

Особенности брэгговских резонансов в магнном кристалле с двумя периодами

М. А. Морозова¹⁾, О. В. Матвеев⁺, А. С. Пташенко⁺, А. В. Садовников⁺, С. А. Никитов⁺*

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

*Институт радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 августа 2023 г.

После переработки 2 октября 2023 г.

Принята к публикации 4 октября 2023 г.

В работе выявлены особенности брэгговских резонансов в магнном кристалле с металлической решеткой на поверхности, содержащей два периода. С использованием сшивания магнитных пронцаемостей на границах металлического слоя и ферромагнитной пленки, а также метода связанных волн построена теоретическая модель, описывающая спектральные характеристики магнитостатических волн. Методом конечных элементов рассчитано распределение амплитуды намагниченности на частотах каждого из брэгговских резонансов. Показано, что в такой структуре формируются три брэгговских резонанса в первой зоне Бриллюэна для решетки с меньшим периодом и один резонанс в первой зоне Бриллюэна для решетки с большим периодом. Резонансные частоты определяются соотношением большого и малого периодов.

DOI: 10.31857/S1234567823210085, EDN: tbount

1. Введение. В настоящее время ферромагнитные структуры рассматривают как одни из базовых элементов для разработки чисто спиновых информационных и коммуникационных технологий, в которых движущиеся заряды заменены спиновыми волнами или магнонами [1, 2]. Одними из основных структур, предлагаемых для создания магнной компонентной базы, являются магнные кристаллы (МК) [3, 4]. МК представляют собой периодические структуры, сформированные на основе магнитных материалов. В МК возникают условия для формирования брэгговских резонансов для волновых чисел $k_B = \pi/L$ (L – период структуры), удовлетворяющих условию Брэгга. На частотах брэгговских резонансов формируются запрещенные зоны – полосы непропускания в спектре спиновых волн. Формирование брэгговских резонансов делает МК функционально более гибкими, и они обладают большими возможностями для управления характеристиками спиновых волн, по сравнению с непериодическими магнитными структурами.

В этом случае важной является задача управления характеристиками брэгговских резонансов в спектре распространяющихся волн (частотой, плотностью, добротностью и др.). Для решения этой задачи в последние годы были проведены теоретиче-

ские и экспериментальные исследования 1D и 2D МК, в которых периодичность создавалась различными способами: путем создания модуляции геометрических параметров ферромагнитной пленки (толщины, ширины, создания дырок), создания периодических граничных условий, использования слоев из различных материалов, создания переменного магнитного поля и т.д. [1–11]. Одним из способов расширения возможностей управления запрещенными зонами в магнных кристаллах, является создание квазипериодических МК [10, 11], а также МК с несколькими периодами [5–9].

Резонансные свойства спиновых волн в МК с несколькими периодами ранее исследовались как с помощью радиофизических экспериментальных методик [6, 11], так и оптическими методами Мандельштам–Бриллюэновской спектроскопии [7–9]. Результаты экспериментальных исследований сравнивались с микромагнитным моделированием и моделированием методом конечных элементов [7–9]. Построение теоретической волновой модели позволит выявить физические механизмы формирования резонансов и выявить общие закономерности по управлению запрещенными зонами в таких структурах.

Целью настоящей работы является исследование особенностей брэгговских резонансов поверхностных магнитостатических волн в магнном кристалле с

¹⁾e-mail: mamorozovama@yandex.ru

металлической решеткой на поверхности, содержащей два периода. С использованием метода шивания магнитных проницаемостей на границах металлического слоя и ферромагнитной пленки, а также метода связанных волн построена волновая модель для описания спектральных характеристик волн в исследуемой структуре. Установлен механизм формирования и возможность управления брэгговскими резонансами в зависимости от соотношения периодов. Методом конечных элементов рассчитаны дисперсионные характеристики спиновых волн и распределение амплитуды намагниченности на частотах каждого из брэгговских резонансов.

2. Модель и основные соотношения. Схема МК с двумя периодами (МК с периодической системой дефектов) приведена на рис. 1. Структура представляет собой ферромагнитную пленку (ФП) толщиной d , на поверхности которой нанесены металлические полоски толщиной d_1 (больше толщины скин слоя), шириной m с периодом l (расстояние между полосками $c = l - m$) на длине L_1 . Участки L_1 располагаются на расстоянии ΔL друг от друга. Длина суперрешетки в направлении распространения волны L_g , где $L_g = NL - \Delta L$ ($L = \Delta L + L_1$, N – порядок решетки, L/l – целое число). Постоянное магнитное поле \vec{H}_0 направлено вдоль оси x (структура бесконечна в этом направлении). Вдоль оси y распространяется поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ).

3. Метод шивания магнитных проницаемостей. Для построения теоретической модели, описывающей особенности распространения спиновых волн в МК с двумя периодами, использовался подход, основанный на шивании поверхностных магнитных проницаемостей на границах слоев μ_S . Введем поверхностную магнитную проницаемость в виде [12]²⁾:

$$\mu_s = -j \frac{b_z}{h_y}, \quad (1)$$

где b_z – нормальная составляющая переменной магнитной индукции, h_y – тангенциальная составляющая переменного магнитного поля. Эти компоненты сохраняют на границе сред конечное значение и непрерывны.

Если ФП при $z = d$ ограничена идеальным металлом, то имеем $b_z = 0$ и $\mu_S^1 = 0$, а если диэлектриком, то $\mu_S^1 = 1$. При $z = 0$ структура снизу ограничена полубесконечным слоем диэлектрика с $\mu_S^0 = 1$.

²⁾Использование величины μ_s позволяет упростить решение задачи для многослойных электродинамических структур, так как величина μ_s должна быть непрерывна на границах слоев.

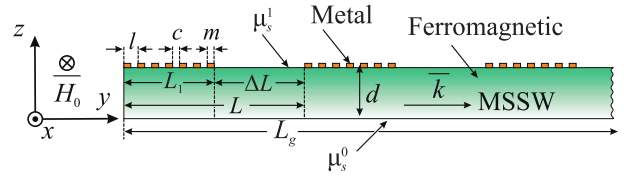


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема МК с двумя периодами

Верхняя поверхность структуры на рис. 1 имеет два периода l и L . В этом случае μ_S^1 на верхней поверхности структуры можно разложить в ряд Фурье:

$$\mu_S^1 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mu_{S_n}^1 e^{j \frac{2\pi n}{L} y} \left(\operatorname{Re} \sum_{m=1}^{\infty} \mu_{S_m}^1 e^{j \frac{2\pi m}{L} y} \right). \quad (2)$$

Ограничиваясь в (2) членами с $n = 0, \pm 1$ и $m = 1$ для огибающей, получим следующее выражение³⁾:

$$\begin{aligned} \mu_S^1 = & \frac{c}{l} + \frac{2}{\pi} \sin\left(\frac{\pi c}{l}\right) \cos\left(\frac{2\pi y}{l}\right) + \\ & + \frac{2}{\pi} \sin\left(\frac{\pi \Delta L}{L}\right) \cos\left(\frac{2\pi y}{L}\right) + \\ & + \frac{4}{\pi^2} \sin\left(\frac{\pi c}{l}\right) \sin\left(\frac{\pi \Delta L}{L}\right) \times \\ & \times \cos\left(\frac{2\pi y}{l}\right) \cos\left(\frac{2\pi y}{L}\right). \end{aligned} \quad (3)$$

Соотношение (3) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \mu_S^1 = & \frac{c}{l} + \frac{2}{\pi} \sin\left(\frac{\pi c}{l}\right) \cos\left(\frac{2\pi y}{l}\right) + \\ & + \frac{2}{\pi} \sin\left(\frac{\pi \Delta L}{L}\right) \cos\left(\frac{2\pi y}{L}\right) + \\ & + \frac{4}{\pi^2} \sin\left(\frac{\pi c}{l}\right) \sin\left(\frac{\pi \Delta L}{L}\right) \times \\ & \times \left[\cos\left(\frac{2\pi y}{\lambda_+}\right) + \cos\left(\frac{2\pi y}{\lambda_-}\right) \right], \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\lambda_+ = l \left(1 + \frac{l}{L}\right), \quad \lambda_- = l \left(1 - \frac{l}{L}\right). \quad (5)$$

4. Метод связанных волн. Для определения поверхностной проницаемости со стороны ферромагнитной пленки при $z = d(\mu_S^1)$ и $z = 0(\mu_S^0)$ при распространении в структуре ПМСВ воспользуемся методом связанных волн и магнитостатический потенциал представим в виде [13, 14]:

$$\psi(y, z) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} (A_p e^{k_z z} + B_p e^{-k_z z}) e^{j(\omega t - k_y y)}, \quad (6)$$

³⁾При $p = l$ и $c = 0$, $\Delta L = 0$ имеем $\mu_S^1 = 0$, при $p = 0$ и $c = l$ имеем $\mu_S^1 = 1$.

где ω – частота, A_p и B_p – медленно меняющиеся комплексные амплитуды огибающих прямых и отраженных волн. Рассматривая только волны вдоль оси y и полагая $k_x = 0$, исходя из уравнения Уокера $k_y = k_z = k_p$ [15], а $k_p = k_0 + \frac{2\pi}{L_p}p$, $p = 0, \pm 1, \dots$

На основе формулы (6) определим компоненты переменного магнитного поля \vec{h} и значение переменной магнитной индукции \vec{b} . Выражения для компонент h_y и h_z с учетом (6) будут иметь вид:

$$h_y = \frac{\partial \psi}{\partial y}, h_z = \frac{\partial \psi}{\partial z}. \quad (7)$$

Вектор переменной магнитной индукции [16]:

$$\vec{b} = \overline{\mu} \vec{h}, \quad (8)$$

где

$$\overline{\mu} = \begin{vmatrix} -j\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ \mu & j\mu_a & 0 \end{vmatrix}, \quad (9)$$

$\mu = \frac{\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2}{\omega_H^2 - \omega^2}$, $\mu_a = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}$, $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, M_0 – намагниченность насыщения, γ – гиромагнитное отношение.

В этом случае поверхностная магнитная проницаемость с учетом формулы (1) и соотношений (6)–(9) будет иметь вид:

$$\mu_S^1 = -j \frac{b_z}{h_y} = -\frac{\mu_a h_y + j\mu h_z}{h_y}. \quad (10)$$

С учетом соотношений (6)–(10) граничное условие при $z = d$ для p -пространственной гармоники можно представить в виде:

$$k_p [(\mu + \mu_a)A_p e^{k_p d} + (\mu_a - \mu)B_p e^{-k_p d}] e^{-jk_p y} = \sum_{m+n=p} (\mu_{S_m}^1(k_n)(A_n e^{k_n d} + B_n e^{-k_n d}) e^{-jk_n y}), \quad (11)$$

где суммирование в правой части проводится по всем индексам так, чтобы выполнялось условие $m + n = p$.

Граничное условие для нижней поверхности ферромагнитной пленки, граничащей с полубесконечным слоем диэлектрика при $z = 0$ ($\mu_S^0 = 1$), будет иметь вид:

$$k_p [(\mu + \mu_a)A_p + (\mu_a - \mu)B_p] e^{-jk_p y} = k_n (A_n + B_n) e^{-jk_n y}.$$

При $p = n$ последнее соотношение можно представить следующим образом:

$$B_{p,n} = \frac{\mu + \mu_a - 1}{\mu - \mu_a + 1} A_{p,n}. \quad (12)$$

Подставляя соотношение (12) в (11), получаем систему уравнений для исследуемой структуры в виде:

$$k_p \left[(\mu + \mu_a) e^{k_p d} + \frac{\mu + \mu_a - 1}{\mu + \mu_a + 1} e^{-k_p d} \right] A_p e^{-jk_p y} = - \sum_{m+n=p} \mu_{S_m}^1 e^{j\frac{2\pi m}{L} y} (k_n) \times \left(e^{k_n d} + \frac{\mu + \mu_a - 1}{\mu - \mu_a + 1} e^{-k_n d} \right) A_n e^{-jk_n y}, \quad (13)$$

где в общем случае соотношение (13) представляет собой бесконечную систему уравнений.

Подставим (5) в систему (13) и ограничимся значениями $n = 0, \pm 1$ и $m = 1$. При указанных значениях m и n , определитель системы (13) приводит к дисперсионному уравнению для ПМСВ в МК с двумя периодами:

$$\begin{vmatrix} \eta_0 & \kappa_0^+ & \kappa_0^- & \kappa_0^L & \kappa_0^l \\ \kappa_{-1}^+ & \eta_{-1}^+ & 0 & 0 & 0 \\ \kappa_{-1}^- & 0 & \eta_{-1}^- & 0 & 0 \\ \kappa_{-1}^L & 0 & 0 & \eta_{-1}^L & 0 \\ \kappa_{-1}^l & 0 & 0 & 0 & \eta_{-1}^l \end{vmatrix} = 0, \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} \eta_0 &= \left(\mu^2 - \mu_a^2 + \frac{c}{l} \right) \text{sh}(k_0 d) + \mu \left(1 + \frac{c}{l} \right) \text{ch}(k_0 d), \\ \eta_{-1}^{\pm} &= \left(\mu^2 - \mu_a^2 + \frac{c}{l} \right) \text{sh}(k_{-1}^{\pm} d) + \mu \left(1 + \frac{c}{l} \right) \text{ch}(k_{-1}^{\pm} d), \\ \eta_{L,l}^{\pm} &= \left(\mu^2 - \mu_a^2 + \frac{c}{l} \right) \text{sh}(k_{-1}^{L,l} d) + \mu \left(1 + \frac{c}{l} \right) \text{ch}(k_{-1}^{L,l} d), \\ \kappa_0^{\pm} &= \frac{1}{2\pi} \sin\left(\frac{\pi c}{l}\right) \frac{k_{-1}^{\pm}}{k_0} \times \\ &\quad \times [\mu \text{ch}(k_{-1}^{\pm} d) + (1 - \mu_a) \text{sh}(k_{-1}^{\pm} d)], \\ \kappa_{-1}^{\pm} &= \frac{1}{2\pi} \sin\left(\frac{\pi c}{l}\right) \frac{k_0}{k_{-1}^{\pm}} [\mu \text{ch}(k_0 d) + (1 - \mu_a) \text{sh}(k_0 d)], \\ \kappa_{L,l}^{\pm} &= \frac{1}{2\pi} \sin\left(\frac{\pi c}{l}\right) \frac{k_0}{k_{-1}^{L,l}} \times \\ &\quad \times [\mu \text{ch}(k_{-1}^{L,l} d) + (1 - \mu_a) \text{sh}(k_{-1}^{L,l} d)], \\ \kappa_0^{L,l} &= \frac{1}{2\pi} \sin\left(\frac{\pi c}{l}\right) \frac{k_0}{k_{-1}^{L,l}} [\mu \text{ch}(k_0 d) + (1 - \mu_a) \text{sh}(k_0 d)]. \end{aligned} \quad (15)$$

В соотношениях (15) используются выражения для постоянных распространения на основе формул (2) и (5) в виде:

$$k_{-1}^{\pm} = -k_0 + \frac{2\pi}{\lambda_{\pm}^l}, \quad k_{-1}^l = -k_0 + \frac{2\pi}{l}, \quad k_{-1}^L = -k_0 + \frac{2\pi}{L}. \quad (16)$$

5. Результаты численного исследования. На основе дисперсионного соотношения (14) были рассчитаны дисперсионные характеристики ПМСВ в МК с периодом l , МК с периодом L и МК с двумя периодами. Сплошными кривыми на рис. 2 показаны зависимости для действительной части волнового числа $\text{Re}(k_0)$, а пунктирными кривыми – для $\text{Im}(k_0)$, при обозначениях далее введена замена $k_0 \rightarrow k$. На рисунке 2а приведены дисперсионные характеристики для МК с периодом $l = 40$ мкм (красные кривые) и МК с периодом $L = 560$ мкм (синие кривые). Видно, что в областях частот, показанных заливкой $\text{Im}(k) \neq 0$, что свидетельствует о затухании волны в направлении распространения, обусловленным отражением от периодической структуры (первым брэгговским резонансом). Данные области частот соответствуют запрещенным зонам (33) – полосам непропускания ПМСВ. Для МК с периодом L и l 33 обозначены как MC(l)-1 и MC(L)-1, и выделены синей и красной заливкой, соответственно. 33 для МК с периодом L и l формируются при волновых числах $k_1 = \frac{\pi}{L} = 56.07 \text{ см}^{-1}$ и $k_2 = \frac{\pi}{l} = 785 \text{ см}^{-1}$. Видно, что 33 для МК с периодом L располагается значительно ниже по частоте 33 МК с периодом l .

На рисунке 2б красными кривыми приведены дисперсионные характеристики ПМСВ для МК с двумя периодами. Заливкой разного цвета выделены области запрещенных зон SL-1, SL-2, SL-3 и SL-4, соответственно. Из сравнения рис. 2а и б видно, что зона SL-1 располагается в области первого брэгговского резонанса решетки с периодом L , а зоны SL-2, SL-3 и SL-4 располагаются в области первого брэгговского резонанса решетки с периодом l . В МК с двумя периодами запрещенные зоны SL-1 и SL-2 формируются при волновых числах k_1 и k_2 , соответствующих волновым числам МК с периодами l и L . В свою очередь, запрещенные зоны SL-3 и SL-4 формируются при волновых числах $k_3 = \pi/\lambda_+$ и $k_4 = \pi/\lambda_-$. Частотный интервал и интервал волновых чисел между SL-3 и SL-4 определяется отношением периодов l/L , частотный интервал и интервал волновых чисел между SL-1 и SL-2 определяется разностью периодов $L - l$. Ширина запрещенных зон и затухание в центрах всех запрещенных зон определяется значением параметра c и уменьшается при $c \rightarrow 0$ и $c \rightarrow l$. При $c \rightarrow 0$ и сохранении l также увеличивается длина металлизированной области в структуре и все запрещенные зоны сдвигаются вверх по частоте.

6. Метод конечных элементов. С использованием программного пакета COMSOL Multiphysics было проведено численное моделирование и расчет спектров электромагнитных волн в МК с двумя пе-

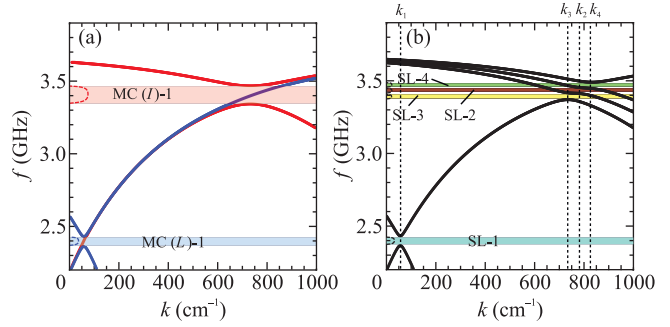


Рис. 2. (Цветной онлайн) Дисперсионные характеристики ПМСВ: (а) – в МК с периодом l (красные кривые), МК с периодом L (синие кривые); (б) – в МК с двумя периодами (черные кривые). Закрашенные области соответствуют запрещенным зонам. Сплошными кривыми показаны зависимости для действительной части волнового числа $\text{Re}(k)$, а пунктирными кривыми – для $\text{Im}(k)$ ($H_0 = 350$ Э, $M_0 = 140$ Гс, $d = 10$ мкм, $L = 560$ мкм, $l = 40$ мкм, $c = 20$ мкм). k_1, k_2 – волновые числа первого брэгговского резонанса в решетках с периодами L и l , соответственно, $k_3 = \pi/\lambda_+$ и $k_4 = \pi/\lambda_-$

риодами методом конечных элементов путем решения системы уравнений Максвелла [17]. Предполагалось, что компоненты электромагнитного поля зависят от частоты по гармоническому закону $e^{j\omega t}$, исследуемое уравнение второго порядка для вектора напряженности электрического поля E имело вид:

$$\nabla \times (\bar{\mu}^{-1} \nabla \times E) - k^2 \varepsilon E = 0, \quad (17)$$

где $k = \omega/c$ – волновое число в вакууме, ω – круговая частота электромагнитной волны, ε – эффективное значение диэлектрической проницаемости ферромагнитного слоя.

Параметры для расчетов выбирались характерными для МК на основе пленки железо-иттриевого граната (YIG) и полосок из меди (Cu). Для моделирования распространения собственных волн в периодической структуре достаточно рассмотреть один период структуры. На правой панели к рис. За схематично изображена примитивная ячейка МК и показано, что на правой и левой границе расчетной области были установлены периодические граничные условия Флоке (Periodic Boundary Condition, PBC). В правой панели к рис. 3с приведена схема разбиения расчетной области на конечные элементы в элементарной ячейке структуры. При этом расчетная область разбивалась на конечные элементы таким образом, что размер треугольного элемента уменьшался вблизи полосок металла и на границах ферромагнитной структуры.

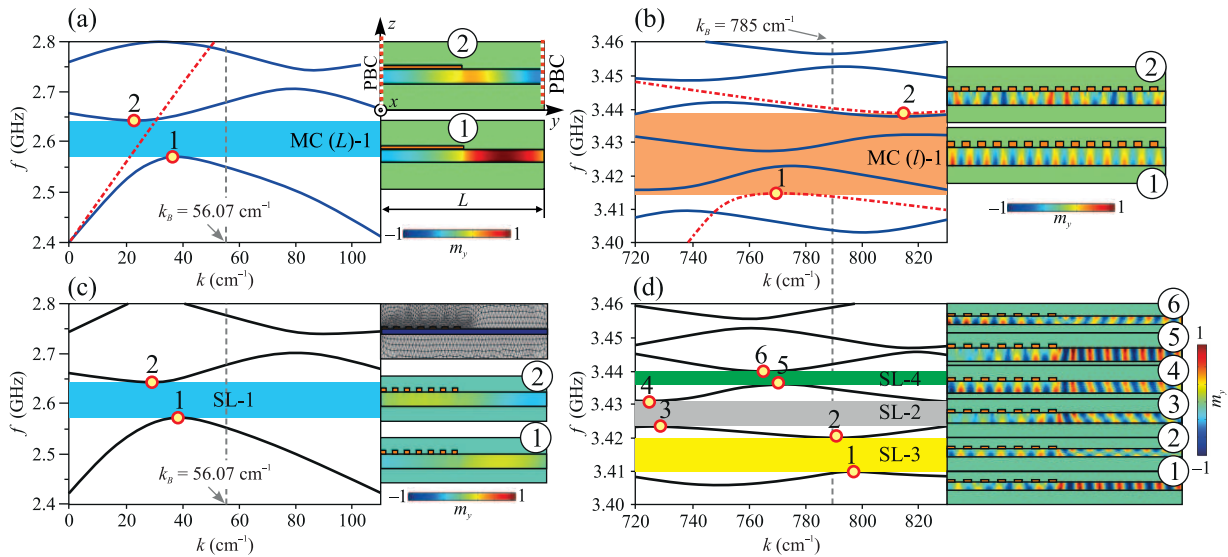


Рис. 3. (Цветной онлайн) Дисперсионные характеристики ПМСВ (а), (б) в МК с периодом l (красные кривые), МК с периодом L (синие кривые), (с), (д) – в МК с двумя периодами (черные кривые). Закрашенные области соответствуют запрещенным зонам. На правых панелях приведено распределение m_y компоненты намагниченности для частот, соответствующих краям ЗЗ. На правой панели к рис. (с) показан фрагмент разбиения расчетной области на элементы для примитивной ячейки магнной суперрешетки. Расчетные параметры: $\epsilon = 14$, $N = 14$, $d_1 = 3$ мкм, остальные параметры как на рис. 2

7. Результаты численного исследования. В результате численного моделирования были построены дисперсионные характеристики ПМСВ для МК с периодами L и l , а также для МК с двумя периодами. На рисунке 3а, б приведены дисперсионные характеристики для МК с периодом $l = 40$ мкм (красные штрих-пунктирные кривые) и для МК с периодом $L = 560$ мкм (синие кривые). ЗЗ, формируемые при условии первого брэгговского резонанса, для МК с периодом l и периодом L обозначены как $MC(l)-1$ (красная заливка) и $MC(L)-1$ (синяя заливка), соответственно. Параметры для расчетов выбирались характерными для МК на основе пленок железо-иттриевого граната (YIG) и полосок из меди (Cu).

На рисунке 3с, д черными кривыми приведены дисперсионные характеристики ПМСВ в МК с двумя периодами в тех же диапазонах частот, где наблюдались ЗЗ $MC(l)-1$ и $MC(L)-1$. Видно, что в области частот ЗЗ $MC(l)-1$ формируются одна ЗЗ $SL-1$ (рис. 3с), а в области частот $MC(L)-1$ формируется три ЗЗ $SL-2$, $SL-3$ и $SL-4$ (ЗЗ показаны заливкой). Из сравнения рис. 2б и 3с, д видно, что ЗЗ формируются при волновых числах, несколько отличных от $k_{1,2,3,4}$, соответственно. Данное отличие объясняется невязимостью ПМСВ: максимум амплитуды волны, бегущей в положительном направлении оси y , локализован вблизи верхней (металлизированной) поверх-

ности МК, в то время как максимум волны, распространяющейся в отрицательном направлении оси y , локализован вблизи нижней (неметаллизированной) поверхности МК.

На правых панелях к рис. 3а–д приведено распределение m_y компоненты намагниченности для частот, соответствующих краям ЗЗ. Из правой панели к рис. 3а видно, что профиль амплитуды волны имеет асимметричный вид относительно центра примитивной ячейки (по оси y) вблизи нижней границы ЗЗ $MC(L)-1$ (для точки 1 на рис. 3а), и симметричный вид вблизи верхней границы (для точки 2 на рис. 3а). Из правой панели к рис. 3б видно, что профиль амплитуды волны для точек 1 и 2, соответствующих краям ЗЗ $MC(l)-1$, оказывается смещенным на величину l вдоль оси y . Из правой панели к рис. 3с видно, что профиль амплитуды волны для точек 1 и 2, соответствующих краям ЗЗ $SL-1$, также оказывается смещенным на величину l вдоль оси y . Из правой панели на рис. 3д видно, что для точек 1, 3 и 5, соответствующих нижним границам ЗЗ $SL-1$, $SL-2$ и $SL-3$, максимум компоненты m_y локализован в области, где металлизация отсутствует.

8. Выводы. В работе исследованы особенности брэгговских резонансов в магнном кристалле, представляющего собой ферромагнитную пленку, на поверхности которой наложены металлические полоски с двумя периодами $l < L$.

С использованием метода связанных волн и метода шивания магнитных проницаемостей на границах слоев получено дисперсионное соотношение для ПМСВ в исследуемой структуре. Показано, что в такой структуре, за счет взаимодействия одной прямой и четырех отраженных волн, имеет место формирование трех брэгговских резонансов в первой зоне Бриллюэна для решетки с меньшим периодом l и одного резонанса в первой зоне Бриллюэна для решетки с большим периодом L . Резонансы формируются как при брэгговских длинах волн для решеток с периодом l и L , так и длинах волн, отстроенных от брэгговских на величину, пропорциональную отношению периодов l и L . Резонансные частоты и частотный интервал между ними определяется отношением периодов l и L . Методом конечных элементов проведено численное моделирование и получено распределение намагниченности в металлизированной и неметаллизированной частях структуры на границах каждой из запрещенных зон.

Выявленные особенности позволяют рассматривать магнотонные кристаллы с двумя периодами в качестве основного элемента частотно-селективного устройства для обработки микроволновых сигналов. Полученные результаты представляют значительный интерес для широкого класса резонансных явлений в более сложных структурах на основе ферромагнитных пленок, в частности, для структур на основе магнотонных кристаллов с тремя и более периодами или слоистых структур на основе магнитных свехрешеток.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант # 23-79-30027).

1. A. Kimel, A. Zvezdin, S. Sharma et al. (Collaboration), *Journal of Physics D: Applied Physics* **55**(46), 463003 (2022).
2. С. А. Никитов, А. Р. Сафин, Д. В. Калябин, А. В. Садовников, Е. Н. Бегинин, М. В. Логунов, М. А. Морозова, С. А. Одинцов, С. А. Осокин, А. Ю. Шаравская, Ю. П. Шараевский, А. И. Кириллук, *Успехи физических наук* **190**(10), 1009 (2020).
3. A. Chumak, A. Serga, and B. Hillebrands, *Journal of Physics D: Applied Physics* **50**(24), 244001 (2017).
4. M. Krawczyk and D. Grundler, *J. Phys. Condens. Matter* **26**(12), 123202 (2014).
5. R. A. Gallardo, T. Schneider, A. Roldán-Molina, M. Langer, A. Núñez, K. Lenz, J. Lindner, and P. Landeros, *Phys. Rev. B* **97**(17), 174404 (2018).
6. С. Л. Высоцкий, Ю. В. Хивинцев, Ю. А. Филимонов, С. А. Никитов, А. И. Стогний, Н. Н. Новицкий, *Письма в Журнал технической физики* **41**(22), 66 (2015).
7. M. Morozova, O. Matveev, Y. P. Sharaevskii, S. Nikitov, and A. Sadovnikov, *Appl. Phys. Lett.* **120**(12), 122407 (2022).
8. K. Di, V. L. Zhang, M. H. Kuok, H. S. Lim, S. C. Ng, K. Narayanapillai, and H. Yang, *Phys. Rev. B* **90**(6), 060405 (2014).
9. V. Zhang, H. Lim, S. Ng, M. Kuok, X. Zhou, and A. Adeyeye, *AIP Advances* **6**(11), 115106 (2016).
10. I. P. Coelho, M. S. d. Vasconcelos, and C. G. Bezerra, *Solid State Commun.* **150**(37–38), 1760 (2010).
11. S. V. Grishin, O. I. Moskalenko, A. N. Pavlov, D. V. Romanenko, A. V. Sadovnikov, Y. P. Sharaevskii, I. V. Sysoev, T. M. Medvedeva, E. P. Seleznev, and S. A. Nikitov, *Phys. Rev. Appl.* **16**(5), 054029 (2021).
12. P. Emtage, *J. Appl. Phys.* **49**(8), 4475 (1978).
13. L. N. Brillouin, *Wave propagation in periodic structures: electric filters and crystal lattices*, Dover, N.Y. (1953).
14. D. Marcuse, *Light transmission optics*, Cincinnati: Bell Laboratory Series, N.Y. (1972).
15. А. В. Вашковский, В. С. Стальмахов, Ю. П. Шараевский, *Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот: учебное пособие для физ. спец. ун-тов*, из-во Саратовского университета, Саратов (1993).
16. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, М. (1994).
17. G. Gubbiotti, A. Sadovnikov, S. Sheshukova, E. Beginin, S. Nikitov, G. Talmelli, C. Adelman, and F. Ciubotaru, *J. Appl. Phys.* **132**(8), 083902 (2022).