

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

Кафедра физики открытых систем

**Распространение сверхнаправленного луча спиновых волн в  
магнетно – кристаллических структурах**

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

Студентки 4 курса 431 группы

направления 09.03.02 Информационные системы и технологии

факультета нелинейных процессов

Хутиева Анна Борисовна

Научный руководитель  
к.ф.-м.н., доцент кафедры  
физики открытых систем  
должность, уч. степень, уч. звание

\_\_\_\_\_  
дата, подпись

А.В. Садовников  
инициалы, фамилия

Заведующий кафедрой  
профессор, д.ф.-м.н  
должность, уч. степень, уч. звание

\_\_\_\_\_  
дата, подпись

А.А. Короновский  
инициалы, фамилия

Саратов 2019 год

**Введение.** Весьма актуальным является исследование характеристик ограниченных по ширине волновых пучков спиновых волн (СВ) с неколлинеарными групповой и фазовой скоростями, а также исследование дифракции этих пучков на различных локальных неоднородностях [].

Исследование нерегулярных планарных ферритовых волноводов представляет большой интерес в настоящее время, поскольку такая топология волноведущих структур обеспечивает как управление фазовыми характеристиками спиновых волн, так и локализацию энергии волны по мере ее распространения вдоль структуры. Последняя особенность представляет интерес для нелинейных приложений на основе нерегулярных структур, изготовленных из тонких пленок железо - иттриевого граната (ЖИГ). Такие структуры могут быть использованы как базовые элементы для создания различных устройств функциональной магнитоэлектроники: волноводов, фазовращателей, мультиплексоров, фильтров и ответвителей.

Актуальность фундаментальных и прикладных исследований магнитных явлений и волновых процессов в различных магнитоупорядоченных средах и структурах на основе ферритов обусловлена следующими причинами.

Анизотропия ферритовых структур дает возможность возбуждать в них спиновые волны с неколлинеарным характером (когда векторы фазовой и групповой скорости неколлинеарны), характеризующиеся отличными от законов геометрической оптики изотропных сред закономерностями распространения, отражения и преломления.

В отличие от аналогичной задачи для изотропных сред, где угловая ширина пучка дифрагированной спиновой волны определяется соотношением  $\lambda/D$  ( $\lambda$  – длина волны, а  $D$  – характерный размер возбудителя), в случае, например, касательно намагниченной пленки ЖИГ, оказывается

возможным бездифракционное распространение сверхнаправленного пучка спиновых волн [].

При описании ограниченных в пространстве волновых процессов и дифракционных явлений в изотропных и анизотропных средах выявлен ряд закономерностей [10]

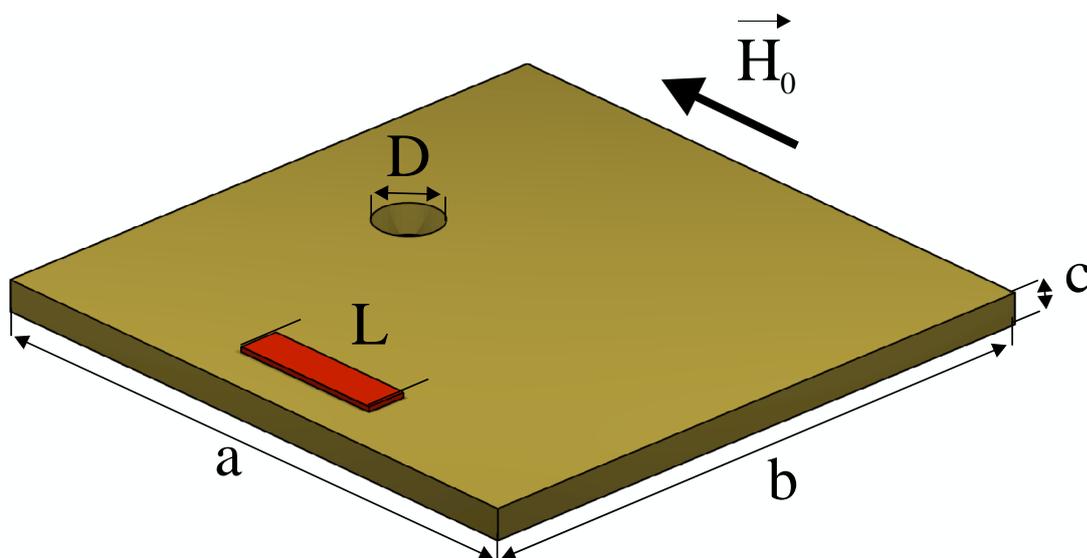
Было исследована формула для нахождения угловой ширины дифракционного луча для случая дифракции поверхностной спиновой волны с неколлинеарными групповой и фазовой скоростями.

В данной практике показаны результаты при помощи численного моделирования распространение электромагнитных спиновых волн в пленке ЖИГ на разных неоднородностях, при разных направлениях внешнего магнитного поля в разных средах.

Задача работы создание межсоединений в магнонных сетях с помощью направленных лучей спиновых волн, при помощи ограниченных по ширине спиновых волн на локальных неоднородностях с неколлинеарными групповой и фазовой скоростями.

**Глава 1.** Для рассмотрения была взята структура, на основе ЖИГ пленки, толщиной 10 мкм, шириной 10000 мкм и длиной 20000 мкм, в которой вырезано отверстие, диаметром от 100 мкм до 1500 мкм.

Схематическое изображение расчётной области представлено на рис.1.



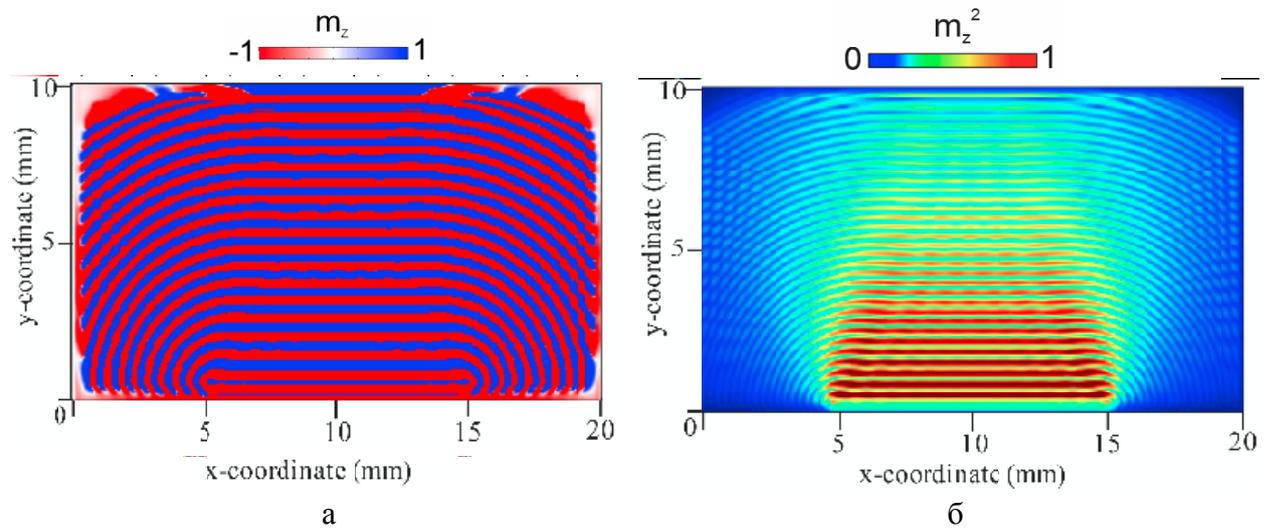
*Рис.1. Схематическое изображение структуры.*

Было рассмотрено два случая разных сред, изотропная и анизотропная среда.

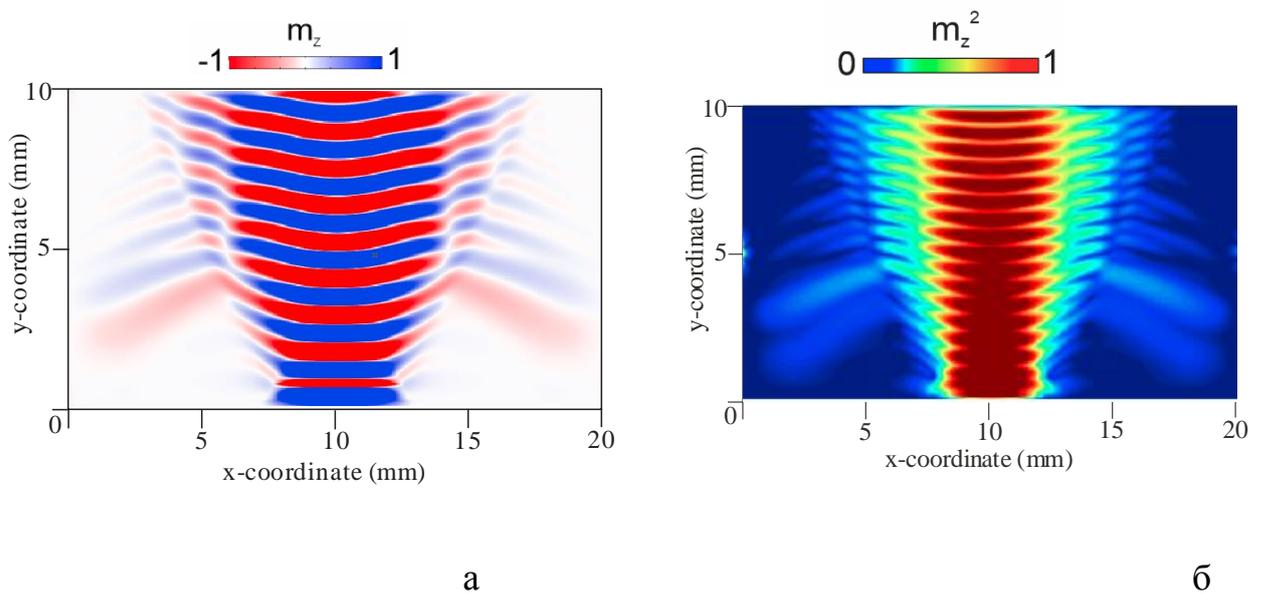
В первом случае на рис. 2 представлена прямая объемная спиновая волна (ПОМСВ), где поле направлено по оси z, и составляло поле подмагничивания 300 Э, намагниченность насыщения  $4\pi M = 1750$  Гс, ширина структуры:  $a = 20$  мкм, а ширина  $b = 20$  мкм, толщина ферритовой плёнки  $c = 10$  мкм, длина микрополосковой антенны 10 мм, а ширина 60 мкм.

Во втором случае на рис. 3 представлено распространение поверхностной спиновой волны (ПМСВ) в пленке поле подмагничивания направлено по оси y и составляет 300 Э, намагниченность насыщения  $4\pi M = 1750$  Гс, ширина структуры:  $a = 20$  мкм, а ширина  $b = 20$  мкм, толщина

ферритовой плёнки  $s = 10$  мкм, длина возбуждающей микрополосковой антенны 5 мм, а ширина 60 мкм.



**Рис. 2.** а – карта намагниченности ПОМСВ б - распределение интенсивности ПОМСВ в плоскости плёнки ЖИГ.



**Рис. 3.** а – карта намагниченности ПМСВ б - распределение интенсивности ПМСВ в плоскости плёнки ЖИГ.

На рис. 2 и 3 представлены результаты моделирования СВ, был произведён расчёт динамической намагниченности и интенсивности распространения. Результаты данного расчёта для поверхностной спиновой

волны (ПМСВ) приведены на рис. 3, а для случая прямой объемной спиновой волны (ПОМСВ) на рис. 2.

Численное моделирование проводилось методом конечных разностей (МКР), реализованным в пакете программ MUMAX3.

Характерной особенностью спиновых волн является сильная зависимость их собственной частоты, фазовой и групповой скорости от величины и направления постоянного поля намагничивания, магнитных характеристик материала, геометрических размеров волноведущих структур, состояния их поверхности и др. Все эти зависимости можно выразить через дисперсионное уравнение, которое является основным для описания любых типов волн. Чтобы получить такое уравнение нужно решить волновое уравнение с соответствующими граничными условиями. Им является уравнение Ландау-Лифшица, которое описывает распространение намагниченности (или плотности магнитного потока) в ферромагнитных материалах. Для исследования динамики распространения СВ в структуре с пространственно-периодической системой отверстий было проведено микромагнитное моделирование (ММ) на основе численного решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта[1].

$$\frac{\partial M}{\partial t} = \gamma \left[ H_{eff} \times M \right] \frac{\alpha}{M_0} \left[ M \times \frac{dM}{dt} \right] \quad (1)$$

где  $M$  - вектор намагниченности,  $\alpha = 10^{-5}$  - параметр затухания,  $H_{eff} = -\delta F / \delta M$  - эффективное магнитное поле,  $F$  - свободная энергия ферромагнетика,  $\gamma = 2.8$  МГц/Э - гиромагнитное отношение. Для нивелирования вклада отраженного сигнала от границ расчетной области в численном моделировании были введены регионы с уменьшающимися в геометрической прогрессии коэффициентом затухания.

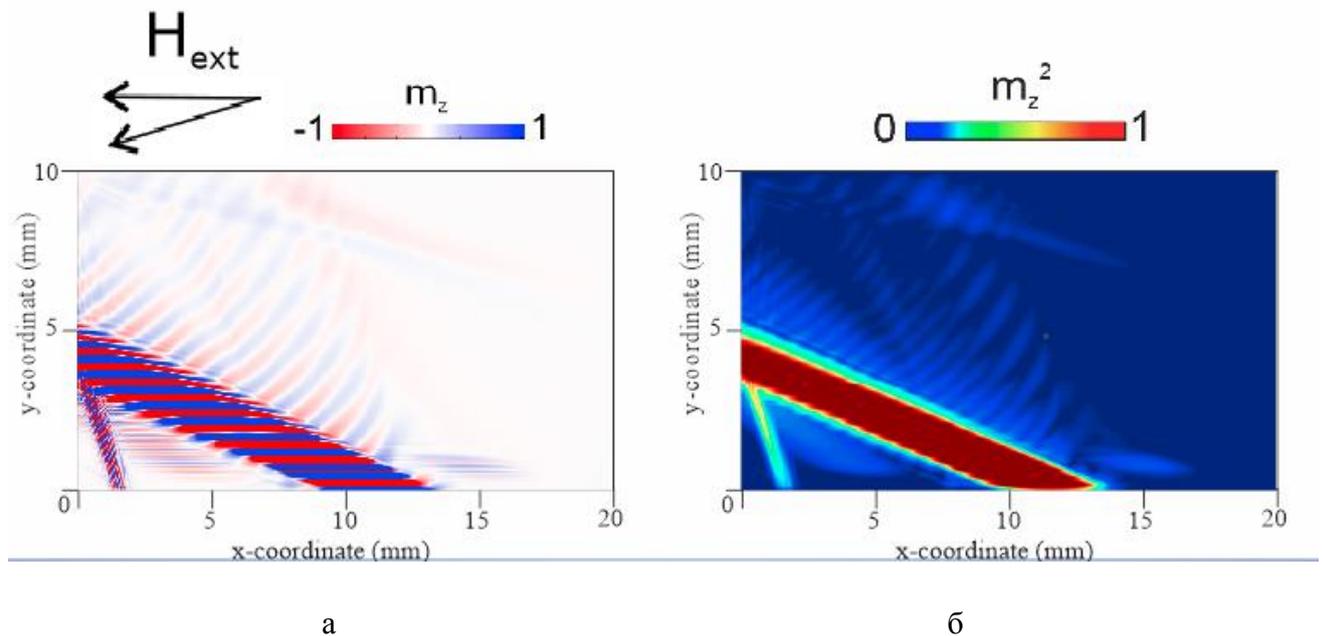
В работе получена универсальная аналитическая формула для угловой ширины дифракционного луча, которая применима для вычисления угловой

ширины как луча для магнитоэлектрических волн в различных средах и структурах для двумерных геометрий. Было показано, что угловая ширина дифракционного луча в анизотропных средах может больше или меньше величины  $\lambda_0 / D$  и при определённых условиях может быть равно нулю.

В анизотропных средах удобно рассчитывать не саму величину  $\Delta\psi$  в градусах, а отношение  $\sigma$  угловой ширины  $\Delta\psi$  ( радианах) к  $\lambda_0 / D$  (угловой ширине дифракционного луча в изотропной среде в радианах):

$$\sigma = \frac{\Delta\psi}{\lambda_0 / D} \quad (2)$$

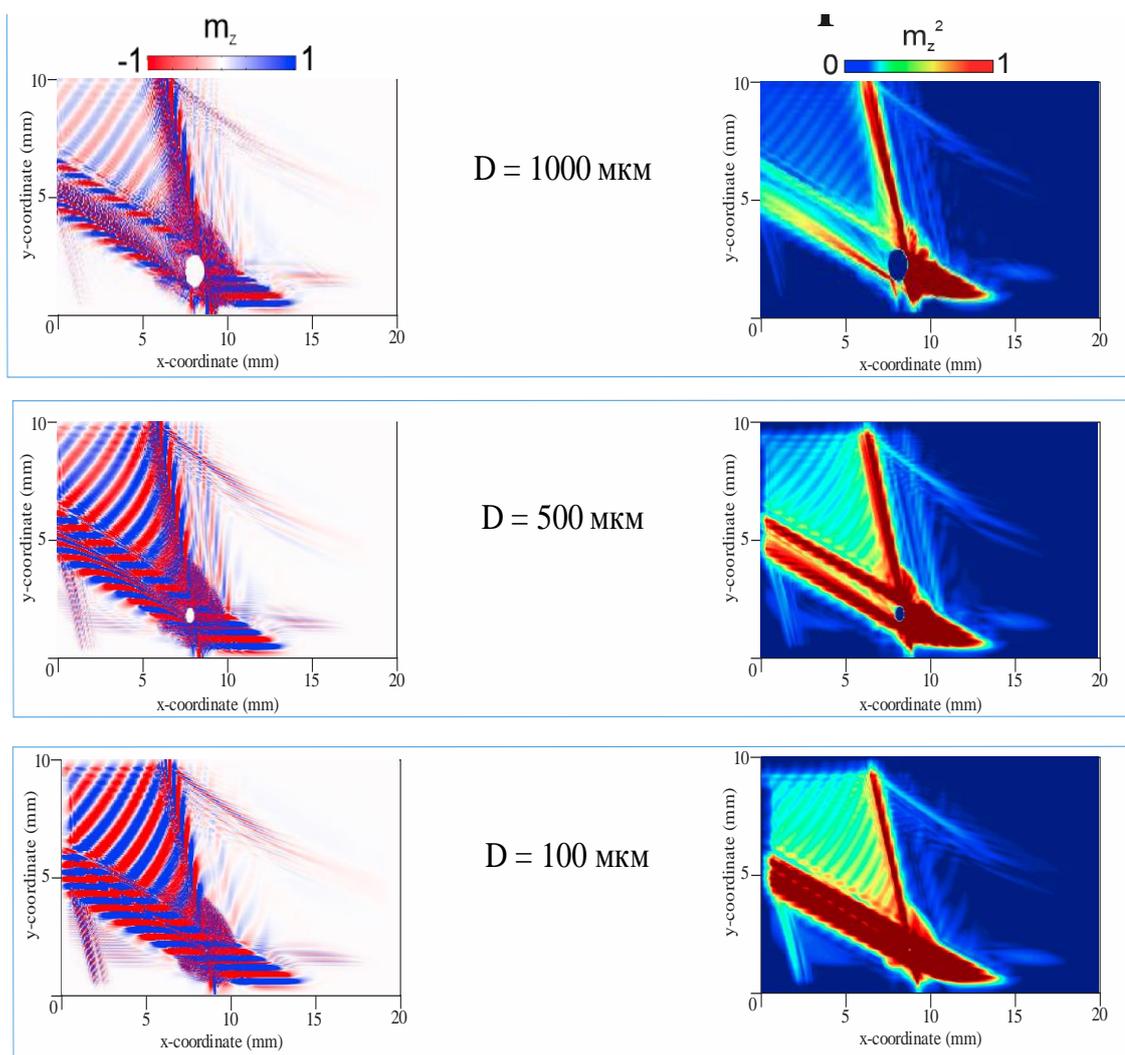
По физическому смыслу  $\sigma$  можно назвать относительной угловой шириной основного дифракционного луча.



**Рис. 8.** а –карта намагниченности ПМСВ, б - распределение интенсивности сверхнаправленного пучка СВ.

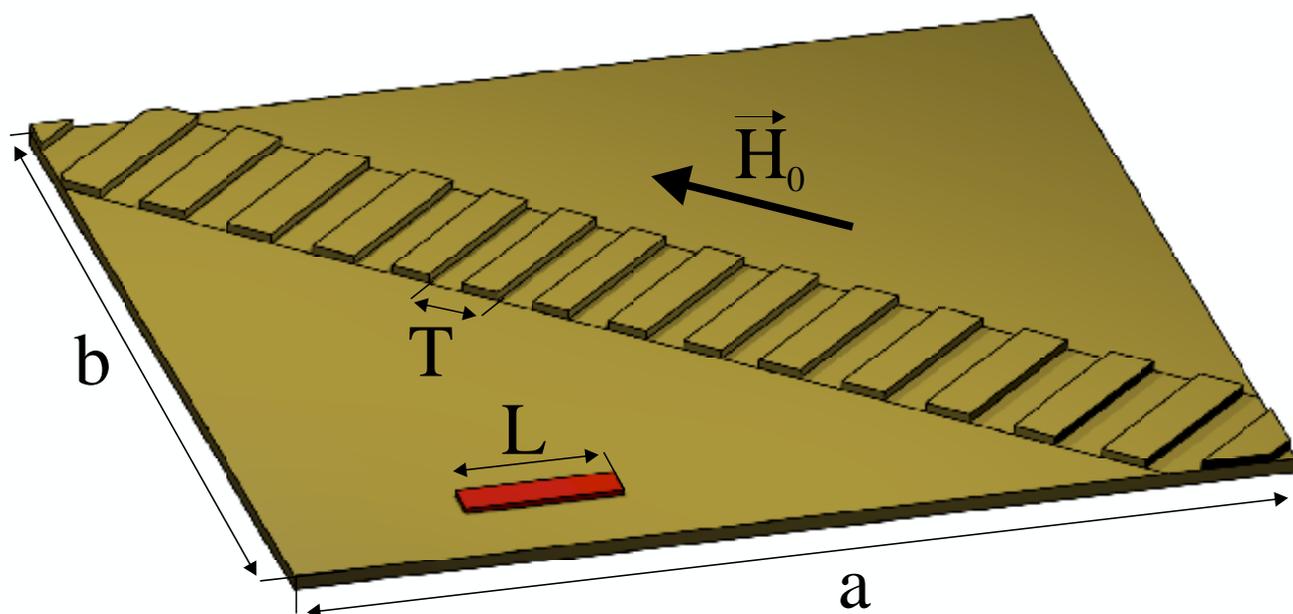
Для образования сверхнаправленного (бездифракционного) луча, был зафиксирован положение возбуждающего преобразователя в ориентации

$\varphi_0 = 45^\circ$  для которого относительная угловая ширина может быть равно нулю для частот в диапазоне от 2900 МГц до 4000 МГц, при возбуждении в пленки СВ с неколлинеарной ориентацией фазовой и групповой скоростями. На рис. 8 рассчитаны дифракционная картина сверхнаправленного пучка(луча) ПМСВ в пленке ЖИГ. Видно, что по мере распространения луча ширина не меняется.



**Рис. 9.** слева –карта намагниченности ПМСВ, справа - распределение интенсивности сверхнаправленного луча при диаметре отверстия 100 мкм, 500 мкм, 1500 мкм.

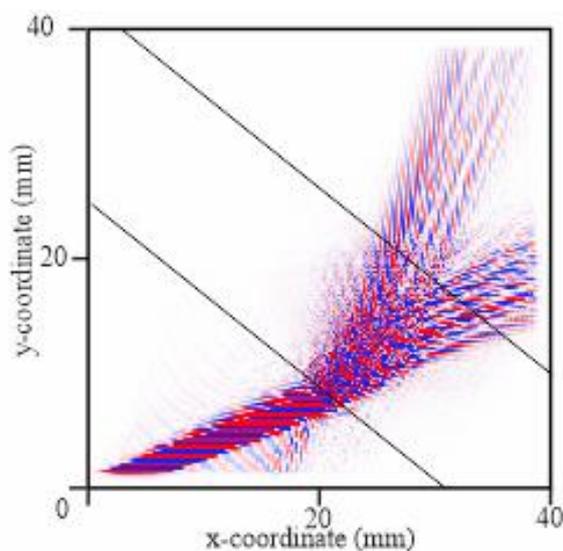
**Глава 2.** Для рассмотрения была взята структура, на основе ЖИГ пленки, толщиной 10 мкм, шириной и длиной 40 мм, схематическое изображение расчётной области представлено на рис.12. Длина микрополковой антенны  $L=5$  мм, период решетки магنونного кристалла (МК)  $T=810$ , внешнее магнитное поле направлено по распространению решетки МК.



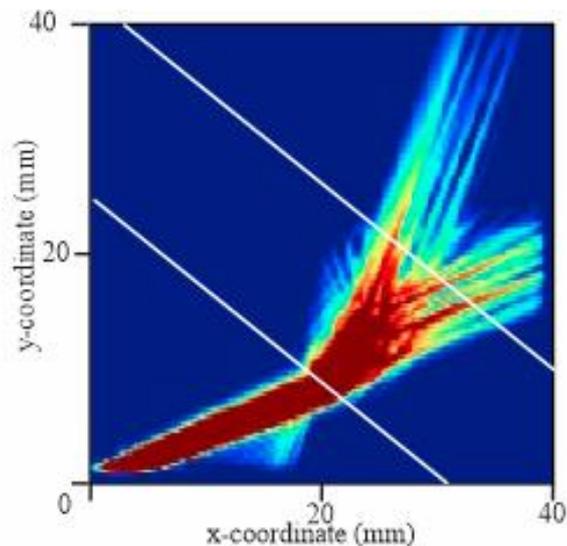
*Рис. 12. Схематическое изображение структуры.*

Рассчитаны дифракционные картины сверхнаправленного луча поверхностной СВ на основе магنونного кристалла.

Изучен диапазон параметров (характерный размер неоднородности, угол ориентации магнитного поля, размеры антенны для возбуждения СВ), в котором наблюдается эффективное формирование и распространение сверхнаправленного луча СВ. Рассчитаны дифракционные картины сверхнаправленного луча поверхностной СВ, возникающие при его распространении через МК.



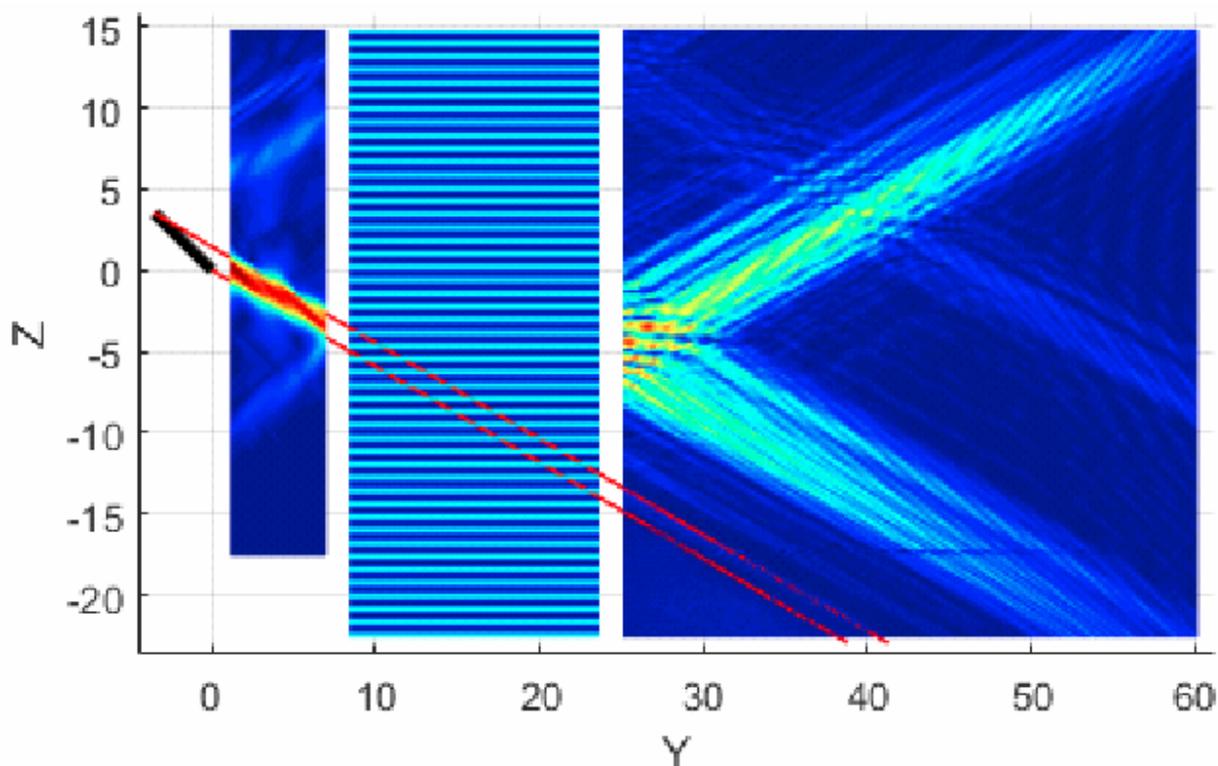
а



б

**Рис. 13.** а – карта намагниченности ПМСВ, б - распределение интенсивности сверхнаправленного пучка СВ через МК.

На рис. 13 (а, б) рассчитаны дифракционные картины сверхнаправленного луча поверхностной СВ при прохождении магнитного кристалла. Сверхнаправленный пучок попадает на МК под углом 45 градусов. Периодическая решетка с периодом 810, полем подмагничивания 500 Э, при частоте 3000 МГц. При прохождении через МК сверхнаправленный луч делится на два направления отраженного лучей и наблюдается смещение относительного начального распространения сверхнаправленного пучка спиновых волн.



*Рис. 14. Двумерное распределение амплитуды поверхностных СВ при их дифракции на слабоконтрастном магномом кристалле. Оси  $YZ$  лежат в плоскости пленки ЖИГ, размеры указаны в миллиметрах. Цветовая гамма соответствует увеличению амплитуды СВ от синего (малая амплитуда) до красного (большая амплитуда).*

Полученные численные результаты качественно согласуются с результатами экспериментальных измерений взаимодействия пучка СВ и слабоконтрастного МК, создаваемого в пленке ЖИГ пространственно – периодическим магнитным полем. На рис. 14 приведено распределение энергии пучка поверхностных СВ по поверхности пленки ЖИГ при прохождении через МК. Поле подмагничивания составляло 500 Э и было направленно вдоль оси  $Z$ . Намагниченность насыщения  $4\pi M = 1850$  Гс, толщина ферритовой пленки 15 мкм. Черный отрезок изображает линейный

СВЧ – ток, являющийся возбуждающим преобразователем. Красные линии, идущие от преобразователя соответствует распространению луча СВ при отсутствии магнетонного кристалла. Магнетонный кристалл показан в виде прямоугольника, заполненного чередующимися полосами, шаг которых равен периоду решетки 810 мкм. Из рис. 14 видно, что на выходе из МК формируются прошедший и преломленный лучи, что качественно согласуется с распределением волны, полученные численным методом (исследованием).

**Заключение.** Таким образом, было показано распространение электромагнитных спиновых волн на примере дифракции ПМСВ и ПОМСВ на сквозном отверстии, численно исследована двумерная дифракционная картина, возникающая в дальней зоне ферритовой пленки ЖИГ. Получена универсальная формула для угловой ширины дифракционного пучка в анизотропных средах. Показана, что при помощи периодической решетки возможно управление сверхнаправленным лучом.

В данной работе исследовались результаты исследования особенностей распространения магнитостатических волн в касательно намагниченной структуре на основе пленки железо - иттриевого граната (ЖИГ). Методом микромагнитного моделирования исследовано распространение сверхнаправленного пучка поверхностной СВ в касательно намагниченной пленке ЖИГ. Проведено численное моделирование распределения интенсивности сверхнаправленного пучка МСВ в плоскости плёнки ЖИГ в рассматриваемых структурах.

Методом конечных разностей проведен расчет электродинамических характеристик прямых объемных и поверхностных СВ в ЖИГ-волноводе при падении на магнетонный кристалл.

На основе данной структуры могут быть созданы мультиплексеры, управляемые магнитным полем.

Полученные численные результаты при прохождении сверхнаправленного пучка через магнетонный кристалл качественно согласуются с результатами экспериментальных измерений взаимодействия пучка СВ и слабоконтрастного МК, создаваемого в плёнке ЖИГ пространственно-периодическим магнитным полем.

## Список литературы:

1. A.Yu. Annenkov, S.V. Gerus and E.H. Lock. EPJ Web of Conferences 185, 02006 (2018)
2. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П., *Магнитоэлектронические волны в электронике сверхвысоких частот*(Саратов: Изд-во саратовского ун-та, 1993)
3. Крауфорд Ф., *Берклевский курс физики*, Т. 3 *Волны* (М.: Наука, 1974)
4. Стальмахов А.В., Дисс. докт. физ.-мат. наук (М.: ИРЭ РАН, 1992)
5. Sadovnikov A. V., Odintsov S. A., Beginin E. N., Sheshukova S. E., Sharaevskii Yu. P. and Nikitov S. A., Phys. Rev. B, 96 (2017) 144428
6. Alexander Yu. Annenkov, Sergey V. Gerus and Edwin H. Lock EPL, 123 (2018) 44003
7. E. H. Lock. Physics-Uspokhi. 55, 1239 (2012)
8. E.H. Lock. <http://arxiv.org/abs/1112.3929>
9. L. D. Landau and E. M. Lifschitz, Phys. Zs. Sowjet. 8, 153 (1935)
10. A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, and B. Van Waeyenberge, AIP Advances 4, 107133 (2014)
11. Ландсберг Г.С. *Оптика* (М.: Наука, 1976)

12. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, J. Phys. D: Appl. Phys. 43, 264001 (2010)

13. A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands, Nat Phys 11, 453–461 (2015)

14. Э.Г. Локк, Свойства изочастотных зависимостей и законы геометрической оптики, Успехи физических наук, 178 (4) 397–417 (2008)