

Министерство образования и науки Российской Федерации

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра нелинейной физики

Линейная и нелинейная динамика спиновых волн в касательно  
намагниченных латерально связанных микроволноводах

АВТОРЕФЕРАТ МАГИСТЕРСКОЙ РАБОТЫ

студента   2   курса   214   группы

направления

03.04.01 Прикладные математика и физика

факультета нелинейных процессов

Одинцова Сергея Александровича

Научный руководитель

к.ф.-м.н., доцент \_\_\_\_\_

Е. Н. Бегинин

Зав. кафедрой нелинейной физики

профессор, д.ф.-м.н. \_\_\_\_\_

Н.М. Рыскин

Саратов 2017 г.

## Введение

Связанные планарные ферритовые волноведущие структуры на основе тонких пленок железо - иттриевого граната (ЖИГ) представляют большой интерес из-за возможности управления характеристиками распространения в них волн различных типов (поверхностных и объемных) [1]. Спиновые волны – собственные возбуждения электронной подсистемы спинов в магнитоупорядоченных средах, наблюдаемые в ферро-, ферри- и антиферромагнетиках [2,3]. Из-за существования в магнитных кристаллах нескольких сил «упругости», а именно, связанных с магнитным (дипольным) взаимодействием и с квантовым обменным взаимодействием, возможно распространение в них двух видов волновых возмущений. Если длина волны значительно превышает размер кристаллической решетки, то в этой структуре могут распространяться медленные волны, называемые магнитостатическими волнами (МСВ). А при длине волны возмущения чуть большей или сравнимой с размерами кристаллической решетки, то характерные свойства волн обусловлены, в основном, обменным взаимодействием, и такие волны называются спиновыми волнами [4,5]. В тонком магнитном волноводе могут распространяться различные типы волн – прямые объёмные магнитостатические волны (ПОМСВ), обратные объёмные магнитостатические волны (ООМСВ) и поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ). Спиновые волны, существующие в диапазоне сверхвысоких частот, перспективны для развития СВЧ - устройств обработки информации [6-10].

Тонкие пленки ЖИГ являются перспективным материалом для исследования процессов генерации, распространения и взаимодействия спиновых волн, ввиду относительно низкого затухания. В последнее время связанные структуры на основе тонких пленок ЖИГ активно исследуются ввиду возможности создания на их основе микроразмерных ответвителей и делителей мощности в СВЧ диапазоне длин волн [11]. Поскольку точного

аналитического решения уравнений, описывающих динамику распространения ПМСВ и ООМСВ в латерально связанных микроструктурах, получить не удастся, то использования метода конечных элементов является довольно гибким инструментом для расчета характеристик латерально связанных планарных структур.

В данной выпускной квалификационной работе магистра проведено исследование перекачки спиновых волн в связанных магнитных микроволноводах. Численное моделирование проводилось методом конечных элементов и методом конечных разностей.

Выпускная квалификационная работа состоит из трёх глав:

1. Электродинамические характеристики спиновых волн в системе латерально связанных магнитных микроволноводов.
2. Пространственно-частотная фильтрация информационных сигналов в магнетонно-кристаллической структуре
3. Учёт нелинейного затухания спиновых волн в системе латеральных микроволноводов

**Глава 1.** В первой главе выпускной квалификационной работы использовалась модификация метода конечных элементов (FEM) [12,13] для моделирования электродинамической задачи и связи электромагнитных волн в связанных микроволноводах. Решалась полная система уравнений Максвелла в 2D-геометрии[12]. Рассматривалась структура, которая состоит из двух ЖИГ( $Y_3Fe_5O_{12}$ , YIG) микроволноводов  $S_1$  и  $S_2$  расположенных параллельно друг другу, с намагниченностью насыщения  $M_0 = 1750/(4\pi)$  Э, и расположенных на подложке из галлий гадолиниевого граната ( $Gd_3Ga_5O_{12}$ ), толщиной 100 мкм. На рис. 1 (а) показана схематическое изображение вычислительной области структуры. Ширину волноводов  $w_1$  и  $w_2$  варьировалась от 100 мкм до 600 мкм. Эффективная связь между спиновыми волнами в соседних магнитных микроволноводах может быть достигнута только в том случае, когда распространяющиеся спиновые волны в каждой полосе имеют почти равные константы распространения. Таким образом, рассматривался только случай микроволноводов одинаковой ширины. Зазор между волноводами  $d$  варьировался от 10 мкм до 60 мкм. Использовалось граничное условие в виде идеального магнитного проводника в левом и правом краях вычислительной области[12]. Расстояние между вершинами ЖИГ волноводов и верхним краем вычислительной области было  $L_1 = 145$  мкм.  $L_2 = 45$  мкм, толщина микроволноводов составляла  $t_y = 10$  мкм. Расстояние между краями волноводов и идеальным магнитным проводником  $d$ , варьировалось в зависимости от ширины волноводов. Структура бесконечна в направлении оси  $z$ . На рис.1б продемонстрирована расчётная область и разбиение исследуемой структуры при численном моделировании методом конечных элементов на треугольники [2]. В областях микроволноводов проводилось уменьшение шага разбиения сетки, для увеличения точности расчётов.

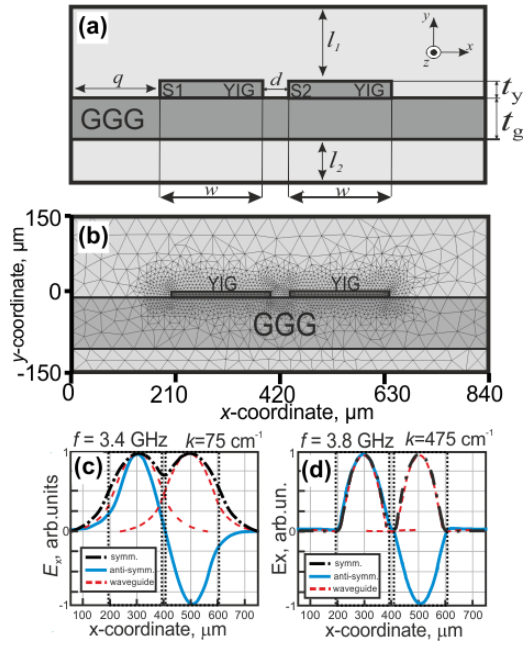


Рис.1. (а) Схематическое изображение вычислительной области (б) Результаты генерации сетки для моделирования методом конечных элементов. (с) и (с) распределение компонента  $E_x$  на разных частотах для антисимметричных мод (сплошные синие кривые), симметричные моды (черные штриховые кривые) и собственные моды одиночного микроволновода (красная пунктирная линия) при  $H_0 = 600$  Э. Вертикальные пунктирные линии показывают левую и правую границы соседних волноводов.

Сначала, рассматривался случай (ПМСВ), в случае когда статическое магнитное поле  $\vec{H}_0 = 600$  Э направлено вдоль оси  $x$ . В этом случае тензор

магнитной проницаемости ЖИГ записывается в виде:  $\hat{\mu} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu & -i\mu_a \\ 0 & i\mu_a & \mu \end{bmatrix}$ , где

$$\mu(f) = \frac{f_H(f_H + f_M) - f^2}{f_H^2 - f^2}, \quad \mu_a(f) = \frac{f_M f}{f_H^2 - f^2}, \quad f_H = \gamma H_0, \quad f_M = 4\pi\gamma M_0 \quad \text{и} \quad \gamma = 2.8$$

МГц/Э – гиромагнитная постоянная для ЖИГ. Относительная диэлектрическая проницаемость YIG  $\varepsilon = 14$ . На рисунках 1 (с) и (д) показано распределение компоненты  $E_x$  электромагнитного поля по оси  $x$  на частотах 3,4 ГГц и 3,8 ГГц соответственно. Эти профили соответствуют центру каждой пленки ЖИГ. Показана возможность изменения электродинамических характеристик путём вариаций геометрических параметров связанных магнитных микроволноводов. Основным результатом моделирования

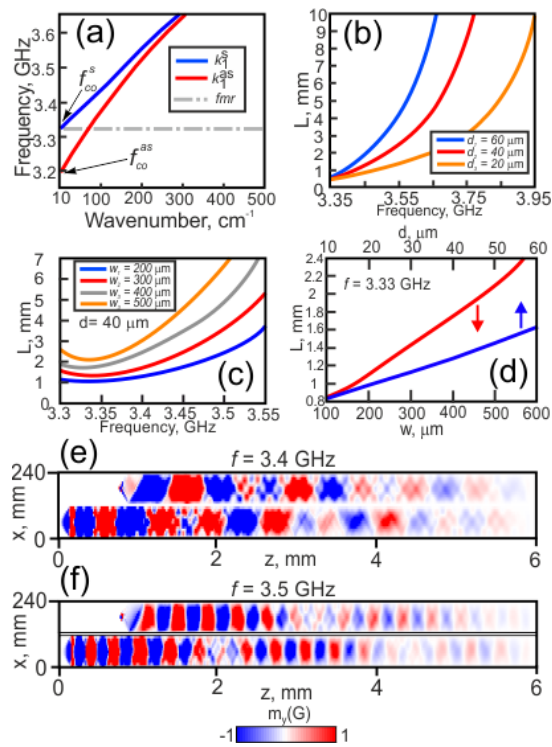


Рис.2. Результаты расчёта характеристик ПМСВ (а) дисперсионные характеристики симметричной (синяя кривая) и антисимметричной (красная кривая) моды при  $w = 200$  мкм и  $d = 20$  мкм; (б) частотная зависимость длины связи при различном зазоре между волноводами; (с) частотная зависимость длины связи при различной ширине каждого волновода; (д) длина связи как функция ширины полос (красная кривая) и расстояния между полосами (синяя кривая) при  $f = 3,33$  ГГц. Результаты микромагнитного моделирования спин-волновой связи в соседних полосах с параметрами:  $w = 200$  мкм и  $d = 40$  мкм при частоте  $f = 3,4$  ГГц (е) и  $f = 3,5$  ГГц (ф). На рисунке изображена компонента динамической намагниченности  $m_y$ . Все показанные данные представлены для  $H_0 = 600$  э.

МКЭ является дисперсия симметричных и антисимметричных мод электромагнитных волн, распространяющихся в латеральных волноводах. Кроме того, управляемая мощность может периодически перекачиваться между латеральными магнитными волноводами периодическим образом с периодом, равным длине связи:  $L = \pi / |k^s - k^{as}|$ , где  $k^s$  и  $k^{as}$  являются волновыми числами симметричных и антисимметричных мод соответственно.

**Глава 2.** Во второй главе выпускной квалификационной работы приведены результаты исследования особенностей распространения магнитоэлектрических волн в касательно намагниченной магнито-кристаллической структуре на основе пленки железо- иттриевого граната с двумерным массивом канавок на

поверхности. Методом конечных элементов проведено численное моделирование и выполнен расчет дисперсионных характеристик и пространственного распределения полей собственных мод поверхностных магнитостатических волн, распространяющихся в рассматриваемой структуре. Методом Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света проведено экспериментальное исследование характеристик волн в магнетонно-кристаллической структуре и показана возможность образования волноводных каналов в случае, когда частота входного сигнала попадает в окрестность частоты запрещенной зоны структуры.

Решетка представляет собой структуру на основе пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), с периодической вдоль направления распространения магнитостатической волны двумерной системой канавок, разделенной двумя областями с постоянной толщиной пленки. Методом конечных элементов проведено численное моделирование и выполнен расчет дисперсионных характеристик и профилей полей собственных мод ПМСВ, распространяющихся в рассматриваемой структуре. Методом Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света (МБРС) проведено экспериментальное исследование особенностей распространения ПМСВ в магнетонно-кристаллической решетке. Проведено сравнение полученных экспериментальных результатов с результатами численного моделирования. Рассматривалась магнетонно-кристаллическую структура, образованная путем создания периодической вдоль оси  $y$  системы канавок на поверхности пленки ЖИГ (см. рис. 3).

Известно, что в поперечно-ограниченных регулярных ферритовых волноводах спектр собственных магнитостатических волн дискретен и представляет собой совокупность мод ПМСВ с различными распределениями полей по ширине волновода (ширинные моды) [20].

Толщина пленки ЖИГ  $t = 10$  мкм, общая ширина структуры  $w_m = 2500$  мкм. Канавки повторяются с периодом  $D = 200$  мкм в направлении оси  $y$ . В модели

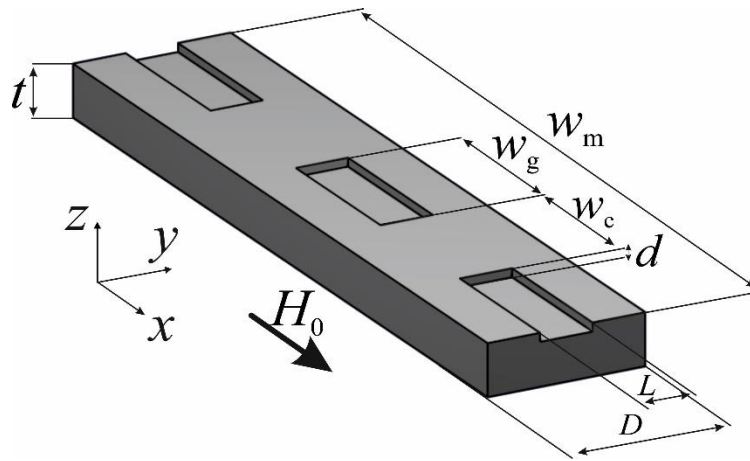


Рис.3. Схема элементарной ячейки магнотно- кристаллической структуры, используемая при численном моделировании методом конечных элементов численного моделирования, как и при экспериментальном исследовании, изучалась структура с канавками с шириной  $w_g = 500$  мкм в направлении оси  $x$ . Глубина канавок в направлении оси  $z$  составляла  $d = 1$  мкм. Система канавок разделена областями с шириной  $w_c = w_m/5 = 500$  мкм. Численное моделирование проводилось на основе решения уравнений магнитостатики с помощью модифицированного трехмерного векторного метода конечных элементов [18]. Вдоль направления оси  $y$  использовались периодические граничные условия. Статическое магнитное поле  $H_0 = 1170$  Э направлено вдоль оси  $x$ . В этом случае вдоль оси  $y$  могут распространяться ПМСВ [2, 5].

Наличие на поверхности такого волновода периодической системы канавок приводит к возникновению запрещенных (брэгговских) зон. На рис. 2а сплошными линиями представлены результаты расчета дисперсионных характеристик ширинных мод ПМСВ для ( $n = 1$  и  $n = 3$ ) [14, 15] исследуемой структуры в диапазоне волновых чисел от 0 до 400 см<sup>-1</sup>. Видно, что при значении волнового числа  $k = k_b = n/D = 157$  см<sup>-1</sup>, на дисперсионных характеристиках образуются запрещенные зоны с центральными частотами  $f_1 = 5.325$  ГГц и  $f_3 = 5.31$  ГГц для первой и третьей моды, соответственно.

Введем коэффициент заполнения  $s$  для магнотно - кристаллического волновода как отношение суммарной ширины всех канавок к ширине волновода  $w_m$ .



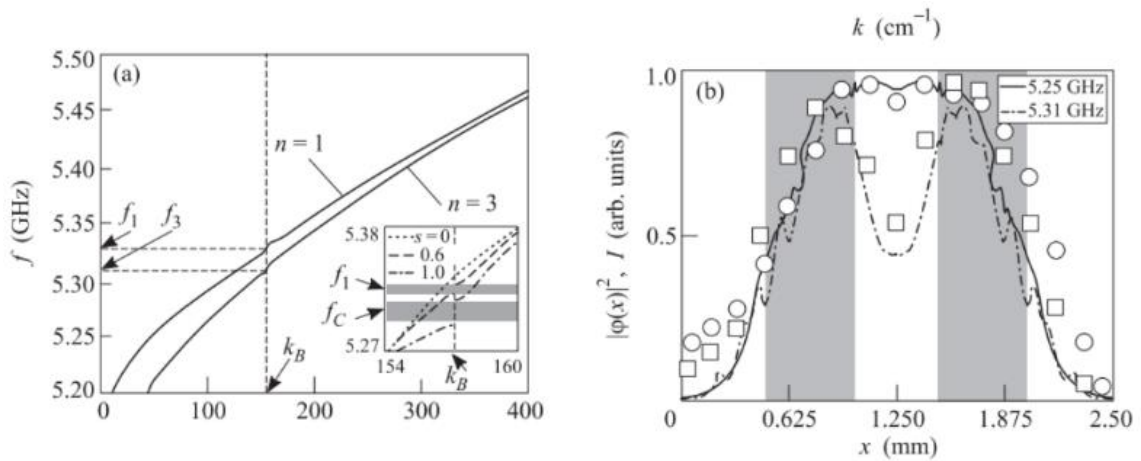


Рис.4. (а) - Дисперсионная характеристика мод ( $n = 1$ ,  $n = 3$ ) магнотно-кристаллической структуры для значения коэффициента  $s = 0.6$ . На вставке показаны дисперсионные характеристики низших волноводных мод при  $s = 0$  (кривая из точек),  $s = 1$  (штрих-пунктирная кривая),  $s = 0.6$  (пунктирная кривая). (б) - Распределение поля первой моды исследуемой магнотно-кристаллической структуры вдоль оси  $x$  для частот 5.25 ГГц (сплошная кривая - расчет, кружки - эксперимент), 5.31 ГГц (штрих-пунктирная кривая - расчет, квадраты - эксперимент). Области серого цвета соответствуют положению каналов шириной  $w_c$  на поверхности пленки ЖИГ.

Случай  $s = 0$  соответствует волноводу без периодической системы канавок,  $s = 1$  соответствует периодической системе канавок с шириной канавок, равной ширине волновода,  $s = 0.6$  соответствует исследуемой структуре.

На вставке к рис. 2а показаны результаты расчета - дисперсионные характеристики низших мод ПМСВ ( $n = 1$ ) для различных величин коэффициента заполнения  $s$ . Как следует из проведенных расчетов, с уменьшением коэффициента заполнения  $s$  происходит уменьшение частотной ширины запрещенных зон. При этом величина, соответствующая разности верхней и нижней граничных частот запрещенной зоны, составляет  $\delta f_c = 5.31 - 5.285 = 25$  МГц в случае  $s = 1$ . В случае рассматриваемой магнотно-кристаллической решетки ( $s = 0.6$ ) ширина запрещенной зоны с центральной частотой  $f_l = 5.325$  ГГц уменьшается до значения  $\delta f_l = 5.327 - 5.324 = 3$  МГц, что хорошо видно на увеличенном фрагменте дисперсионных характеристик в области частот  $f_l$  и  $f_c$  и волнового числа  $k_B$  на вставке к рис.

2а. Уменьшение коэффициента заполнения  $s$  приводит к уменьшению связи прямой и встречных волн, что в свою очередь приводит к уменьшению величины частотной ширины запрещенной зоны. На рис. 2б показана трансформация поперечного профиля ПМСВ при изменении частоты. На частотах вдали от частоты брэгговского резонанса для данной моды поперечное распределение потенциала близко к распределению потенциала для аналогичной моды регулярного волновода ( $s = 0$ ). При приближении к частоте запрещенной зоны, усиливается связь между прямыми и встречными волнами, что приводит к трансформации поперечного распределения потенциала. На распределении появляются два ясно выраженных максимума, совпадающих с положением областей, где отсутствуют канавки.

**Глава 3.** В третьей главе выпускной квалификационной работы было проведено экспериментальное и численное исследование интенсивности, зависимой от нелинейного переключения спиновых волн в латерально связанных магнитных микроволноводах. Был выявлен механизм нелинейной спин-волновой связи между латеральными микроволноводами. Показано, что необходимо учитывать многомодовую связь между волноводами. Также продемонстрировано, что увеличение мощности спиновой волны ведёт к изменению длины перекачки. Таким образом, в латеральных магнитных микроволноводах возможно нелинейное переключение, которое можно использовать в планарной топологии магнитных сетей.

Работа, проведённая в этой главе посвящена исследованию особенностей распространения магнитостатических волн с учётом нелинейного затухания в структуре, состоящей из латерально связанных ЖИГ-волнопроводов, которые могут быть использованы в качестве базовых элементов для создания различных устройств функциональной магнитоэлектроники: волнопроводов, фильтров, ответвителей.

Для демонстрации эффективной связи между магнитными микроволноводами мы используем метод мандельштам-бриллюэновской спектроскопии в конфигурации обратного рассеяния [17-19]. Рисунок 5

показывает пространственные карты регистрируемой интенсивности BLS  $I(x, y)$  на частоте  $f_I = 5.1$  ГГц. Карта интенсивности была получена сканированием с зондирующим световым пятном вдоль оси  $x$  и  $y$  с пространственным разрешением 25 мкм, а затем интеграцией за период времени 2 мкс. Выполнялось измерение BLS на разных уровнях входной мощности  $P_{in} = -25$  дБм (рис. 5 (а)),  $P_{in} = 5$  дБм (рис. 5 (б)) и  $P_{in} = 23$  дБм (рис.5 (с)). Входной импульсный сигнал имел длину 50 нс. Период повторения импульсов составлял 2 мкс.

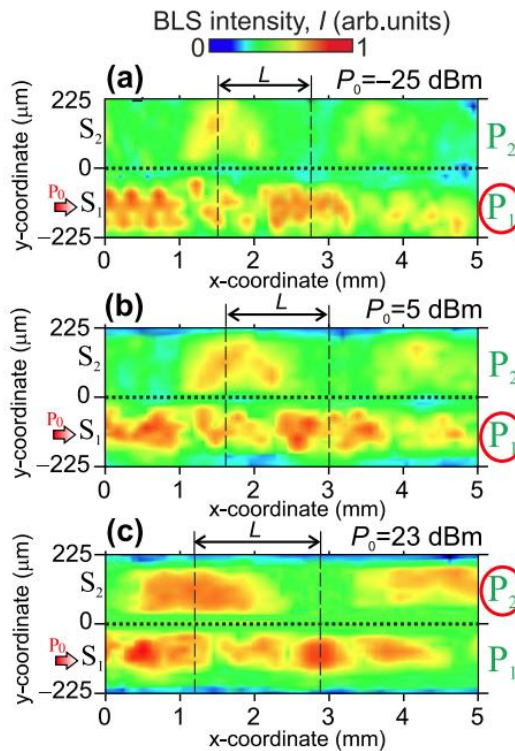


Рис.5. Карты интенсивности спиновой волны, полученной на частоте  $f = 5.1$  ГГц. Мощность входного сигнала указана возле каждой карты. Края волноводов обозначены штрихованной линией.  $L$  обозначает длину связи для каждой карты.

Результаты, представленные на рис. 5 показывают, что  $L$  увеличивается с увеличением уровня входной мощности. Таким образом, эксперимент BLS показывает нелинейный характер зависимость от интенсивности переключения. Следовательно, SW может быть эффективно маршрутизирован между магнитными полосами путем изменения входной мощности.

## Заключение

В первой главе показано, что эффективный контроль связи спиновых волн в латеральных связанных магнонных полосах возможен за счет изменения как геометрии, так и намагниченности внутри каждой микроволновода. Было продемонстрировано, что для практического применения в плоскости намагниченность волновода предпочтительнее, чем намагниченность вне плоскости. Кроме того, показано, что увеличенная эффективность связи может быть достигнута в случае антипараллельной намагниченности каждого магнитного микроволновода.

Во второй главе проведено численное и экспериментальное исследование распространения ПМСВ в касательно намагниченной магнонно-кристаллической структуре, представляющей собой пленку железо-иттриевого граната, с двумерным массивом канавок на поверхности. Результаты численного моделирования и экспериментального исследования находятся в хорошем соответствии. Показана возможность образования волноводных каналов для ПМСВ в случае, когда частота входного сигнала совпадает с частотой запрещенной зоны магнонно-кристаллической структуры. Исследованы особенности и выявлены механизмы пространственно-частотной селекции при распространении ПМСВ в магнонно-кристаллической структуре.

По результатам третьей главы был выявлен механизм нелинейной спиновой связи между латеральными микроволноводами. Показано, что необходимо учитывать многомодовую связь между волноводами. Также продемонстрировано, что увеличение мощности спиновой волны ведёт к изменению длины перекачки. Таким образом, в латеральных магнитных микроволноводах возможно нелинейное переключение, которое можно использовать в планарной топологии магнонных сетей.

## Список литературы

1. Яковлев Ю.М., Генделев С.Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М., 1975
2. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994.
3. Лакс Б., Баттон К. Сверхвысокочастотные ферриты и ферримагнетики. М.: Мир, 1965.
4. Вашковский А. В., Стальмахов В. С., Шараевский Ю. П. Магнитостатические волны в электронике СВЧ. Саратов Изд-во Саратов. ун-та. 1993. 316 с.
5. Eshbach J.R., Damon R., W., Surface Magnetostatic Modes and Surface Spin Waves 1960 Phys. Rev. 118 1208
6. Исхак В.С. Применение магнитостатических волн (обзор) / пер. с англ. // ТИИЭР. 1988. Т. 76. № 2. С. 86–104.
7. Adam J.D., Back D.M., K.M. S.V. Bandara et al. Physics of thin films. Thin films for advanced electronic devices. // New York: Academic Press Inc, 1991.2
8. Chumak A.V., Neumann T., Serga A.A., Hillebrands B., Kostylev M.P. A current-controlled, dynamic magnonic crystal // J.Phys.D: Appl.Phys. 2009. V. 42. 205005.
9. A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, S. A. Odincov, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii, A. I. Stognij and S. A. Nikitov Frequency selective tunable spin wave channeling in the magnonic network // Appl. Phys. Lett. 108, 172411 (2016)
10. Никитов С.А., Калябин Д.В., Лисенков И.В., Барабаненков Ю.Н., Осокин С.А., Садовников А.В., Бегинин Е.Н., Морозова М.А., Шараевский Ю.П., Филимонов Ю.А., Хивинцев Ю.В., Высоцкий С.Л., Сахаров В.К., Павлов Е.С. Магноника - новое направление спинтроники и спинволновой электроники // УФН, Т. 185, № 10, с. 1099-1128 (2015)
11. A.V.Sadovnikov, E.N. Beginin, S.E. Sheshukova, D.V. Romanenko, Yu.P. Sharaevskii, and S.A. Nikitov Directional multimode coupler for planar

magnonics: Side-coupled magnetic stripes // Applied Physics Letters 107, 202405 (2015)

12. Садовников А.В., Рожнёв А.Г. Моделирование распространения магнитостатических волн в одномерных магнонных кристаллах // Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20, №. 1. С. 143–159

13. .P. Silvester, R.L. Ferrari Finite Elements for Electrical Engineers. Cambridge university press, (1996).

14. T. W. O’Keeffe and R. W. Patterson, J. Appl. Phys. 49, 4886 (1978).

15. S.N. Bajpai, J. Appl. Phys. 58, 910 (1985).

16. M.A. Morozova, S.V. Grishin, A.V. Sadovnikov, D.V. Romanenko, Yu.P. Sharaevskii, and S.A. Nikitov, Appl. Phys. Lett. 107, 242402 (2015).

17. S. O. Demokritov, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, 727 Phys. Rep. 348, 441 (2001).

18. S. O. Demokritov and V. E. Demidov, IEEE Trans. 729 Magn. 44, 6 (2008).

19. V. E. Demidov and S. O. Demokritov, IEEE Trans. Magn. 731 51, 0800215 (2015).