

ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛОС НЕПРОПУСКАНИЯ СПИН-ВОЛНОВОГО СИГНАЛА В МЕАНДРОВЫХ СТРУКТУРАХ ИЗ ЖИГ

Ю. А. Губанова^{a*}, В. А. Губанов^a, Е. Н. Бегинин^a, А. В. Садовников^a

^a Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
410012, Саратов, Россия

Поступила в редакцию 3 августа 2022 г.,
после переработки 3 августа 2022 г.
Принята к публикации 4 сентября 2022 г.

Ммеандровый волновод из железо-иттриевого граната (ЖИГ) с различной вариацией профиля исследован на возможность управления полос непропускания поверхностных спиновых волн. Для выявления механизма управления запрещенными зонами в тонких пленках ЖИГ использовался метод конечных элементов. Решена электродинамическая задача и построены дисперсионные характеристики спиновых волн при изменении геометрических параметров меандра. Подробно изучен характер изменения частотных диапазонов брэгговских запрещенных зон в зависимости от профиля меандра. Продемонстрировано, что спин-волновая волноводная 3D-структура с нарушенной трансляционной симметрией, использующая вертикальный спин-волновой транспорт, обеспечивает передачу информационного сигнала в трехмерной конфигурации магнонных сетей.

Статья представлена в рамках публикации материалов VIII Евроазиатского симпозиума «Тенденции в магнетизме» (EASTMAG-2022), Казань, август 2022 г.

DOI: 10.31857/S0044451023010157
EDN: NOUCLP

1. ВВЕДЕНИЕ

В течение последнего десятилетия идет стремительное развитие магноники [1–3]. Спиновые волновые кванты (магноны), распространяющиеся в магнитных материалах, благодаря своим уникальным свойствам могут быть использованы в перспективных системах обработки информационных сигналов с малыми затратами энергии на различных пространственно-временных масштабах. Низкое энергопотребление обеспечивается тем, что магноны являются без зарядных квазичастиц и в процессе их распространения в слоях магнитного диэлектрика почти не выделяется джоулево тепло [4, 5]. В связи с этим использование магнонных структур на основе магнитных диэлектрических материалов представляется весьма перспективным под-

ходом к созданию компонентной базы электроники с использованием новых физических принципов. Магнонные кристаллы, основанные на трехмерных наноструктурных материалах, могут расширить функциональные возможности магнонных устройств по сравнению с планарными структурами, благодаря обменному и дипольному взаимодействиям между слоями структуры [6–8]. В данной работе рассмотрена магнонно-кристаллическая 3D-структура типа меандр в которой происходит распространение поверхностных спиновых волн (ПСВ). Методом конечных элементов на основе решения уравнения Максвелла построены дисперсионные характеристики и показана возможность управления запрещенными зонами спиновых волн в меандровой структуре.

2. ОПИСАНИЕ СТРУКТУРЫ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Сечение элементарной ячейки периодического 3D-магнонного волновода представлено на рис. 1.

* E-mail: yulya29022095@gmail.com

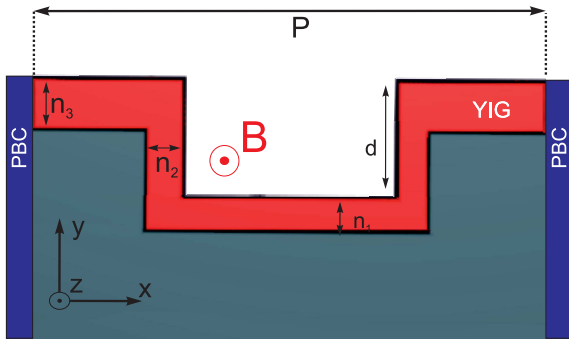


Рис. 1. Поперечное сечение элементарной ячейки меандровой структуры

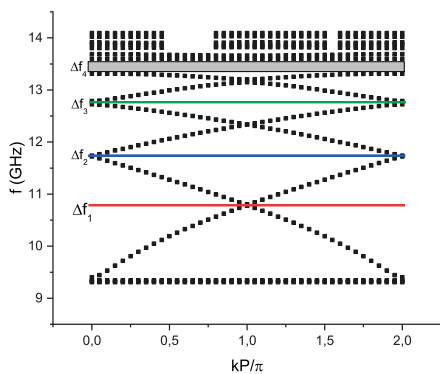


Рис. 2. Дисперсионная характеристика исследуемой структуры

Геометрические размеры структуры, используемые для моделирования, имели следующие значения: период структуры постоянен и равен $P = 740$ нм, толщина горизонтальных и вертикальных секций n_1, n_2, n_3 50 нм, соответственно, глубина структуры $d = 120$ нм. Намагниченность насыщения ЖИГ $M_0 = 1.39 \cdot 10^{-5}$ А/м. Структура намагничена до насыщения внешним статическим магнитным полем $B_0 = 0.126$ Тл направленным вдоль оси z . В плоскости (xz) структура считается безграничной, ПСВ распространяются вдоль оси x . При численном моделировании использовались периодические граничные условия на краях элементарной ячейки, как показано на рис. 1.

Сегмент исследуемого периодического 3D-магнитного волновода из ЖИГ в поперечном сечении представлен на рис. 1. Параметры используемы для моделирования имели следующие значения: период структуры $P = 740$ нм, высота горизонтальных секций n_1 и $n_2 = 50$ нм, толщина вертикальных секций $n_3 = 50$ нм, глубина

структуры $d = 120$ нм.

В программном продукте *COMSOL Multiphysics* было проведено численное моделирование распространения ПСВ путем решения системы уравнений Максвелла методом конечных элементов. С учетом гармонической зависимости от времени электромагнитных полей $e^{j\omega t}$, вектор напряженности электрического поля E удовлетворяет следующему уравнению:

$$\Delta \times (\hat{\mu}^{-1} \nabla \times E) - k^2 \epsilon E = 0,$$

где $k = \omega/c$ — волновое число в вакууме, $\omega = 2\pi/f$ — круговая частота, f — частота электромагнитной волны, $\epsilon = 14$ — эффективное значение диэлектрической проницаемости для ЖИГ. Тензор магнитной проницаемости имеет вид

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu(f) & -i\mu_a(f) & 0 \\ i\mu_a(f) & \mu(f) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$\mu(f) = \frac{f_B(f_n + f_M) - f^2}{f_B^2 - f^2},$$

$$\mu_a(f) = \frac{f_M f}{f_B^2 - f^2},$$

где $f_M = \gamma\mu_0 M_0 = 4.9$ ГГц, $f_B = \gamma B_0(x)$, $\gamma = 28$ ГГц/Тл — гиромангнитное отношение в ЖИГ пленке. На рис. 2 представлены результаты численного моделирования дисперсионных характеристик ПСВ в структуре при одинаковой толщине горизонтальных и вертикальных сегментов $n_1 = n_2 = n_3 = 50$ нм. На дисперсионной характеристике наблюдается только один частотный диапазон Δf_4 Брегговских запрещенных зон в которых спиновые волны не распространяются. При данной геометрии структуры в спектре ПСВ вблизи волнового числа $k = k_B = \pi/P$ не наблюдается открытия частотных диапазонов $\Delta f_1 - \Delta f_3$, потому что рассматриваемая структура обладает симметрией типа «скользящая плоскость».

Для анализа изменения дисперсионной характеристики при нарушении симметрии типа «скользящая плоскость» были проведены расчеты при изменении высоты нижней горизонтальной секции n_1 в диапазоне от 10 до 90 нм с шагом 10 нм. На рис. 3 представлена дисперсионная характеристика при $n_1 = 20$ нм (панель а) и $n_1 = 80$ нм (панель б). На полученной дисперсионной характеристике наблюдается открытие частотных диапазонов $\Delta f_1 - \Delta f_3$ брегговских запрещенных зон.

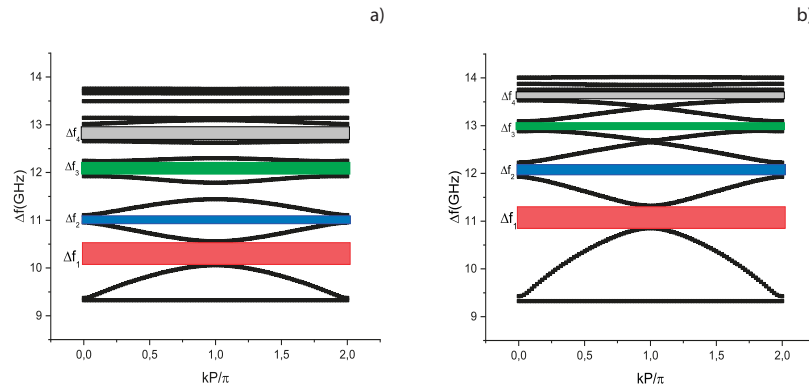


Рис. 3. Дисперсионная характеристика меандрового волновода при параметре $n_1 = 20$ нм (панель а) и $n_1 = 80$ нм (панель б)

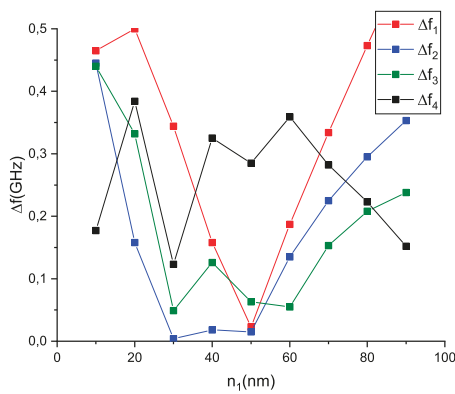


Рис. 4. Зависимость ширины частотных диапазонов брэгговских запрещенных зон от изменения параметра n_1

На рис. 4 приведена зависимость частотных диапазонов брэгговских запрещенных зон от толщины нижней горизонтальной секции n_1 .

При значении параметра $n_1 = 10$ нм величина частотного диапазона первой, второй и четвертой полос непропускания максимальна и составляет 0.45 ГГц. При этом для $n_1 = 30$ нм для частотных диапазонов $\Delta f_2 - \Delta f_3$ наблюдается минимальное значение частотой полосы непропускания СВ, а для Δf_1 закрытие запрещенной зоны.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, с помощью метода конечных разностей исследованы режимы управления запрещенными зонами в спектрах спиновых волн, распространяющихся в периодической структуре из ЖИИГ с меандровым профилем. Продемонстриро-

вана возможность изменения ширины Брегговской запрещенной зоны при изменении параметров профиля структуры. Полученные результаты могут представлять интерес для разработки управляемых метаповерхностей на основе магнитных метаматериалов. Меандровые магнитные структуры могут найти применение при разработке и изготовлении СВЧ-фильтров на основе наноразмерных магнитнокристаллических структур.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 20-79-10191).

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Noginova, V. Gubanov, M. Shahabuddin et al., *Appl. Magn. Resonance* **52**, 749 (2021).
2. A. V. Sadovnikov, G. Talmelli, G. Gubbiotti et al., *J. of Magn. and Magn. Mat.* **544**, 168670, (2022).
3. A. V. Chumak, P. Kabos, M. Wu et al., *Roadmap on spin-wave computing*, *JarXiv preprint arXiv 2111.00365*, (2021).
4. С. А. Никитов, А. Р. Сафин, Д. В. Калябин и др., *Успехи физических наук*, **190**, 1009 (2020) [S. A. Nikitov, A. R. Safin, D. V. Kalyabin et al., *Physics-Uspekhi* **63**, (2020)].
5. K. Vogt, F. Y. Fradin, J. E. Pearson et al., *Nature communications* **5**, 1 (2014).
6. G. Gubbiotti, A. Sadovnikov, E. Beginin et al., *Appl. Phys. Lett.* **118**, 162405 (2021).
7. S. A. Nikitov, Ph. Tailhades, and C. S. Tsai, *J. of Magn. and Magn. Mat.* **236**, (2001).
8. С. А. Никитов, А. Р. Сафин, Д. В. Калябин и др., *УФН*, **190**, 1009 (2020).