

05,13

Влияние упругих деформаций на спектр дипольных спиновых волн в латеральной системе магнонных кристаллов с пьезоэлектрическим слоем

© А.А. Грачев¹, М. Mgruczkiewicz², Е.Н. Бегинин¹, А.В. Садовников¹

¹ Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

² Institute of Electrical Engineering, Slovak Academy of Sciences, Dúbravská cesta 9, 841 04 Bratislava, Slovakia

E-mail: stig133@gmail.com

Поступила в Редакцию 29 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2022 г.

Принята к публикации 12 мая 2022 г.

С помощью численного моделирования выявлены закономерности управления спектром дипольных спиновых волн в латеральных гетероструктурах, образованных из двух магнонных кристаллов с пьезоэлектрическим слоем, размещенным на одном из них. Показано управление электрическим полем пространственных и передаточных характеристик дипольных спиновых волн в латеральных гетероструктурах. На основе метода конечных элементов проведена оценка влияния распределенных упругих деформаций на величины внутренних магнитных полей в магнонных кристаллах. На основе результатов численного моделирования дана физическая интерпретация явления трансформации спектра собственных мод связанных магнонных кристаллов.

Ключевые слова: спиновые волны, магноники, стрейнтроники, латеральные структуры.

DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52831.45НН

1. Введение

Последние достижения в области создания микро- и наноразмерных магнитных структур на основе изоляционных материалов открывают перспективную альтернативу обработки сигналов с помощью спиновых волн (СВ) по сравнению с КМОП (комплементарная структура металл–оксид–полупроводник) технологиями, на основе магнонных сетей [1,2] увеличивая функциональность элементарных узлов вычислительных систем, а также обладающих низким энергопотреблением. Микро- и наноразмерные магнитные структуры выступают в качестве многообещающей базы для создания магнонных интегральных схем [3,4], что позволяет преодолеть ограничения КМОП-электроники [5]. При этом основное внимание уделяется использованию СВ в качестве носителей информационных сигналов, поскольку в этом случае удастся реализовать целый ряд устройств обработки сигнала на принципах магноники [1,5].

За последние несколько лет периодические магнитные структуры, магнонные кристаллы (МК), стали предметом значительного интереса в научном сообществе из-за возможности создания заранее заданных свойств передачи СВ [1,6–8]. Одной из основных причин изучения МК в настоящее время является их перспективное применение для создания логических систем [2,7] с использованием волновой природы спиновых возбуждений. С другой стороны, латеральные

ферритовые структуры привлекают широкое внимание исследователей из-за возможности их использования в качестве многоканальных систем обработки сигнала в наномасштабах на принципах магноники [7,9]. В системе для передачи сигнала на основе двух ферритовых микроволноводов с воздушным зазором между ними наблюдается интерференция симметричной и антисимметричной мод, что проявляется в периодическом перераспределении сигнала между микроволноводами [10,11]. В настоящее время активно ведутся исследования по возможности управления спектром спиновых волн в ферритовых микроволноводах с помощью воздействия распределенных упругих деформаций на слой феррита [12–16].

В настоящей работе выявлены закономерности управления спектром дипольных спиновых волн в латеральных гетероструктурах, образованных из двух магнонных кристаллов с пьезоэлектрическим слоем, размещенным на одном из них. Продемонстрировано управление электрическим полем пространственных и передаточных характеристик дипольных спиновых волн в латеральных гетероструктурах. На основе метода конечных элементов проведена оценка влияния распределенных упругих деформаций на величины внутренних магнитных полей в магнонных кристаллах. На основе результатов численного моделирования дана физическая интерпретация явления трансформации спектра собственных мод связанных магнонных кристаллов.

2. Структура и численное исследование

Рассмотрим структуру, показанную на рис. 1. Система представляет собой параллельно ориентированные магнитные микроволноводы, шириной $w = 500 \mu\text{m}$ и расстоянием между ними $d = 40 \mu\text{m}$ изготовленные, с помощью метода лазерного скрайбирования из монокристаллической ферритовой пленки ЖИГ толщиной $10 \mu\text{m}$ с намагниченностью насыщения $M_0 = 139 \text{ G}$. Два магнитных микроволновода расположены на одной и той же подложке из ГГГ, толщиной $200 \mu\text{m}$. Длина первого магнитного микроволновода (МС1) составляла $L_1 = 7 \text{ mm}$, а второго (МС2) составляла $L_2 = 4 \text{ mm}$. На поверхности обоих магнитных микроволноводов сформирована система периодических канавок с периодом $L = 200 \mu\text{m}$, образующих МК. Глубина канавки составляла $1 \mu\text{m}$. В качестве пьезоэлектрического материала использовался слой ЦТС толщиной $200 \mu\text{m}$ и расположен на одном из МК. Титановый электрод толщиной $1 \mu\text{m}$ был помещен на верхнюю сторону ЦТС слоя, что не оказывает существенного влияния на распространение спиновых волн в магнитном кристалле. На нижней стороне ЦТС расположен титановый электрод толщиной 100 nm . Структура была помещена в однородное статическое магнитное поле $H_0 = 1200 \text{ Oe}$, направленного вдоль оси x для эффективного возбуждения поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ).

Для описания физических процессов, определяющих физические характеристики при управлении спиновыми сигналами путем создания локальных упругих деформаций, была разработана численная модель на основе метода конечных элементов (МКЭ) [17,18]. На первом этапе выполнялся расчет упругих деформаций, вызываемых внешним электрическим полем в слое пьезоэлектрика. Далее, рассчитывались профили внутреннего магнитного поля в МК. Затем полученные профили внутреннего магнитного поля использовались в микромагнитном моделировании [19]. На этапе решения магнитострикционной задачи предполагалось, что магнитострикционный эффект может быть смоделирован с использованием линейных связанных уравнений, если отклик материала состоит из небольших отклонений от положения рабочей точки (точки смещения), при этом связь между механическим напряжением \mathbf{S} , магнитным полем \mathbf{H} и плотностью магнитного потока \mathbf{B} выражается как

$$\begin{cases} \mathbf{S} = c_H \boldsymbol{\varepsilon} - e_{HS}^T \mathbf{H}, \\ \mathbf{B} = e_{HS} \boldsymbol{\varepsilon} + \mu_0 \mu_{rS} \mathbf{H}, \end{cases}$$

где μ_0 — магнитная проницаемость свободного пространства, а μ_{rS} — относительная магнитная проницаемость при постоянной деформации; e_{HS} — матрица пьезомагнитной связи (знак „T“ означает операцию транспонирования); $\boldsymbol{\varepsilon}$ — матрица деформаций. При этом напряжение в магнитострикционном материале описы-

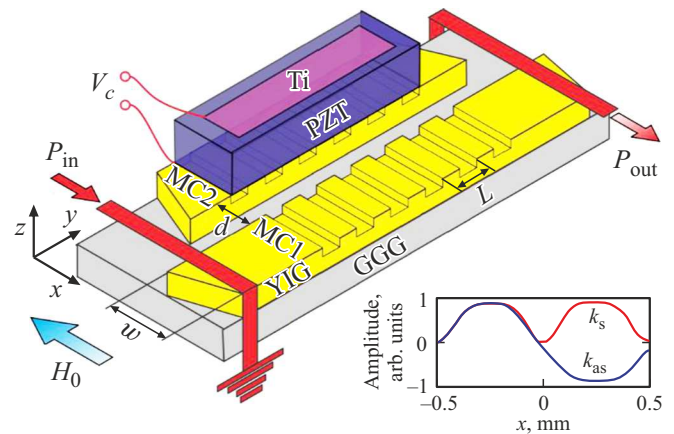


Рис. 1. Схема рассматриваемой структуры, состоящей из двух латеральных магнито-кристаллических микроволноводов с воздушным зазором. На вставке снизу слева показаны поперечные профили для симметричной (k_s) и антисимметричной (k_{as}) собственных мод латеральных МК.

вается соотношением:

$$\mathbf{S} = c_H [\boldsymbol{\varepsilon}_{el} - \boldsymbol{\varepsilon}_{me}(\mathbf{M})],$$

где матрица жесткости c_H определяется двумя параметрами: модулем Юнга ($E = 2 \cdot 10^{12} \text{ Pa}$) и коэффициентом Пуассона $\nu = 0.29$. Соотношение для магнитострикционной деформации $\boldsymbol{\varepsilon}_{me}$ представляется как квадратичная изотропная функция намагниченности \mathbf{M} :

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{me} = \frac{3}{2} \frac{\lambda_S}{M_0^2} \text{dev}(\mathbf{M} \otimes \mathbf{M}),$$

где тензорное произведение двух векторов определяется как $(\mathbf{M} \otimes \mathbf{M})_{ij} = M_i M_j$, а $\lambda_S = -2.2 \cdot 10^{-6}$ — магнитострикция насыщения, которая представляет собой максимальную магнитострикционную деформацию, достигаемую при намагниченности насыщения M_0 . Отметим, что магнитострикционная деформация представлена девяторным тензором. Это связано с тем, что деформация может быть связана с вращением магнитного домена, при этом такой процесс не должен изменять объем материала.

Нелинейная намагниченность в магнитострикционном материале находится из следующего нелинейного неявного соотношения

$$\mathbf{M} = M_0 L(|\mathbf{H}_{\text{eff}}|) \frac{\mathbf{H}_{\text{eff}}}{|\mathbf{H}_{\text{eff}}|},$$

где L — функция Ланжевена, и представлена в виде

$$L = \text{cth} \left(\frac{3\chi_m |\mathbf{H}_{\text{eff}}|}{M_0} - \frac{M_0}{3\chi_m |\mathbf{H}_{\text{eff}}|} \right),$$

где χ_m — магнитная восприимчивость в начальной линейной области. Для кубических кристаллов эффек-

тивное поле в материале определяется выражением

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_0 + \frac{3}{\mu_0 M_0^2} \left[\lambda_{100} S_{\text{ed}} + (\lambda_{111} - \lambda_{100}) \times \sum_{i \neq j} (S_{\text{ed}})_{ij} (\mathbf{e}_i \otimes \mathbf{e}_j) \right] \mathbf{M},$$

где \mathbf{H}_0 — приложенное магнитное поле. Второй член в данном уравнении представляет собой вклад механического напряжения в эффективное магнитное поле и, следовательно, на намагниченность материала, что называется эффектом Виллари. Девиаторный тензор напряжений связан с деформацией как: $S_{\text{ed}} = \text{dev}(c_H \varepsilon)$. Кроме того, намагниченность и магнитное поле связаны друг с другом и с плотностью магнитного потока соотношением: $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H}_0 + \mathbf{M})$.

На рис. 2, *a* представлено распределение модуля механических напряжений в случае приложения положительного значения электрического поля к слою ЦТС. Видно, что деформация пьезоэлектрического слоя возникает в области электрода, которая вследствие обратного пьезоэффекта передается ЖИГ пленке, который в свою очередь также деформируется. Из-за эффекта обратной магнитострикции в МК изменяется внутреннее магнитное поле. Далее была произведена оценка влияния деформации пьезоэлектрического слоя на внутреннее магнитное поле магнетонного кристалла. При данных расчетах были использованы следующие магнитострикционные константы для ЖИГ пленки при комнатной температуре: $\lambda_{100} = -1.4 \cdot 10^{-6}$ и $\lambda_{111} = -2.4 \cdot 10^{-6}$, равные относительным магнитострикционным удлинениям вдоль соответствующих осей x и z . На рис. 2, *b* показаны распределения внутреннего магнитного поля вдоль ширин магнетонных кристаллов при величине внешнего электрического поля $E = 0 \text{ kV/cm}$ (зеленые сплошные кривые), $E = 10 \text{ kV/cm}$ (штрих-пунктирная синяя кривая) и $E = -10 \text{ kV/cm}$ (красная пунктирная кривая). Стоит отметить, что эффективное управление свойствами СВ, распространяющихся в латеральной структуре, с помощью локальных упругих деформаций оказывается возможным благодаря неоднородному распределению величины H_{int} . Когда магнитное поле H_0 направлено вдоль оси x , распределение $H_{\text{int}}(x)$ в латеральных МК становится неоднородным из-за анизотропии формы, что приводит к формированию двух спин-волновых каналов, вдоль которых распространяются СВ (см. рис. 2, *b*). Приложение положительного (отрицательного) электрического поля к электроду приводит к уменьшению (увеличению) внутреннего магнитного поля во втором магнетонном кристалле (МК2), как показано на рис. 2, *b*. Стоит сказать, что неравенство внутренних магнитных полей в латеральных МК приводит к трансформации динамики распространения СВ в такой системе.

Далее, для демонстрации процессов генерации и распространения СВ в рассматриваемой системе, а также управлением спин-волновым транспортом с помо-

щью распределенных упругих деформаций, было использовано микромагнитное моделирование на основе метода конечных разностей во временной области. Использовался свободно распространяемый программный код `muMax3`, поддерживающий технологию параллельных вычислений CUDA. Данный метод основан на численном решении уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ) [20,21]. Расчетная область была разбита на сетку со следующим размером элементов: $1.95 \times 2 \times 1 \mu\text{m}^3$.

Для расчета дисперсионных характеристик спиновых волн, распространяющихся в системе, образованной из двух латеральных магнетонных кристаллов, сигнал во входной секции одного из магнетонно-кристаллических микроволноводов задавался в виде $h_z(t) = h_0 \sin c(2\pi f_c t)$, центральная частота $f_c = 7 \text{ GHz}$, $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$. Для построения дисперсионной характеристики спиновых волн при численном моделировании проводился расчет величины

$$D(k_y, f) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |\Theta_2[m_z(x_i, y, t)]|^2,$$

где Θ_2 — оператор двумерного преобразования Фурье, x_i — i -я ячейка и $N = 256$ — количество ячеек вдоль ширины магнетонного кристалла.

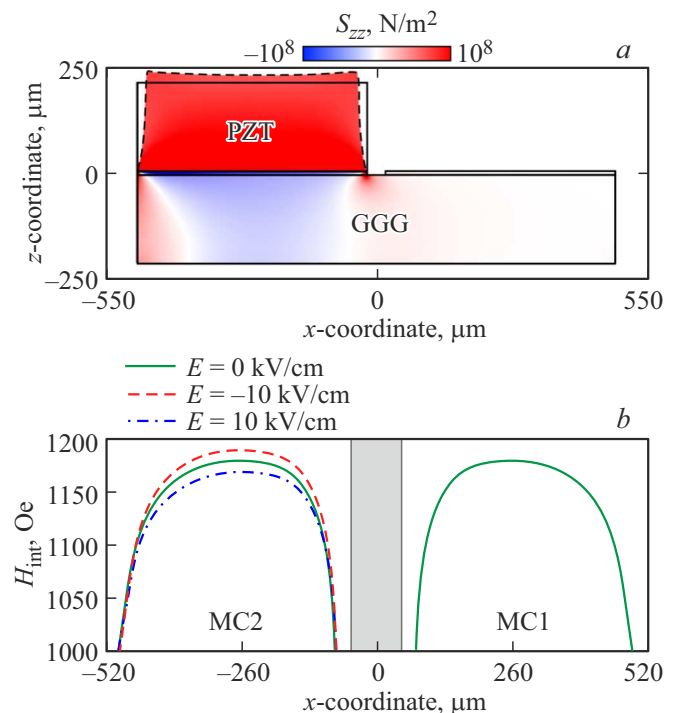


Рис. 2. (а) Распределение компоненты тензора механических напряжений S_{zz} при приложении внешнего электрического поля $E = -10 \text{ kV/cm}$ к слою ЦТС. (б) Профили внутреннего магнитного поля H_{int} в случаях $E = 0 \text{ kV/cm}$ (сплошные зеленые кривые), $E = 10 \text{ kV/cm}$ (штрихпунктирная синяя кривая), $E = -10 \text{ kV/cm}$ (пунктирная красная кривая). Величина внешнего магнитного поля во всех случаях составляла величину $H_0 = 1200 \text{ Oe}$.

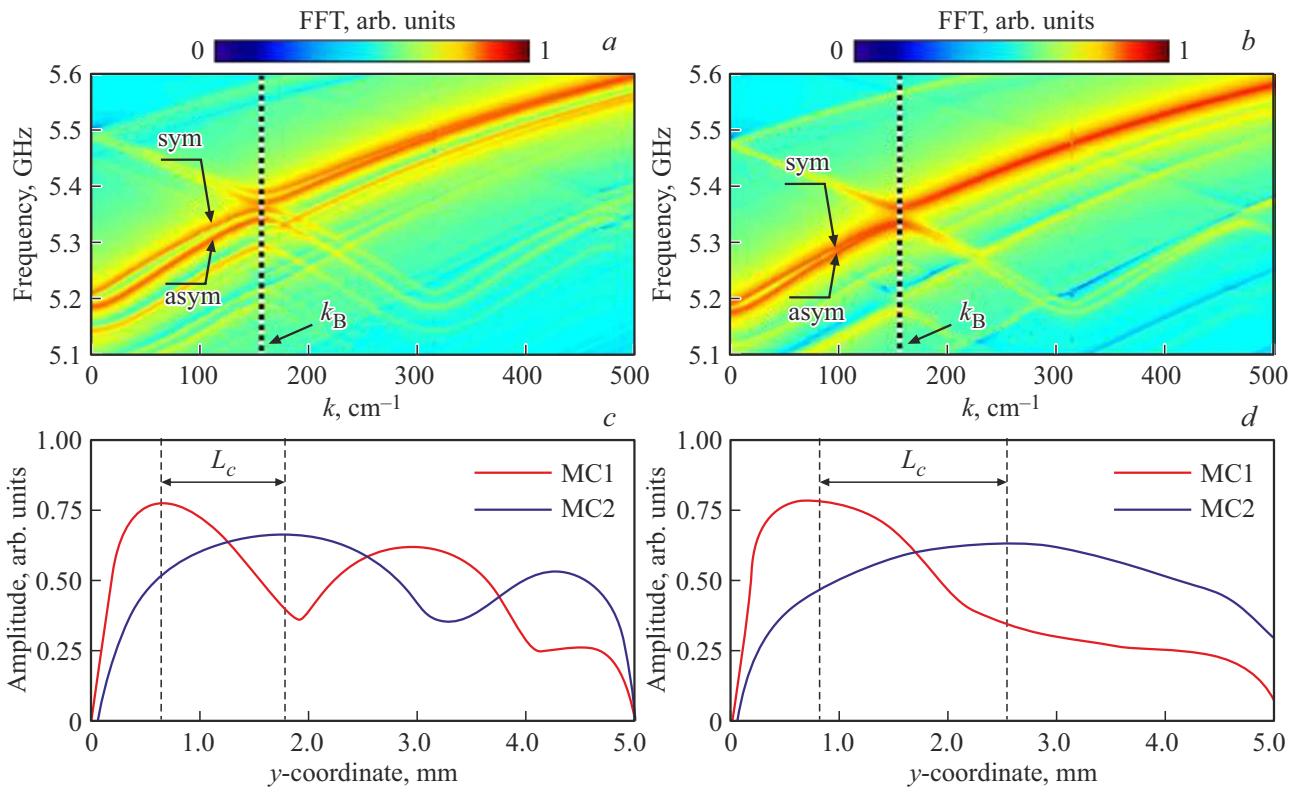


Рис. 3. Дисперсионные характеристики двух латеральных магнонных кристаллов при $E = 0 \text{ kV/cm}$ (a) и $E = 10 \text{ kV/cm}$ (b), полученные с помощью микромагнитного моделирования. Пространственные распределения спин-волновой интенсивности, рассчитанные с помощью микромагнитного моделирования при $f = 5.45 \text{ GHz}$ (c) и $f = 5.35 \text{ GHz}$ (d).

На рис. 3, a, b градиациями цвета закодировано двумерное распределение величины $D(k_y, f)$. На плоскости (f, k_y) оказывается возможным выделить множество точек, соответствующее максимумам величины $D(k_y, f)$, которое представляет собой дисперсионные характеристики симметричной и антисимметричной спин-волновой моды, обозначенные на рис. 3, a, b, как k_s и k_{as} , соответственно. Стоит отметить, что спектр собственных мод двух идентичных латеральных микроволноводов состоит из симметричной и антисимметричной поперечных мод (см. вставку на рис. 1). Для симметричной моды, в направлении оси x амплитуды магнитных потенциалов в двух пленках ЖИГ, имеют одну и ту же фазу (вдоль оси x), а для антисимметричной они находятся в противофазе на π . Также в системе, в области брэгговского волнового числа $k_B = \frac{\pi}{L} = 157 \text{ cm}^{-1}$, где L — период магнонного кристалла, наблюдается формирование полос непропускания и образование запрещенных зон в спектрах спиновых волн, что видно по рассчитанным дисперсионным характеристикам. При этом вблизи частоты 5.35 GHz можно видеть (см. рис. 3, a) формирование запрещенной зоны, как для симметричной, так и для антисимметричной моды латеральной структуры. Этот эффект можно объяснить механизмом расщепления Брэгговской запрещенной зоны и образованием двоянных зон непро-

хождения сигнала в системе из двух латеральных МК. В данном случае низкочастотная запрещенная зона соответствует полосе непрохождения для антисимметричной моды, а высокочастотная запрещенная зона — полосе непрохождения для симметричной моды [10,22]. Следует отметить, что в подобного типа латеральных структурах, где связь между волноведущими структурами осуществляется за счет динамических магнитных полей в области боковых стенок микроволноводов, возможен перенос спин-волновой энергии между микроволноводами [10]. С помощью построенной дисперсионной характеристики можно оценить параметр длины связи СВ (L_c), численно равный расстоянию, на котором происходит полная перекачка мощности из первого во второй МК. В данном случае длина связи определяется как

$$L_c(f) = \frac{\pi}{|k_s(f) - k_{as}(f)|},$$

где $k_s(f)$ и $k_{as}(f)$ — волновые числа симметричной и антисимметричной моды. При этом левые панели демонстрируют случай $E = 0 \text{ kV/cm}$, а рис. 3, b случай $E = 10 \text{ kV/cm}$. Видно, что при $E = 10 \text{ kV/cm}$ в системе наблюдается сужение веток симметричной и антисимметричной мод, и, следовательно, закрытие одной из Брэгговских запрещенных зон. Данный эффект можно объяснить неравенством внутренних магнитных полей в

магнонных кристаллах и как следствие трансформацию спектра собственных мод и неравенство дисперсий в каждом МК. При этом можно прийти к выводу о том, что в рассматриваемой латеральной системе МК перестают быть идентичными.

На рис. 3, *c, d* показано продольное распределение величины квадрата компоненты m_z динамической намагниченности на частотах $f = 5.455$ GHz (в длинноволновой части спин-волнового спектра) и на частоте запрещенной зоны соответственно. Наблюдается периодический обмен спин-волновой мощностью между МК. Следует отметить, что на частоте запрещенной зоны волна распространяется в основном по второму МК. В то же время рис. 3, (*c, d*) демонстрирует, что мощность СВ передается из одного МК в другой периодическим образом. На рис. 3, *c, d* отмечено значение длины связи L_c , при попадании на частоту запрещенной зоны в системе наблюдается резкое увеличение L_c , а воздействие упругих деформаций позволяет управлять положением запрещенной зоны. Таким образом, используя предложенный механизм управления спектром собственных мод в латеральной магнотно-кристаллической структуре, можно проводить пространственно-частотную селекцию спин-волнового сигнала. При этом мощность волны, возбужденной в одном из микроволноводов, может за счет изменения связи между структурами вследствие упругих деформаций перераспределяться между магнотно-кристаллическими микроволноводами контролируемым образом. Вблизи частотной полосы непропускания, вызванной отражением волны от периодической системы канавок внутри каждого из микроволноводов, проявления влияния упругих деформаций на положения частотной границы Брэгговской запрещенной зоны наиболее сильно проявляется при деформировании одного из магнотных кристаллов.

3. Заключение

Таким образом выявлены закономерности управления спектром дипольных спиновых волн в гетероструктуре, образованной системой магнотных кристаллов с жестко соединенным с одним из них пьезоэлектрическим слоем. На основе метода конечных элементов построена трехмерная модель латеральной системы магнотно-кристаллических микроволноводов с пьезоэлектрическим слоем и продемонстрирована трансформация величины модуля внутреннего магнитного поля в магнотном кристалле при изменении величины и полярности внешнего электрического поля, приложенного к слою пьезоэлектрика. С помощью микромагнитного моделирования решена задача о возбуждении и распространении спиновой волны в латеральной структуре. Получены продольные распределения квадрата ортогональной поверхности микроволновода проекции динамической намагниченности в мультиферроидной структуре при вариации формы профиля внутреннего магнитного поля, вы-

званной эффектом обратной магнитострикции, при этом показано частотное смещение Брэгговской запрещенной зоны при изменении величины внешнего электрического поля. С помощью микромагнитного моделирования проведен анализ спектра собственных мод и построены дисперсионные характеристики латеральной структуры. При численном анализе выявлено частотное смещение и изменение ширины Брэгговских запрещенных зон, а также наблюдается закрытие одной из запрещенных зон. Предложенная система магнотно-кристаллических микроволноводов может быть использована в качестве пространственно-частотного фильтра информационного сигнала.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках выполнения государственного задания (проект № FSRR-2020-0005).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] С.А. Никитов, А.Р. Сафин, Д.В. Калябин, А.В. Садовников, Е.Н. Бегин, М.В. Логунов, М.А. Морозова, С.А. Одинцов, С.А. Осокин, А.Ю. Шараевская, Ю.П. Шараевский, А.И. Кирилук. УФН **63**, 945 (2020).
- [2] A. Khitun, M. Bao, K.L. Wang. J. Phys. D **43**, 264005 (2010).
- [3] Y. Haiming, O. Kelly, V. Cros, R. Bernard, P. Bortolotti, A. Anane, F. Brandl, F. Heimbach, D. Grundler. Nature Commun. **7**, 11255 (2016).
- [4] A.V. Sadovnikov, C.S. Davies, V.V. Kruglyak, D.V. Romanenko, S.V. Grishin, E.N. Beginin, Y.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov. Phys. Rev. B **96**, 060401(R) (2017).
- [5] A. Barman, G. Gubbiotti, S. Ladak, A.O. Adeyeye, M. Krawczyk, J. Gräfe. J. Phys.: Condens. Matter **33**, 41, 413001 (2021).
- [6] S.A. Nikitov, P. Tailhades, C. Tsai. J. Magn. Magn. Mater. **236**, 3, 320 (2001).
- [7] A.V. Chumak, A.A. Serga, B. Hillebrands. J. Phys. D **50**, 24, 244001 (2017).
- [8] P. Frey, A.A. Nikitin, D.A. Bozhko, S.A. Bunyaev, G.N. Kaka-zei, A.B. Ustinov, B.A. Kalinikos, F. Ciubotaru, A.V. Chumak, Q. Wang, V.S. Tiberkevich, B. Hillebrands A.A. Serga. Commun. Phys. **3**, 17 (2020).
- [9] X. Wang, H. Zhang, X. Wang. Phys.Rev. Appl. **9**, 2 (2018).
- [10] A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, S.E. Sheshukova, D.V. Romanenko, Y.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov. Appl. Phys. Lett., **107**, 202405 (2015).
- [11] Q. Wang, P. Pirro, R. Verba, A. Slavin, B. Hillebrands, A.V. Chumak. Sci. Adv. **4**, e1701517 (2018).
- [12] Y.K. Fetisov, G. Srinivasan. Appl. Phys. Lett. **88**, 14, 143503 (2006).
- [13] Y.K. Fetisov, G. Srinivasan. Appl. Phys. Lett. **93**, 033508 (2008).

- [14] A.V. Sadovnikov, A.A. Grachev, S.E. Sheshukova, Y.P. Sharaevskii, A.A. Serdobintsev, D.M. Mitin, S.A. Nikitov. Phys. Rev. Lett. **120**, 257203 (2018).
- [15] N.S. Gusev, A.V. Sadovnikov, O.G. Udalov. Phys. Rev. B **105**, 024405 (2022).
- [16] N.S. Gusev, A.V. Sadovnikov, S.A. Nikitov, M.V. Sapozhnikov, O.G. Udalov. Phys. Rev. Lett. **124**, 157202 (2020).
- [17] P.P. Silvester, R.L. Ferrari. Finite Elements for Electrical Engineers. Cambridge University Press (1996). 541 p.
- [18] O.C. Zienkiewicz, R.L. Taylor, J.Z. Zhu. The finite element method: its basis and fundamentals. Elsevier (2005).
- [19] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. Van Waeyenberge. AIP Advances **4**, 107133 (2014).
- [20] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Phys. Zs. Sow. **8**. С. 153 (1935).
- [21] T. Gilbert. Phys. Rev. **100**, 1243 (1955).
- [22] A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, M.A. Morozova, Yu.P. Sharaevskii, S.V. Grishin, S.E. Sheshukova, S.A. Nikitov. Appl. Phys. Lett. **109**, 042407 (2016).

Редактор Т.Н. Василевская