разбит на три подпараграфа, каждый из которых соответствует одному из направлений внешнего магнитного поля. Проведено моделирование спектров дипольно-обменных спиновых волн при систематическом изменении ширины w и толщины L волновода. Толщинные и ширинные моды волновода были изучены по-отдельности. Показано, что у

волноводов со свободными поверхностными спинами для толщинной моды низшего типа ярко выражен волноводный эффект. Он заключается в сдвиге нижней граничной частоты этой моды вверх или вниз относительно частоты ФМР в зависимости от направления поля подмагничивания. Результаты исследования описанного сдвига частоты в зависимости от отношения w/L и в зависимости от величины внешнего магнитного поля H_0 приведены на рисунках 2 и 3, соответственно.

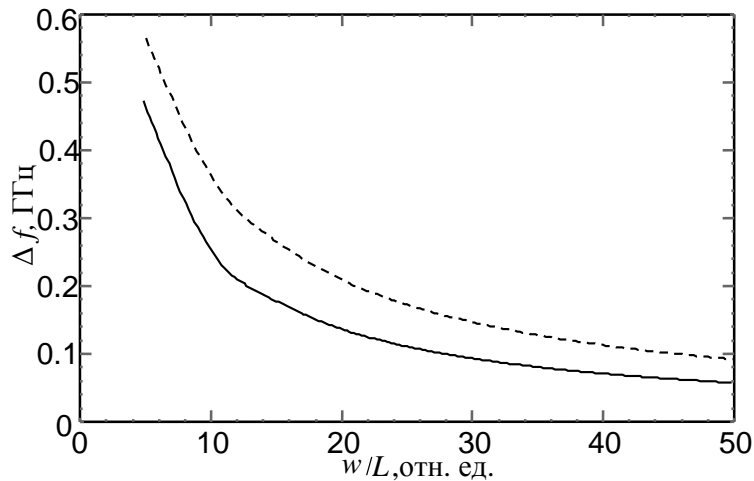


Рисунок 2 – Зависимость сдвига по частоте первой моды Δf от отношения ширины волновода к его толщине w/L : сплошная линия соответствует волноводу, нормально намагниченному полем $H_0=3000$ Э, пунктирная линия соответствует волноводу, продольно намагниченному полем $H_0=500$ Э.

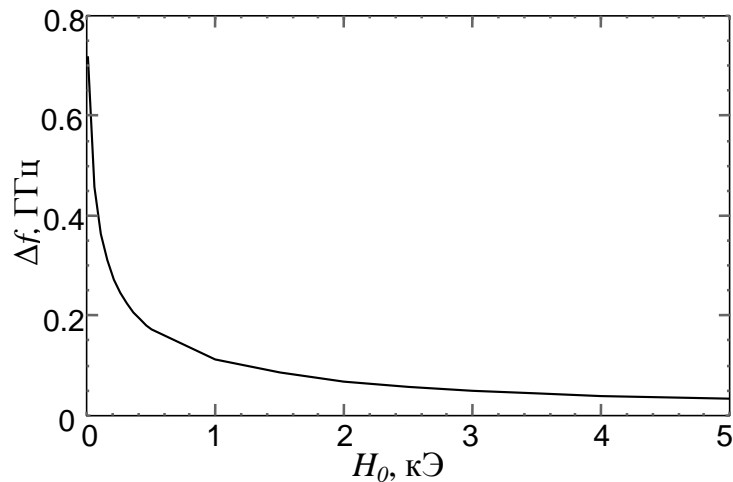


Рисунок 3 – Зависимость сдвига частоты основной моды относительно высших мод от величины внешнего магнитного поля для продольно намагниченного волновода ($L=10$ мкм, $w=250$ мкм)

Особое внимание уделено исследованию спектров касательно намагниченного волновода поперек направления распространения СВ. Проведен анализ влияния неоднородности статического внутреннего поля на спектр толщинных и ширинных мод. Показано, что подход с применением эффективного усредненного поля справедлив только при расчете спектра толщинных мод, в свою очередь спектр ширинных мод невозможно рассчитать в рамках метода

эффективных параметров. Кроме того, установлено, что только при касательном намагничивании в спектре ширинных мод возникают локализованные моды. Областью локализации являются магнитные ямы.

В третьем параграфе главы проведено изучение дисперсии и свойств локализованных спиновых волн, а также сопоставление оригинальных теоретических результатов с известными экспериментальными данными. Обнаружено, что спектр локализованных мод вырожден, то есть на одной и той же частоте сосуществуют две локализованные моды симметричного и антисимметричного типа. Исследование сдвига частоты при $k=0$ для каждой отдельной локализованной моды в зависимости от величины внешнего магнитного поля показал, что в относительно больших внешних полях дисперсионные кривые локализованных мод поднимаются параллельно частоте ферромагнитного резонанса. В свою очередь, в малых полях по мере уменьшения величины магнитного поля спектр локализованных мод сгущается и сливается со спектром объемных толщинных мод.

Сопоставление полученных теоретических результатов с известными экспериментальными результатами показало хорошее соответствие. В частности, построенная теория впервые теоретически описала уменьшение расстояния между лучами локализованных спиновых волн с ростом частоты. Установлено, что теория описывает экспериментальные результаты с погрешностью не более 30 %. Количественные расхождения можно объяснить предположением об однородности распределения намагниченности насыщения внутри волновода. Полученные результаты подтверждают адекватность разработанной теории.

В Заключение сформулированы основные выводы по диссертационной работе и научные результаты:

1. Построена теория, позволяющая рассчитывать спектры, пространственные распределения амплитуды динамической намагниченности и распределения внутреннего статического поля для тонкопленочного ферромагнитного волновода прямоугольного сечения. Теория является общей, позволяющей проводить расчеты, задавая любые параметры волновода, такие как толщина и ширина волновода, намагниченность насыщения, гиромагнитное отношение, константа обменного взаимодействия, параметры закрепления поверхностных спинов, направление и величина внешнего магнитного поля.

2. Показано, что для корректного теоретического анализа эффекта локализации спиновых волн в ферромагнитном пленочном волноводе требуется одновременный учет дипольного и обменного взаимодействия, обменных граничных условий, а также пространственной неоднородности внутреннего магнитного поля.

3. Проведен анализ распределения статического внутреннего магнитного поля ферромагнитного пленочного волновода прямоугольного сечения в зависимости от величины и направления однородного внешнего поля подмагничивания. Показано, что неоднородность распределения внутреннего магнитного поля имеет место только при нормальном намагничивании волновода и при касательном намагничивании поперёк направления распространения СВ.

При намагничивании волновода вдоль направления распространения волны внутреннее поле однородно. Вблизи боковых граней волновода поле возрастает в случае нормального намагничивания и уменьшается в случае касательного намагничивания поперек направления распространения СВ. Причиной возникновения пространственной неоднородности внутреннего магнитного поля является анизотропия формы. Области с пониженным магнитным полем, расположенные по краям волновода, являются магнитными ямами. Такие области выступают в роли каналов, по которым распространяются локализованные спиновые волны.

4. Изучено формирование дисперсионных характеристик толщинных мод дипольно-обменного спектра спиновых волн в пленочных магнитных волноводах при учете неоднородности внутреннего магнитного поля и произвольного характера закрепления поверхностных спинов. Показано, что у волноводов со свободными поверхностными спинами для толщинной моды низшего типа ярко выражен волноводный эффект, который для разных типов спиновых волн проявляется по-разному. Для прямых объемных спиновых волн в нормально намагниченных волноводах такой эффект заключается в сдвиге нижней граничной частоты толщинной моды вверх относительно частоты ФМР. Для обратных объемных спиновых волн, распространяющихся в касательно намагниченных волноводах, за счет волноводного эффекта верхняя граничная частота толщинной моды сдвинута вверх по частоте относительно частоты ФМР. Для поверхностных спиновых волн в касательно намагниченных волноводах волноводный эффект приводит к сдвигу нижней граничной частоты толщинной моды вниз относительно частоты ФМР в касательно намагниченной пленки.

5. Исследованы спектры и пространственные распределения амплитуды динамической намагниченности локализованных спиновых волн. Показано, что локализованные моды спектра СВ возникают в магнитных ямах, которые образуются вблизи краев ферромагнитного пленочного волновода, намагниченного по касательной поперек направления распространения спиновой волны. С ростом номера локализованной моды максимумы ее поперечного распределения приближаются к центру волновода. Также установлено, что с ростом внешнего магнитного поля область локализации спиновых волн увеличивается, а спектр локализованных мод обогащается, так как магнитные ямы по краям волновода становятся глубже.

6. Проведено сопоставление оригинальных теоретических результатов с известными экспериментальными данными, показывающими уменьшение расстояния между лучами локализованных спиновых волн с ростом частоты. Установлено, что теория описывает экспериментальные результаты с погрешностью не хуже 30%. Количественные расхождения можно объяснить предположением об однородности распределения намагниченности насыщения внутри волновода. Полученные результаты показывают адекватность разработанной теории.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вапнэ, Г.М. СВЧ–устройства на магнитостатических волнах [Текст] // Обзоры по электронной технике. Сер. 1. Электроника СВЧ. – М.: ЦНИИ "Электроника". – 1984. - Вып. 8 (1060),– 80 с.
2. Физика спин-волновых процессов в ферромагнитных пленках и слоистых структурах [текст] / Тематический выпуск под редакцией О.Г. Вендика и Б.А. Калиникова // Известия высших учебных заведений. Физика. – 1988. Т.31, №11. – 124 с.
3. Вашковский, А.В. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот [Текст] / А.В. Вашковский, В.С. Стальмахов, Ю.П. Шараевский. – Саратов: Изд-во СГУ, 1992. – 312 с.
4. Вороненко, А.В. Дифракция поверхностных магнитостатических волн на магнитных решетках в режиме Брэгга [Текст] / А.В. Вороненко, С.В. Герус, В.Д. Харитонов // Известия вузов. Физика. – 1988. Т. 31, Вып. 11. – С. 76 – 85.
5. Demidov, V.E. Magnonic waveguides studied by microfocus brillouin light scattering [Текст] / V.E. Demidov, S.O. Demokritov // IEEE Transactions on Magnetics. – 2015. V. 51, № 4. – P. 0800215–1-15.
6. O`Keeffe, T.W. Magnetostatic surface-wave propagation in finite samples [Текст] / T.W. O`Keeffe, R.W. Patterson // Journal of Applied Physics. – 1978. V. 49, № 9. – P. 4886–4895.
7. Никитов, С.А. Магноника — новое направление спинтроники и спин-волновой электроники [Текст] / С.А. Никитов, Д.В. Калябин, И.В. Лисенков и др. // Успехи физических наук. – 2015, Т. 185, Вып. 10. – С. 1099–1128.
8. Stamps, R.L. The 2014 magnetism roadmap [Текст] / R.L. Stamps, S. Breitkreutz, J. Akerman et. al. // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2014. V. 47, № 33. – P. 333001–1-28.
9. Sadovnikov, A.V. Magnonic beam splitter: The building block of parallel magnonic circuitry [Текст] / A.V. Sadovnikov, C.S. Davies, S.V. Grishin et. al. // Applied Physics Letters. – 2015. V. 106, № 19. – P. 192406–1-4.
10. Demidov V.E. Nano-optics with spin waves at microwave frequencies [Текст] / V.E. Demidov, S.O. Demokritov, K. Rott et. al. // Applied Physics Letters. – 2008. V. 92, № 23. – P. 232503–1-3.
11. Власкин, С.В. Дипольно-обменные спиновые волны в ферромагнитных пленках и пленочных волноводах, намагниченных под произвольным углом к поверхности. [Текст]: дис. ... канд. физ.-мат. наук / Власкин Сергей Вячеславович. – Саратов, 1991. – 194 с.

СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Публикации в изданиях, рекомендованных ВАК России:

- П1. Григорьева, Н.Ю. Спектр дипольно–обменных спиновых волн в анизотропном ферромагнитном волноводе прямоугольного сечения [Текст] /

- Н.Ю. Григорьева, Д.А. Попов, Б.А. Калиникос // Физика твердого тела. – 2014. – Т.56, Вып. 9. – С. 1746–1755.
- П2. Попов, Д. А. Исследование спектра дипольно–обменных спиновых волн в нормально намагниченных ферромагнитных пленочных волноводах [Текст] / Д. А. Попов, А. Б. Устинов // Известия высших учебных заведений России. Радиоэлектроника. – 2016. – Вып.4. –С. 60–64.
- П3. Устинова, И.А. Сверхвысокочастотный интерферометр на феррит–сегнетоэлектрической слоистой структуре [Текст] / И.А. Устинова, А.А. Никитин, А.В. Кондрашов, Д.А. Попов, А.Б. Устинов, Е. Lahderanta // Письма в журнал технической физики. – 2016. – Т.42, Вып.17. – С. 20–27.
- ДРУГИЕ СТАТЬИ И МАТЕРИАЛЫ МЕЖДУНАРОДНЫХ И ВСЕРОССИЙСКИХ КОНФЕРЕНЦИЙ:**
- П4. Grigoryeva, N. Some peculiarities of spin–wave propagation in magnonic waveguides (Некоторые особенности распространения спиновых волн в магнитных волноводах) [Текст] / N. Grigoryeva, D. Popov, B. Kalinikos // Joint European Magnetic Symposia, 2012 Parma. – EPJ Web of Conferences, – 2013. – V. 40. – P. 12004–1–12004–4.
- П5. Григорьева, Н.Ю. Локализация дипольно–обменных спиновых волн в ферромагнитном волноводе прямоугольного сечения [Текст] / Н.Ю. Григорьева, Д.А. Попов // Сборник трудов Всероссийской научно–технической конференции «Микроэлектроника СВЧ», СПб, Россия. – 2013. –С. 184–188.
- П6. Григорьева, Н.Ю. Исследование магнитной управляемости локализованных состояний спиновых волн в прямоугольном ферромагнитном волноводе [Текст] / Н.Ю. Григорьева, Д.А. Попов // Сборник трудов Всероссийской научно–технической конференции «Микроэлектроника СВЧ», СПб, Россия. – 2014. –С. 329–333.
- П7. Grigoryeva, N.Yu. Volume and localized spin–wave modes of finite–width magnonic waveguide (Объемные и локализованные спин–волновые моды в магнитных волноводах ограниченной ширины) [Текст] / N.Yu. Grigoryeva, D.A. Popov // V Euro–Asian Symposium "Trends in MAGnetism", 2013 Vladivostok. Nanomagnetism (EASTMAG–2013). – 2013. –С. 94–95.
- П8. Grigoryeva, N.Yu. Localized spin–wave modes as eigen states of finite–width magnonic waveguide (Локализованные спин–волновые моды как собственные состояния в магнитном волноводе) [Текст] / N.Yu. Grigoryeva, D.A. Popov, B.A. Kalinikos // International Conference on Nanoscaled Magnetism and Applications, 2013 Donostia. – 2013. –С. 197–198.
- П9. Попов, Д.А. Исследование влияние конечной ширины тонкопленочных ферромагнитных волноводов на спектр и поперечное распределение дипольно–обменных спиновых волн [Текст] / Д.А. Попов // Тезисы докладов международной молодёжной конференции Физика.СПб, СПб, Россия. – 2015. – С. 297–298.