

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

Кафедра физики открытых систем

**Формирование полос непропускания спин-волнового сигнала в
меандровых магнитоно-кристаллических структурах**
название темы выпускной квалификационной работы полужирным шрифтом

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

Студентки 4 курса 4041 группы
направления 09.03.02 информационные системы и технологии

код и наименование направления

института физики

наименование факультета

Губановой Юлии Андреевны

фамилия, имя, отчество

Научный руководитель
доцент кафедры ФОС, к.ф.-м.н.

должность, уч. ст., уч. зв.

личная подпись, дата

А.В. Садовников

инициалы, фамилия

Зав. кафедрой
д.ф.-м.н., профессор

уч. ст., уч. зв.

личная подпись, дата

А.А. Короновский

инициалы, фамилия

Саратов 2022 год

Введение

Развитие методов изготовления наноразмерных структур и управляемых метаматериалов на их основе, позволяет создать новый класс композитных материалов, свойствами которых можно управлять путём изменения геометрических параметров структур [1]. Используя метод формирования магнитных пленок на гофрированных подложках, можно проектировать магнотно-кристаллические структуры с наперед заданными свойствами [2-5]. Магнотным аналогом фотонных кристаллов, является периодическая структура, изготовленная из материала, в котором на достаточное расстояние могут распространяться спиновые волны (СВ) [6]. Такие структуры получили название магнотных кристаллов (МК) и являются по сути магнитным метаматериалом с периодически изменяющимися параметрами, демонстрирующим управление задержкой СВ, при этом анализ дисперсионной характеристики таких структур позволяет утверждать, что в спектре СВ можно выделить периодически чередующимися частотные диапазоны, в которых наблюдается распространение СВ (полосы пропускания), и области частот, в которых распространение СВ не происходит. Формирование таких запрещенных зон в спектре магнонов позволяет использовать МК в качестве фильтров сигнала, закодированного в виде амплитуды и фазы СВ. Изучение МК с разной периодичностью в одном и двух измерениях [7,8] привело к развитию области магноники [9]. При данном подходе реализуется целый ряд функциональных блоков обработки сигнала с низким энергопотреблением и возможной совместимостью с полупроводниковыми электронными схемами.

На основе плёнки железо-никелевого сплава $Ni_{80}Fe_{20}$ (пермаллой) оказывается возможным создание функциональных элементов выполняющих первичную обработку информационных сигналов, создания функциональных элементов для выполнения базовых логических операций.

В настоящей работе рассмотрена магнотно-кристаллическая структура, образованная меандрообразными пленками из пермаллоя, которые состоят из ферромагнитных наноразмерных сегментов, расположенных перпендикулярно

по отношению друг к другу. Структура имеет следующие параметры: период модуляции 740 нм, высота нижней горизонтальной секций 50 нм, высота верхней горизонтальной секций 50 нм, толщина вертикальной секций 50 нм, высота модуляции 80 нм.

Целью данной работы является исследование магнитного и магнитно-резонансного поведения меандровых структур на основе пермаллоя, построения спектров собственных мод и профилей распределения намагниченности в примитивной ячейке, изучения применимости описания метаматериала и роль эффектов, связанных со спиновыми волнами.

Работа состоит из 4 глав: микромагнитное моделирование; метод изготовления меандровых структур на основе DVD-R дисков, параметры исследуемой структуры; результаты микромагнитного моделирования в программе MuMax3; результаты численного моделирования в программном продукте COMSOL Multiphysics.

Основное содержание работы

В данной работе для микромагнитного моделирования использовались программные продукты MuMax3, MATLAB и COMSOL Multiphysics.

Программный продукт MuMax3 дает возможность решать проблемы и разрабатывать программы, связанные с изучением микромагнитных явлений. MATLAB — это высокоуровневый язык и интерактивная среда для программирования, численных расчетов и визуализации результатов. С помощью MATLAB можно анализировать данные, разрабатывать алгоритмы, создавать модели и приложения. Численное моделирование проводилось путем решения системы уравнений Максвелла методом конечных элементов [10,11] в программном продукте COMSOL Multiphysics.

На рисунке 1 изображен исследуемый меандровый волновод из пермаллоя *NiFe*.

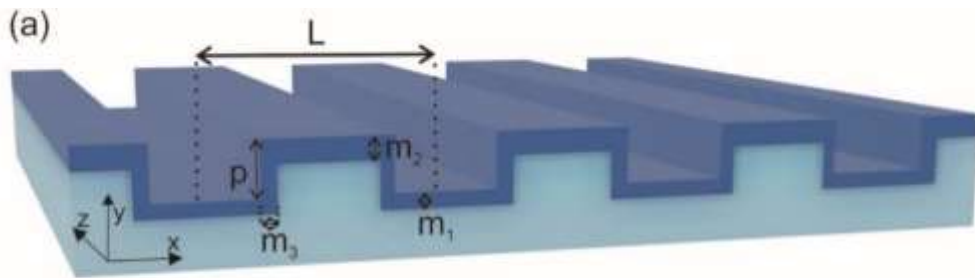


Рисунок 1 – Изображение исследуемой структуры

Были оценены локальные распределения статической намагниченности $M=6 \cdot 10^5$ А/м и эффективных внутренних полей H_i (возникающих под действием внешнего поля и полей размагничивания). На рисунке 2 показано изменение направления внешнего магнитного поля H под углом θ в исследуемой структуре.

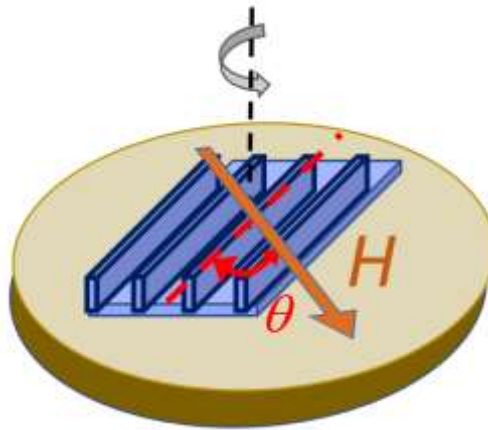


Рисунок 2 – Угол поворота направления внешнего поля исследуемой структуры.

На рисунке 3 представлены распределения H_i (абсолютные значения) при направлении внешнего поля H под различным углом θ : рисунок 5(а) внешнее магнитное поле направлено параллельно направлению канавок $\theta = 0^\circ$; рисунок 5 (б) угол $\theta = 45^\circ$ и рисунок 5(в) внешнее магнитное поле перпендикулярно канавкам $\theta = 90^\circ$. По полученным данным можно сделать вывод, что при $\theta = 90^\circ$ распределение внутренних полей сильно модулирован и при угле $\theta = 45^\circ$ максимумы H_i наблюдаются в середине горизонтальных секций, и минимумы, наблюдаемыми в углах. С уменьшением угла θ величина продольной модуляции уменьшается, исчезая при параллельной ориентации канавок и внешнего поля, рис. 5 (в).

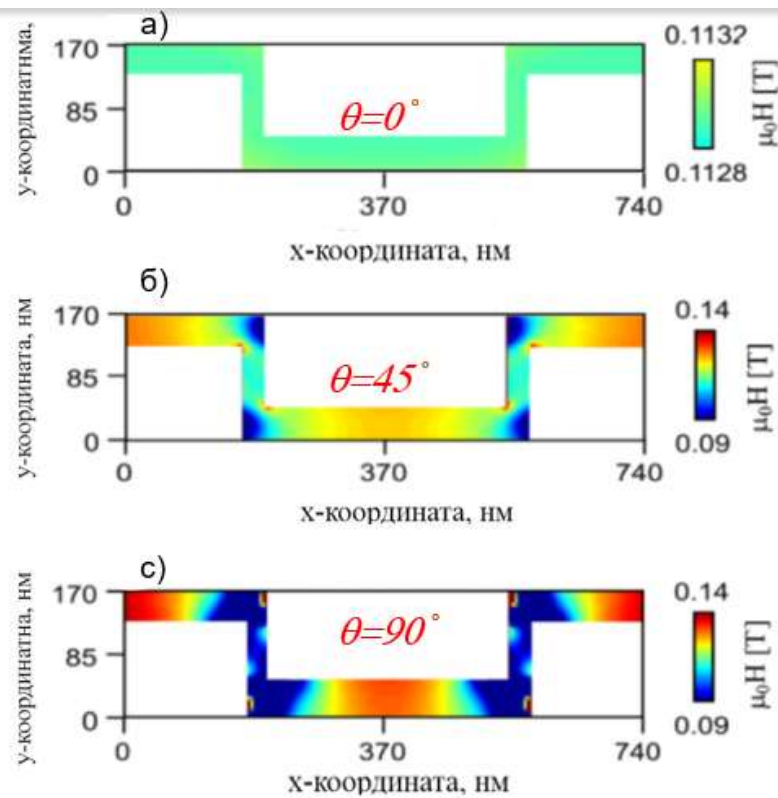


Рисунок 3 – Распределение статических полей в меандровой структуре при $\theta = 0^\circ; 45^\circ; 90^\circ$.

На рисунке 4а представлены зависимости кривых ФМР для углов $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 40^\circ$ и 80° градусов. При увеличении угла θ внешнего магнитного поля H величина пиков ФМП, во-первых, увеличивается по полю, во-вторых, увеличивается амплитуда 1 пика, а амплитуда 2 и 3 пика уменьшается. Для наглядного понимания картины изменения величины пиков ФМР, был построен график положения ФМР пиков от смещения угла подмагничивания θ внешнего поля H (рисунок 4б). Величина 1, 2 и 3 пика при увеличении угла θ увеличивается по полю и при $\theta = 80^\circ$ все пики сливаются в один общий пик с максимальным по величине полем H .

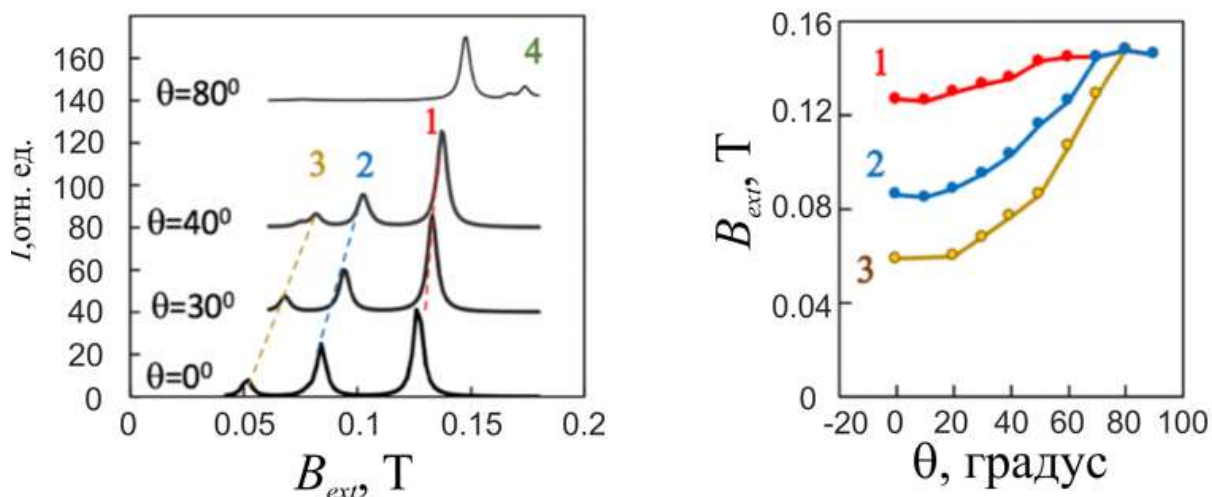


Рисунок 4 – (а) Моделирование зависимости величины микроволнового (10 ГГц) поглощения от поля. (б) График положения ФМР пиков от смещения угла подмагничивания внешнего поля.

В условиях, когда в кривых ФМР наблюдается многопиковость (угол $\theta=0^\circ$) были построены распределения динамической намагниченности m_x (левые панели) и профили m_x в половине глубины нижнего горизонтального сегмента (графики справа) и представлены на рисунке 5. Для каждого условия ФМР резонанса пиков 1, 2 и 3 было использовано значение поля $H_{ext}=0.126\text{T}$ (рис. 5а) для 1 пика, $H_{ext}=0.0835\text{ T}$ (рис. 5б) для пика 2 и (в) $H_{ext}=0.052\text{T}$ (рис. 5в) для пика 2. Можно наблюдать, что для 1 пика в профиле m_x компоненты в половине глубины нижнего горизонтального сегмента распространяется первая мода спиновой волны. Для 2 пика ФМР распространяется вторая мода волны, а для 3 пика- третья мода волны.

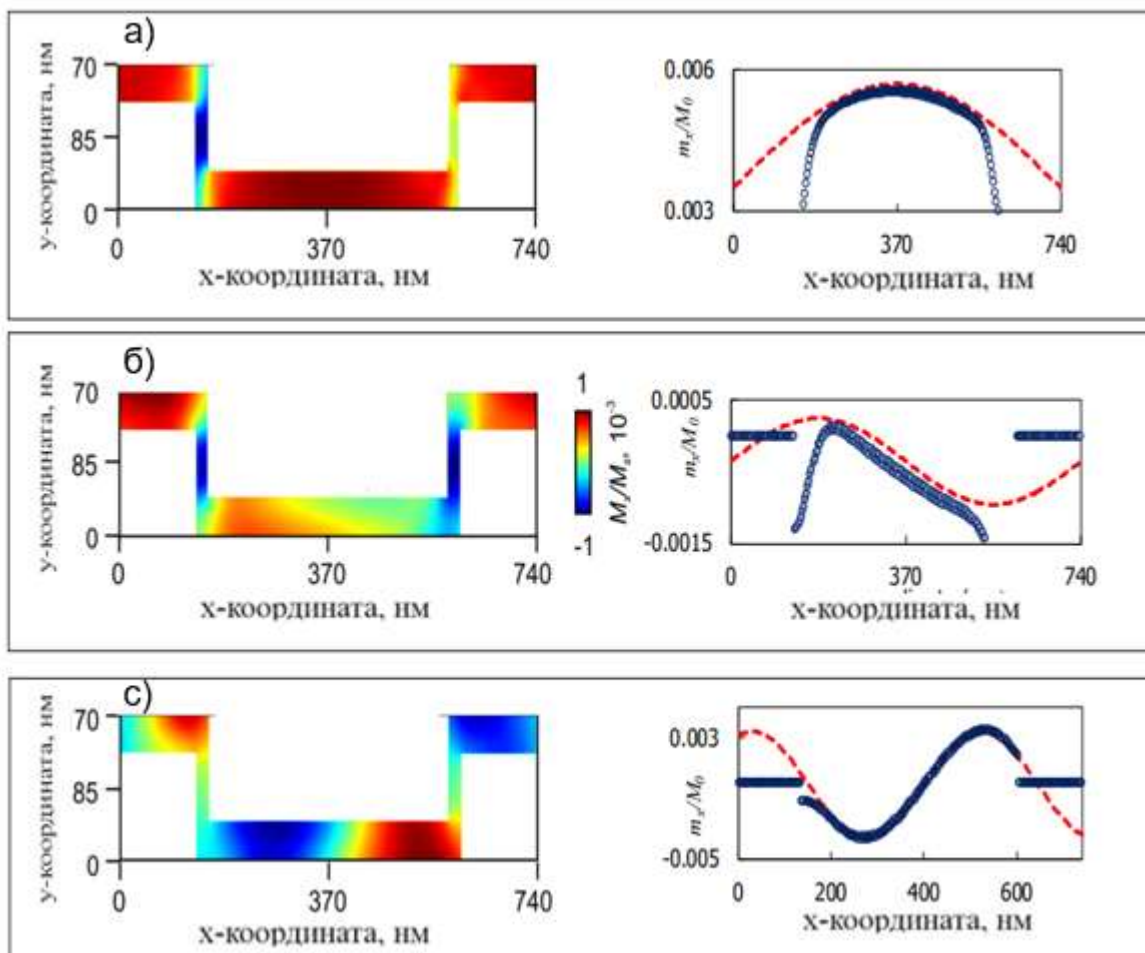


Рисунок 5 – Распределения динамической намагниченности m_x (левые панели) и профили m_x по половине глубины нижнего горизонтального сегмента (графики справа) в условиях резонанса пиков 1, 2 и 3 при $\theta = 0$, (а) $H_{ext}=0.126$ Т, (б) $H_{ext}=0.0835$ Т и (в) $H_{ext}=0.052$ Т.

В результате численного моделирования были получены дисперсионные характеристики для прямых и встречных волн (рис. 6).

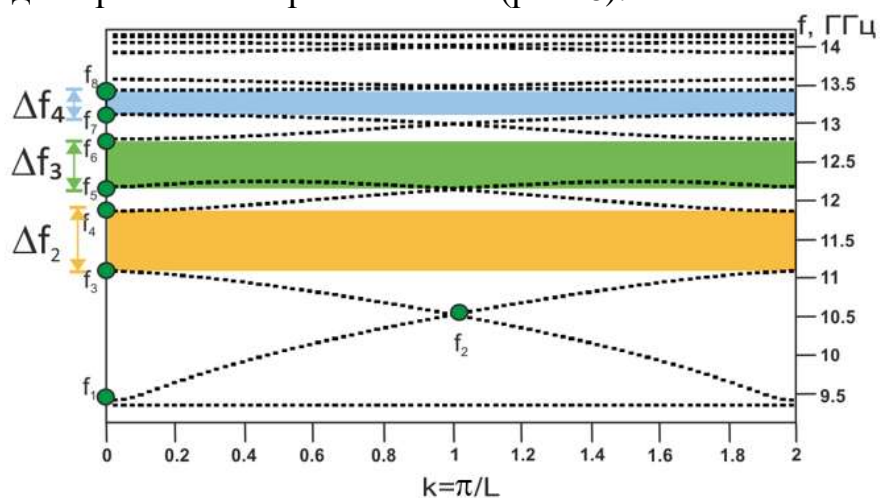


Рисунок 6. – Дисперсионная характеристика, для пермаллоевой структуры.

На дисперсионной характеристике можно видеть также частотные диапазоны Брегговских запрещённых зон в которых спиновые волны не

распространяются. Частотная ширина запрещенных зон имеет наибольшее значение для низкочастотных мод. Видно, что в диапазоне частот от $f_1 = 9.4$ ГГц до $f_3 = 11.8$ ГГц в спектре СВ не образуется первой запрещенной зоны (вблизи волнового числа $k \sim k_B = \pi/L$), что является следствием симметрии типа «скользящая плоскость» для рассматриваемой структуры. Цветом на рисунке 2а обозначены частотные диапазоны Брэгговских запрещённых зон: для волн с волновым числом вблизи $k \sim 2k_B$ ширина образованной запрещенной зоны (выделена оранжевым цветом на рис.б) Δf_2 наибольшая и низкочастотная и высокочастотная границы для нее обозначены как f_3 и f_4 , соответственно. Следующая запрещенная зона образуется для СВ с волновым числом вблизи $k \sim 4k_B$ (зелёный цвет на рис.б), ее ширина обозначена через Δf_3 и граничные частоты – с помощью символов f_5 – f_6 . Для зоны непропускания для СВ с волновым числом вблизи $k \sim 6k_B$ (синий цвет на рис.б) введено обозначение Δf_4 и граничные частоты отмечены как f_7 и f_8 .

Для анализа влияния изменения толщины горизонтальной секций m_2 на характер дисперсионной характеристики величина m_3 принимала значение 25 нм. На рисунке 7 приведена зависимость от параметра перепада меандра p ширины частотной полосы непропускания для первых трех частотных полос непропускания Δf_2 , Δf_3 и Δf_4 кружками, квадратами и треугольниками, соответственно. Параметра перепада p варьировался в диапазоне от 10 нм до 200 нм. Толщина ферромагнитного слоя в вертикальной секции при этом составляла $m_3 = 25$ нм. При этом для СВ с волновым числом вблизи $k \sim 6k_B$ максимум величины ширины частотной полосы непропускания наблюдается примерно при тех же значения параметра перепада $p \sim 100$ нм. Для СВ с волновым числом вблизи $k \sim 4k_B$ при значениях параметра p в этом диапазоне значение полосы частот непропускания минимально и достигает нуля при $p = 70$ нм.

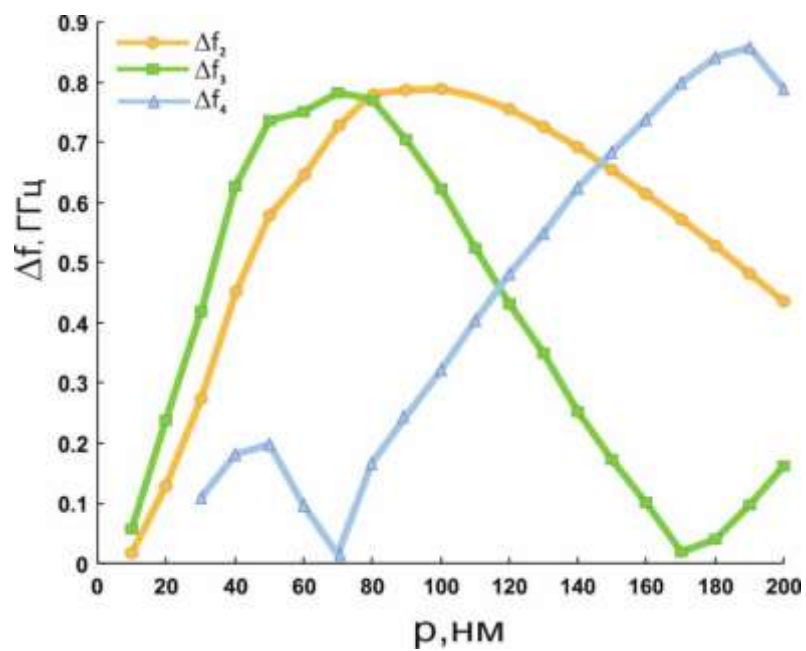


Рисунок 7 – Зависимость частотных диапазонов Брэгговских запрещённых зон от изменения высоты перепада p .

Случай, когда ширина четвёртой частотной полосы непропускания Δf_4 уменьшается в области значений высоты перепада $60 < p < 80$ нм связан с изменением пространственного распределения компоненты динамической намагниченности m_y для четвёртой моды волны.

Заключение

Основное положение резонанса показывает угловую зависимость в плоскости, которая сильно напоминает таковую в ферромагнитных пленках с одноосной магнитной анизотропией. Основной сигнал и дополнительные низких линий поля объясняются множественными резонансами стоячей спиновой волны, определяемыми периодом решетки. Полученные результаты могут представлять интерес для применения в магнитных метаматериалах и магнонике.

Таким образом, с помощью метода численного моделирования исследованы режимы управления запрещенными зонами в спектрах спиновых волн, распространяющихся в периодической структуре из пермаллоя с меандровым профилем. Продемонстрирована возможность изменения ширины Брегговской запрещенной зоны при изменении параметров профиля структуры и показано, что в отличие от обычной магнотно-кристаллической структуры в рассматриваемой меандровой структуре с периодом L наблюдается формирование запрещенных зон для спиновых волн, волновое число которых определяется из уравнения $k=m*\pi/L$, где m -четное число. При этом максимальное значение для величины ширины первой и второй полос непропускания достигается для параметра перепада в меандровой структуре $75 < p < 100$ нм, а третья зона непропускания при этом имеет наименьшую ширину.

Полученные результаты могут представлять интерес для разработки управляемых метаповерхностей на основе магнитных метаматериалов. Меандровые магнотные структуры могут найти применение при разработке и изготовлении СВЧ-фильтров на основе наноразмерных магнотно-кристаллических структур.

Список литературы

1. Noginov M. A., Podolskiy V. A. (ed.). *Tutorials in metamaterials*. – CRC press, 2011.
2. Noginova N. et al. Ferromagnetic resonance in permalloy metasurfaces // *Applied Magnetic Resonance*. – 2021. – Т. 52. – №. 7. – С. 749-758.
3. Sadovnikov A. V. et al. Reconfigurable 3D magnonic crystal: Tunable and localized spin-wave excitations in CoFeB meander-shaped film // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2022. – Т. 544. – С. 168670.
4. Chumak A. V. et al. Roadmap on spin-wave computing // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 2022.
5. Vedmedenko E. Y. et al. The 2020 magnetism roadmap // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2020. – Т. 53. – №. 45. – С. 453001.
6. Krawczyk M., Puzskarski H. Theory of spin-wave frequency gaps in 3D magnonic crystals. Application to manganites // *arXiv preprint cond-mat/0504073*. – 2005.
7. Nikitov S. A., Tailhades P., Tsai C. S. Spin waves in periodic magnetic structures—magnonic crystals // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2001. – Т. 236. – №. 3. – С. 320-330.
8. Никитов С. А. и др. Диэлектрическая магноника—от гигагерцев к терагерцам // *Успехи физических наук*. – 2020. – Т. 190. – №. 10. – С. 1009-1040.
9. Chumak A. V., Serga A. A., Hillebrands B. Magnonic crystals for data processing // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2017. – Т. 50. – №. 24. – С. 244001.
10. Рожнев А. Г. Моделирование распространения магнитостатических волн в одномерных магнонных кристаллах // *Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика*. – 2012. – Т. 20. – №. 1. – С. 143-159.
11. Васильев А. Д., Маненков А. Б. Дифракция поверхностной волны на конце диэлектрической трубки // *Изв. вузов. Радиофизика*. – 1987. – Т. 30. – №. 3. – С. 405.