

## Механизм формирования запрещенных зон спиновых волн в связанных магнонных кристаллах

М. А. Морозова<sup>1\*</sup>, Н. Д. Лобанов<sup>1)</sup>, О. В. Матвеев<sup>+</sup>, С. А. Никитов<sup>1\*</sup>

<sup>+</sup>Саратовский государственный университет, 410012 Саратов, Россия

<sup>\*</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009, Москва, Россия

Поступила в редакцию 25 марта 2022 г.

После переработки 6 мая 2022 г.

Принята к публикации 6 мая 2022 г.

В работе представлены результаты теоретического исследования особенностей распространения спиновых волн в слоистой периодической структуре в виде магнонных кристаллов с периодической системой канавок на поверхности, разделенных диэлектрическим слоем. Выявлен механизм формирования запрещенных зон в спектре спиновых волн в исследуемой структуре. Показано, что в области первого брэгговского резонанса возможно формирование одной, двух, трех либо четырех запрещенных зон. Положение, ширина запрещенных зон и частотный интервал между зонами определяется соотношением геометрических и магнитных параметров магнонных кристаллов.

DOI: 10.31857/S1234567822120072, EDN: imtlwq

**Введение.** Магнонные кристаллы (МК) – искусственные периодические структуры на основе ферромагнитных пленок [1–3]. Спектр спиновых волн, распространяющихся в таких структурах, ввиду наличия пространственного периода содержит набор запрещенных зон для волновых чисел, удовлетворяющих условию брэгговского резонанса. К настоящему времени предложен ряд способов управления характеристиками запрещенных зон: за счет изменения геометрических параметров структур [4], использования двухкомпонентных МК [5], за счет нарушения периодичности [6] и создания дефектов [7], посредством создания температурного градиента [8]. В частности, показаны способы создания динамических магнонных кристаллов, в которых возможно “включение” и “выключение” запрещенных зон посредством электрического тока в периодически созданных металлических [9] и сегнетоэлектрических структурах [10]. Наличие запрещенных зон (ЗЗ) позволяет создавать на основе магнонных кристаллов перестраиваемые магнитным полем устройства для обработки информации и генерации сигналов в микроволновом диапазоне [4, 11–13].

Связанные волноведущие системы широко используются в физике для расширения функциональных возможностей устройств [14], поскольку появляется дополнительный управляющий параметр – связь между слоями. В частности, в случае двух

связанных ферромагнитных волноведущих структур связь приводит к существованию двух нормальных волн в структуре – симметричной и антисимметричной, распространяющихся с различными фазовыми и групповыми скоростями [15, 16]. В связанных периодических структурах ввиду расщепления дисперсионных характеристик увеличивается количество запрещенных зон в спектре, что показано в работах [17–19]. Исследование свойств связанных структур является актуальной задачей в связи с возможностью их использования в устройствах направленного ответвления [20, 21], деления мощности [22], а также в качестве элементов магнонных сетей [23].

В настоящей работе приводятся результаты исследования для слоистой периодической структуры в виде магнонных кристаллов с периодической системой канавок на поверхности, разделенных диэлектрическим слоем. Особое внимание уделяется механизму формирования запрещенных зон в зависимости от соотношения геометрических и магнитных параметров магнонных кристаллов.

**Модель и основные уравнения.** Рассмотрим периодическую структуру, схема которой приведена на рис. 1, в виде двух связанных одномерных кристаллов МК-2 и МК-1, разделенных диэлектрическим слоем толщиной  $D$ . МК-1 и МК-2 представляют собой ферромагнитную пленку с намагниченностью насыщения  $M_{0,1,2}$ , толщиной  $a_{1,2}$ , соответственно. На поверхность МК-1 и МК-2 нанесена периодическая структура с периодом  $L_{1,2}$  в виде канавок глубиной

<sup>1)</sup>e-mail: nl\_17@mail.ru

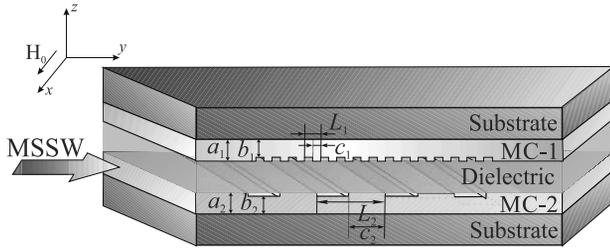


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема ферромагнитной структуры в виде одномерных МК-1 и МК-2, разделенных диэлектрическим слоем

$\Delta_{1,2} = a_{1,2} - b_{1,2}$  и шириной  $c_{1,2}$  соответственно. МК-1 и МК-2 сдвинуты относительно друг друга в направлении оси  $y$  на величину  $\Phi$ . Связь между МК-1 и МК-2 осуществляется через высокочастотные магнитные поля. Система помещена во внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}_0$ , направленное вдоль оси  $x$ , при этом в МК-1 и МК-2 вдоль оси  $y$  распространяются медленные спиновые волны – поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ). В отсутствие связи, рассматриваемая система представляет собой одиночные МК-1 и МК-2. Предполагается, что в направлении осей  $x$  и  $y$ , структура бесконечна.

Представим внутреннее магнитное поле для каждого слоя  $\mathbf{H}_{1,2}$  в следующем виде:

$$\mathbf{H}_{1,2}(t) = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}_{1,2} + K\mathbf{h}_{2,1}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{h}_{1,2}$  – переменные ВЧ магнитные поля в каждом из слоев, соответственно,  $K$  – коэффициент связи, определяющий связь между ВЧ магнитными полями каждого слоя.

Рассмотрим две несвязанные ферромагнитные пленки без модуляции толщины ФП-1 и ФП-2, нижняя граница которых расположена при  $z = 0$ . Введем магнитостатические потенциалы внутри ФП-1 и ФП-2 и вне ФП-1 и ФП-2  $\psi_{1,2}^i (\mathbf{h}_{1,2} = \text{grad } \psi_{1,2}^i) \psi_{1,2}^e$ . Так как рассматриваемая структура бесконечна в направлении оси  $x$  ( $\partial/\partial x = 0$ ), уравнения Максвелла в магнитостатическом приближении  $\text{div}(\mathbf{h}_{1,2} + 4\pi\mathbf{m}_{1,2}) = 0$  будут иметь вид:

$$\frac{\partial^2 \psi_{1,2}^i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi_{1,2}^i}{\partial z^2} = -4\pi \left( \frac{\partial m_{y_{1,2}}}{\partial y} + \frac{\partial m_{z_{1,2}}}{\partial z} \right)$$

– внутри ФП-1 и ФП-2,

$$\frac{\partial^2 \psi_{1,2}^e}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi_{1,2}^e}{\partial z^2} = 0$$

– вне ФП-1 и ФП-2.

Электродинамические граничные условия на верхней и нижней поверхностях ФП-1 и ФП-2

определяют непрерывность тангенциальных компонент магнитного поля и нормальных компонент магнитной индукции. В линейном случае граничные условия будут иметь вид:

$$\psi_{1,2}^i = \psi_{1,2}^e,$$

$$\frac{\partial \psi_{1,2}^i}{\partial z} + 4\pi m_{z_{1,2}} = \frac{\partial \psi_{1,2}^e}{\partial z}.$$

Воспользуемся уравнением Ландау–Лифшица с учетом соотношения (1) и приведенных граничных условий, в результате получим следующую систему волновых уравнений для двух связанных однородных ферромагнитных пленок без модуляции толщины:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial m_{+1,2}}{\partial t} - j\omega_H m_{+1,2} + \\ & + j\omega_{M_{1,2}} \left[ \frac{n_{-1,2} - m_{+1,2}}{2} + jd_{1,2} \frac{\partial m_{-1,2}}{\partial y} \right] + \\ & + j\omega_{M_{1,2}} K \left[ \frac{m_{-2,1} - m_{+2,1}}{2} - jd_{1,2} \frac{\partial m_{-2,1}}{\partial y} \right] = 0, \end{aligned}$$

где  $m_{+1,2} = m_{y_{1,2}} + jm_{z_{1,2}}$  и  $m_{-1,2} = m_{y_{1,2}} - jm_{z_{1,2}}$ .

$$\begin{aligned} & \frac{\partial m_{-1,2}}{\partial t} + j\omega_H m_{-1,2} - j\omega_{M_{1,2}} \times \\ & \times \left[ \frac{m_{+1,2} - m_{-1,2}}{2} + K \left( \frac{m_{+2,1} - m_{-1,2}}{2} \right) \right] = 0, \end{aligned}$$

где  $\omega_{M_{1,2}} = \gamma 4\pi M_{01,02}$ ;  $\omega_H = \gamma H_0$ ;  $\gamma$  – гиромагнитное соотношение;  $K = \exp[-kD]$ , где  $k$  – постоянная распространения ПМСВ в структуре.

Для переменных компонент намагниченности в каждом слое  $m_{1,2} = m_{y_{1,2}}/M_{01,2}$  система примет следующий вид:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 m_{1,2}}{\partial t^2} + \omega_H(\omega_H + \omega_{M_{1,2}})m_{1,2} - \\ & + j\frac{\omega_{M_{1,2}}d_{1,2}}{2} \frac{\partial}{\partial y} \left( m_{1,2} + \frac{d_{2,1}}{d_{1,2}} K m_{2,1} \right) = 0. \quad (2) \end{aligned}$$

Учтем, что толщины  $d_{1,2}$  каждой пленки являются периодической функцией, зависящей от продольной координаты  $y$ . В этом случае толщину пленки можно представить в виде:

$$d_{1,2}(y) = d_{01,02} + \delta_{1,2}(y), \quad (3)$$

где  $d_{01,02}$  – эффективная толщина пленок,

$$\delta_{1,2}(y) = \delta_{1,2}(y + L) = \begin{cases} \Delta_{1,2}, & 0 \leq y \leq c_{1,2}, \\ 0, & c_{1,2} \leq y \leq L_{1,2}. \end{cases}$$

Этой системой задается переменная составляющая  $\delta_{1,2}(y)$  для МК-1, МК-2. Индексы 1, 2 в (3) относятся к МК-1 и МК-2, соответственно.

Представим  $\delta_{1,2}(y)$  в (3) в виде ряда Фурье  $\delta_{1,2}(y) = \sum_{n_{1,2}=-\infty}^{\infty} \delta_{n_{1,2}} e^{2\pi n_{1,2} \frac{y}{L_{1,2}}}$  и ограничимся тремя первыми членами разложения ( $n_{1,2} = 0, \pm 1$ ). Такое ограничение вполне допустимо, так как в дальнейшем будет учитываться только резонансное взаимодействие прямых и встречных волн в полосе первого брэгговского резонанса, когда постоянные распространения волн меняются в интервале  $0 \leq k L_{1,2} \leq 2\pi$ . Тогда периодическая функция  $d_{1,2}(y)$  будет иметь вид [24]:

$$d_{1,2} = d_{01,02} \left[ 1 + \delta d_{1,2} \cos \left( \frac{\pi}{L_{1,2}} y + \Phi_{1,2} \right) \right], \quad (4)$$

где  $\delta d_{1,2} = \frac{2\Delta d_{1,2}}{\pi d_{01,02}} \sin \left( \frac{\pi(L_{1,2} - c_{1,2})}{L_{1,2}} \right)$ ,  $d_{01,02} = a_{1,2} + \frac{\Delta_{1,2}(L_{1,2} - c_{1,2})}{L_{1,2}}$  – параметры, зависящие только от геометрических размеров структуры. Далее будем считать, что меняется положение МК-1 относительно МК-2, т.е.  $\Phi_1 = 0$ ,  $\Phi_2 = \Phi$ .

После подстановки соотношения (4), система (2) примет следующий вид:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 m_{1,2}}{\partial t^2} + \omega_H(\omega_H + \omega_{M1,2})m_{1,2} - \\ & - \frac{\omega_{M1,2}^2 d_{01,02}}{2k} \left[ 1 + \delta d_{1,2} \cos \left( \frac{\pi}{L_{1,2}} y + \Phi_{1,2} \right) \right] \times \\ & \times \frac{\partial}{\partial y} \left( m_{1,2} + \frac{d_{02,01}}{d_{01,02}} k m_{2,1} \right) = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Система уравнений (5) представляет собой систему связанных уравнений с периодически изменяющимися коэффициентами. Для решения полученной системы используется подход, основанный на методе связанных волн, который заключается в том, что волны, распространяющиеся в прямом и встречном направлениях в периодической системе, рассматриваются независимо, а периодическая структура обеспечивает их связь [25]. Тогда решение уравнений (5) можно представить в виде суммы пространственных гармоник:

$$m_{1,2} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{1n,2n} \exp[-jk_n y], \quad (6)$$

где  $A_{1n}$ ,  $A_{2n}$  – комплексные амплитуды гармоник, а  $0 \leq k_n L \leq 2\pi$  ( $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ ) – постоянные

распространения. В первой зоне Бриллюэна ( $0 \leq k_n L_{1,2} \leq 2\pi$ ) будем учитывать только нулевые гармоники прямых волн ( $n = 0$ ) и “-1” гармоники встречных волн ( $n = -1$ ). В этом случае решение волновых уравнений (5), с учетом (6) для каждого из кристаллов может быть представлено в виде суммы прямых и встречных волн:

$$m_{1,2} = A_{1,2} \exp[j(\omega t - k_0 y)] + B_{1,2} \exp[j(\omega t + k_{1,2}^- y)], \quad (7)$$

где  $A_{1,2}$  и  $B_{1,2}$  – амплитуды огибающих прямых и встречных волн в МК-1 и МК-2;  $k_0$  – постоянная распространения нулевой гармоники;  $k_{1,2}^- = -k_0 + \frac{2\pi}{L}$  – относится к “-1” гармонике;  $\omega$  – частота. Подставляя соотношения (7) в соответствующие волновые уравнения для МК-1 и МК-2 (5), получим алгебраическую систему уравнений для амплитуд прямых и встречных волн:

$$\begin{cases} j \left( \frac{\partial A_1}{\partial t} + \beta_{1,2} \frac{\partial A_{1,2}}{\partial y} \right) + D_{1,2}^+ A_{1,2} + \\ + \beta_{1,2} k_0 K A_{2,1} + \theta_{1,2}^- B_{1,2} + \theta_{1,2}^- K B_{2,1} = 0, \\ j \left( \frac{\partial B_1}{\partial t} - \beta_{1,2} \frac{\partial B_{1,2}}{\partial y} \right) + D_{1,2}^- B_{1,2} + \\ + \beta_{1,2} k_{1,2}^- K B_{2,1} + \theta_{1,2}^+ A_{1,2} + \theta_{1,2}^+ K A_{2,1} = 0, \end{cases} \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} D_{1,2}^- &= -\omega^2 + \omega_H^2 + \omega_{M1,2} \omega_H + \beta_{1,2} k_{1,2}^-, \\ D_{1,2}^+ &= -\omega^2 + \omega_H^2 + \omega_{M1,2} \omega_H + \beta_{1,2} k_0, \\ \beta_{1,2} &= \frac{\omega_{M1,2}^2 d_{01,02}}{2}, \quad \theta_{1,2}^\pm = e^{\pm i(\psi_{1,2})} \delta_{1,2}^\pm; \\ \delta_{1,2}^+ &= \beta_{1,2} k_0 \frac{\delta d_{1,2}}{2}, \quad \delta_{1,2}^- = \beta_{1,2} k_{1,2}^- \frac{\delta d_{1,2}}{2}, \\ \psi_1 &= 0, \quad \psi_2 = \Psi = \frac{2\pi}{L} \Phi \end{aligned}$$

– фазовые сдвиги в каждом МК.

Приравнявая детерминант полученной системы к нулю, получим дисперсионное соотношение для ПМСВ в исследуемой структуре в виде:

$$\begin{pmatrix} D_1^+ & \beta_1 k_0 K & \theta_1^- & \theta_1^- K \\ \beta_2 k_0 K & D_2^+ & \theta_2^- K & \theta_2^- \\ \theta_1^+ & \theta_1^+ K & D_1^- & \beta_1 k_{1,2}^- K \\ \theta_2^+ K & \theta_2^+ & \beta_2 k_{2,2}^- K & D_2^- \end{pmatrix} = 0. \quad (9)$$

Диагональные компоненты определителей  $D_{1,2}^\pm$  в (9), приравненные к нулю, представляют собой дисперсионные соотношения для прямой и встречной ПМСВ в однородных пленках без модуляции параметров [26]. Недиагональные компоненты, пропорциональные коэффициенту связи  $K$ , описывают связь

между волнами в МК-1 и МК-2,  $\theta_{1,2}^{\pm}$  – параметры связи между прямыми и встречными волнами в каждом МК,  $\theta_{1,2}^{\pm}$  зависят от сдвига между МК-2 и МК-1. Отметим, что при  $K \neq 0$  и  $\delta_{1,2}^{\pm} = 0$  уравнение (9) описывает дисперсионное соотношение для ПМСВ в структуре из двух связанных однородных пленок без модуляции параметров [26]. При  $K = 0$  и  $\delta_{1,2}^{\pm} \neq 0$  в (9) приходим к дисперсионным уравнениям для ПМСВ в МК-1 и МК-2 в отсутствии связи между ними [24]. При  $\delta_{1,2}^{\pm} = 0$ , структура МК-1 представляет собой однородную пленку [27–29].

### Результаты численного моделирования.

Дисперсионное соотношение (9) использовалось для исследования особенностей формирования запрещенных зон в структуре МК-1/МК-2 при распространении поверхностной МСВ.

Результаты расчета дисперсионных характеристик представлены на рис. 2, где по горизонтальной оси отложена величина  $\text{Re}(k_0)$  (сплошные линии) (при обозначении оси на рисунке введена замена  $k_0 \rightarrow k$ ). Огибающие внутри закрашенных областей (пунктирные кривые на рис. 2b и c) соответствуют значениям  $\text{Im}(k_0)$ , определяющим постоянные затухания волн в структуре. Расчеты проводились при следующих параметрах  $a_{1,2} = 10$  мкм,  $c_{1,2} = a_{1,2}/2$ ,  $\Delta_{1,2} = 1$  мкм,  $D = 25$  мкм,  $M_{0,1,2} = 140$  Гс,  $H_0 = 800$  Э,  $\Psi = 0$  и разных отношениях  $L_1/L_2$ .

В случае связанных однородных пленок ( $\delta d_{1,2} = 0$  и  $K \neq 0$ ), как известно [25], дисперсионная кривая для МСВ расщепляется на две нормальные моды – симметричную и антисимметричную. Дисперсионные характеристики для этих волн в отсутствие связи между ними при  $\delta d_{1,2} = 0$  показаны черными линиями на рис. 2a: 1 – для симметричной прямой волны; 2 – для антисимметричной прямой волны; 1' – для симметричной встречной волны; 2' – для антисимметричной встречной волны.

При  $\delta d_{1,2} \neq 0$  на частотах фазового синхронизма взаимодействие четырех описанных типов волн возможно формирование ЗЗ (закрашенные области на рис. 2b, c). В случае, если  $L_1/L_2 \neq 1$ , как видно из рис. 2b, c имеет место формирование четырех ЗЗ (*s*, *as*, *s-as*, *as-s*). Запрещенная зона *s* (синяя закрашенная область) формируется за счет взаимодействия прямой и отраженной симметричных МСВ; запрещенная зона *as* (зеленая закрашенная область) формируется за счет взаимодействия прямой и отраженной антисимметричных МСВ; запрещенная зона *s-as* (красная закрашенная область) формируется за счет взаимодействия прямой симметричной и отраженной антисимметричной МСВ; запрещенная зона *as-s* (оранжевая закрашенная область) формируется

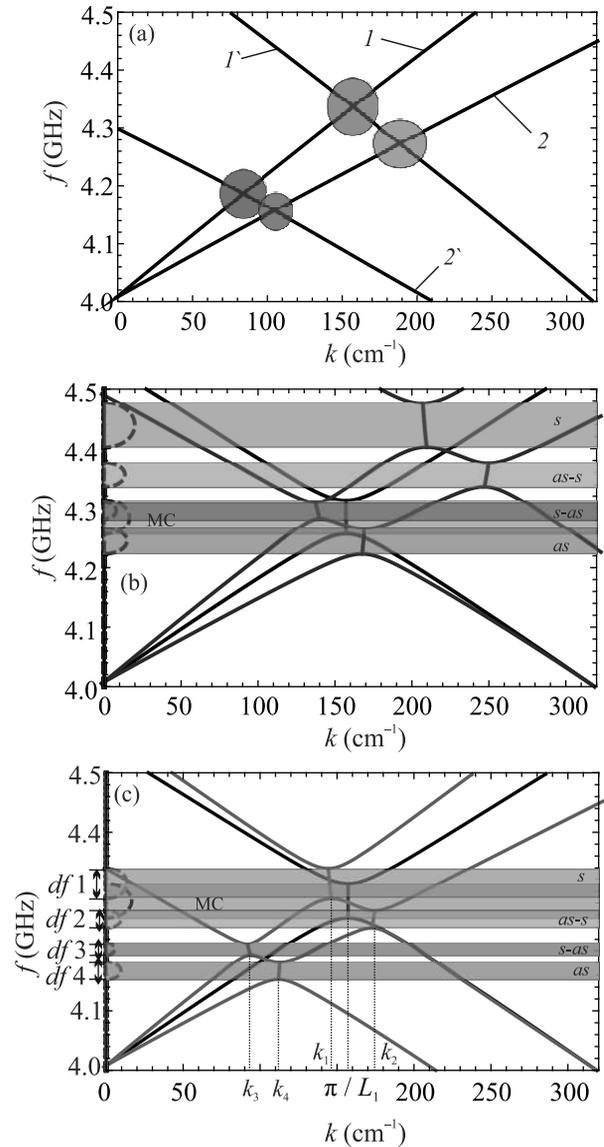


Рис. 2. (Цветной онлайн) Дисперсионные характеристики ПМСВ: (a) – в структуре МК-1/МК-2 при  $L_1/L_2 = 0.5$  и  $\delta d_{1,2} = 0$ ; (b) ? в структуре МК-1/МК-2 при  $L_1/L_2 = 0.5$  (синие кривые) и в одиночном МК (черные кривые); (c) – в структуре МК-1/МК-2 при  $L_1/L_2 = 1.5$  (красные кривые) и в одиночном МК (черные кривые) ( $L_1 = 200$  мкм,  $a_{1,2} = 10$  мкм,  $c_{1,2} = L_{1,2}/2$ ,  $\Delta_{1,2} = 1$  мкм,  $D = 25$  мкм,  $M_{0,1,2} = 140$  Гс,  $H_0 = 800$  Э,  $\Psi = 0$ )

за счет взаимодействия прямой антисимметричной и отраженной симметричной МСВ. На частотах, соответствующих запрещенным зонам  $\text{Im}(k)$ , мнимые волновые числа  $\text{Im}(k)$  отличны от 0 (на рис. 2b, c пунктирные полуэллипсы), что свидетельствует о затухании волн. Черными кривыми на рис. 2b, c показаны дисперсионные характеристики одиночного

МК-1. В этом случае, за счет взаимодействия прямой и отраженной волн формируется одна ЗЗ ( $mc$ , показана серой заливкой) при волновом числе, соответствующему первому брэгговскому резонансу  $k_{B_1} = \frac{\pi}{L_1}$ .

Из рисунка 2b видно, что, в структуре МК-1/МК-2 при  $L_1/L_2 < 1$  одна ЗЗ (зона  $s$ , ширина зоны  $df1$ ) выше по частоте, чем ЗЗ одиночного МК-1 ( $mc$ ), три зоны ( $as-s$ ,  $s-as$  и  $as$ , шириной  $df2$ ,  $df3$  и  $df4$ ) – ниже по частоте, чем ЗЗ одиночного МК-1. Из рисунка 2c видно, что, при  $L_1/L_2 > 1$  одна зона ( $as$ ) ниже по частоте, чем ЗЗ одиночного МК-1, три зоны ( $s$ ,  $as-s$  и  $s-as$ ) – выше по частоте, чем ЗЗ одиночного МК-1.

Заметим, что если в структуре возбуждается только одна симметричная нормальная волна (например, для структуры, состоящей из двух МК с одинаковыми эффективными толщинами и намагниченностями, сигнал одинаковой амплитуды подается в МК-1 и МК-2 в фазе [14]), то будет иметь место формирование только одной запрещенной зоны для симметричных волн (зоны  $s$ ). Если подавать сигнал одинаковой амплитуды в противофазе, то будет иметь место формирование также одной запрещенной зоны (зоны  $as$ ). При возбуждении обеих нормальных волн (при этом сигнал подается только либо в МК-1, либо в МК-2) формируются все четыре запрещенные зоны (зоны  $s$ ,  $as-s$ ,  $s-as$  и  $as$ ).

Из рисунка 2b,с видно, что волновые числа, при которых происходит формирование запрещенных зон –  $k_{1,2,3,4}$ , отличаются от величин  $k_{B_1} = \frac{\pi}{L_1} = 157 \text{ см}^{-1}$  и  $k_{B_2} = \frac{\pi}{L_2}$ . На рисунке 3a приведена зависимость волновых чисел  $k_{1,2,3,4}$  от отношения периодов  $L_1/L_2$ . Видно, что  $k_1 = k_4 = k_B$  только при  $L_1/L_2 = 1$ , при  $L_1/L_2 \neq 1$  все четыре волновые числа различны.

На рисунке 3b представлена зависимость ширины и положения запрещенных зон от соотношения периодов  $L_1/L_2$  (при  $L_1 = 200 \text{ мкм}$  и изменении  $L_2$ ). Видно, что при  $L_1/L_2 = 1$  имеет место формирования только двух ЗЗ ( $s$  и  $as$ ). При уменьшении  $L_1/L_2 < 1$  характеристики  $as$  и  $s-as$  практически не меняются, а зоны  $s$  и  $as-s$  резко смещаются в высокочастотную область. При увеличении  $L_1/L_2 > 1$ , наоборот, характеристики  $s$  и  $as-s$  практически не меняются, а зоны  $as$  и  $s-as$  резко смещаются в низкочастотную область.

Зависимости ширины запрещенных зон  $s$  (синие кривые),  $as$  (зеленые кривые),  $s-as$  (красные кривые),  $as-s$  (оранжевые кривые) от сдвига  $\Psi$  приведены на рис. 4a. Пунктирными кривыми показаны зависимости для случая  $L_1/L_2 = 1$ , сплошными для  $L_1/L_2 < 1$ . Видно, что сдвиг  $\Psi = \pi$  приводит к

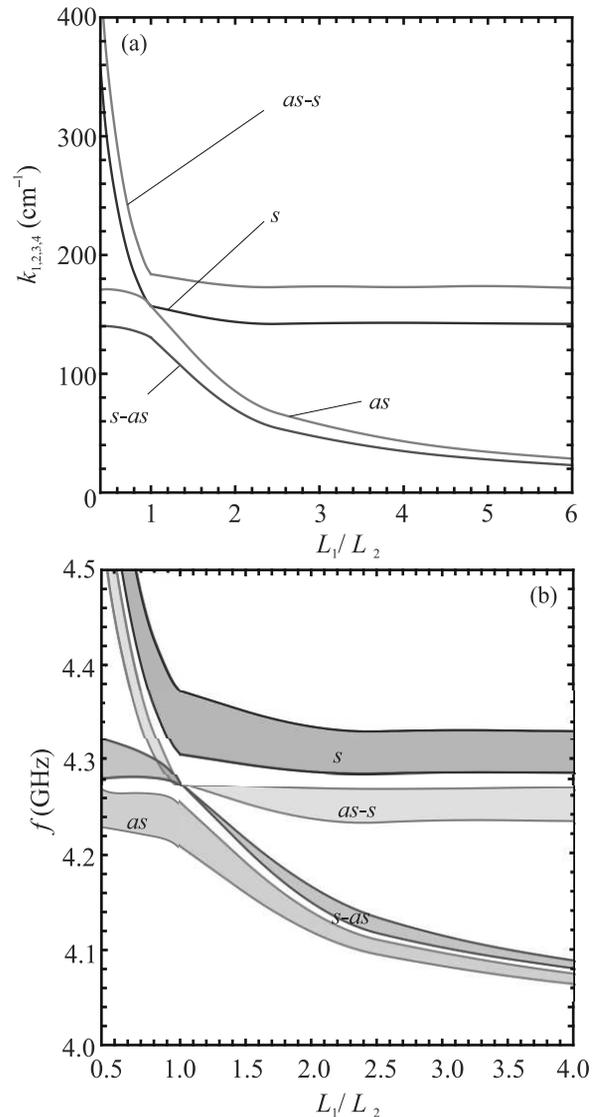


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость от отношения периодов  $L_1/L_2$ : (a) – волновых чисел, при которых происходит формирование запрещенных зон –  $k_1$  (синяя кривая),  $k_2$  (зеленая кривая),  $k_3$  (красная кривая),  $k_4$  (оранжевая кривая); (b) – ширины и положения запрещенных зон  $s$  (синяя заливка),  $as$  (зеленая заливка),  $s-as$  (красная заливка),  $as-s$  (оранжевая заливка). Остальные параметры такие же, как на рис. 2

уменьшению ширины  $s$  и  $s-as$  (в случае  $L_1/L_2 = 1$  до 0), ширины зон  $s-as$  и  $as-s$  при этом увеличиваются.

Зависимости ширины запрещенных зон  $s$ ,  $as$ ,  $s-as$ ,  $as-s$  ( $df_{1,2,3,4}$ , соответственно) от отношения намагниченностей  $M_{01}/M_{02}$  при  $L_1/L_2 < 1$  и  $\psi = 0$  приведены на рис. 4b. Пунктирными кривыми показаны зависимости для случая  $L_1/L_2 = 1$ , сплошными для  $L_1/L_2 = 0.5$ . Видно, что при  $L_1/L_2 = 1$  измене-

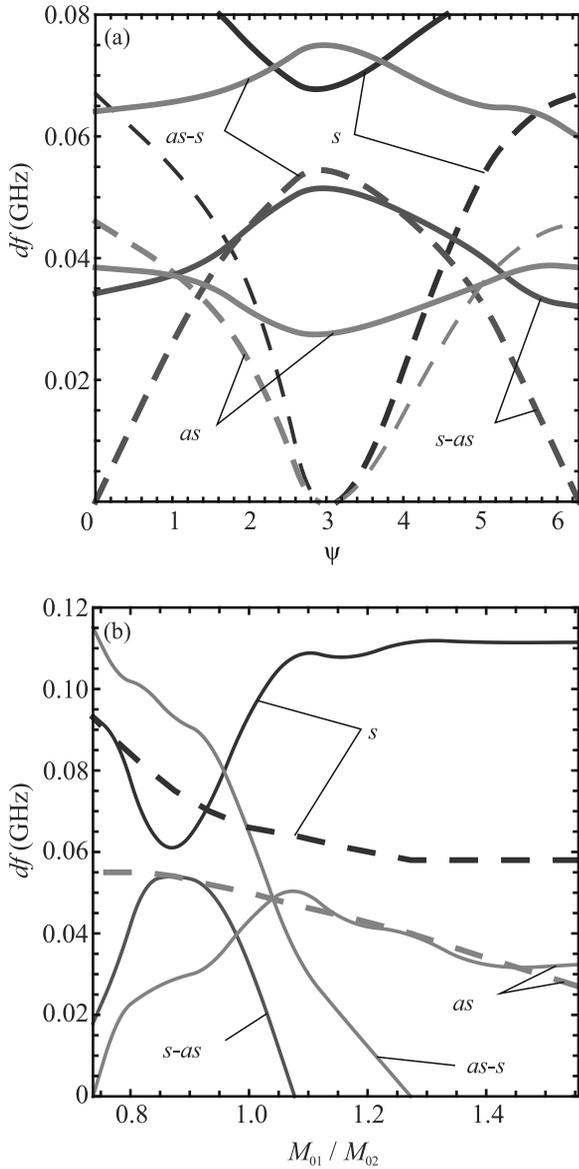


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость ширины ЗЗ  $s$  (синие кривые),  $as$  (зеленые кривые),  $s-as$  (красные кривые),  $as-s$  (оранжевые кривые) от: (а) – сдвига  $\Psi$  при  $L_1/L_2 = 1$  (пунктирные кривые),  $L_1/L_2 = 0.5$  (сплошные кривые); (б) – соотношения намагниченностей при  $\Psi = 0$  и  $L_1/L_2 = 1$  (пунктирные кривые),  $L_1/L_2 = 0.5$  (сплошные кривые). Остальные параметры такие же, как на рис. 2

ние  $M_{01}/M_{02}$  влияет только на ширину  $s$  и  $as$ . При  $L_1/L_2 \neq 1$  увеличение намагниченности  $M_{01}/M_{02}$  приводит, кроме того, к исчезновению  $s-as$  и  $as-s$  (в случае  $L_1/L_2 = 1$   $s-as$  и  $as-s$  не формируются). В результате при  $M_{01}/M_{02} < 1.07$  имеет место формирование всех четырех ЗЗ ( $s$ ,  $as$ ,  $as-s$ ,  $s-as$ ), при  $M_{01}/M_{02} < 1.27$  формируются только три ЗЗ ( $s$ ,  $as-s$ ,  $s-as$ ), при  $M_{01}/M_{02} > 1.27$  имеет место формирование двух ЗЗ ( $s$ ,  $as$ ).

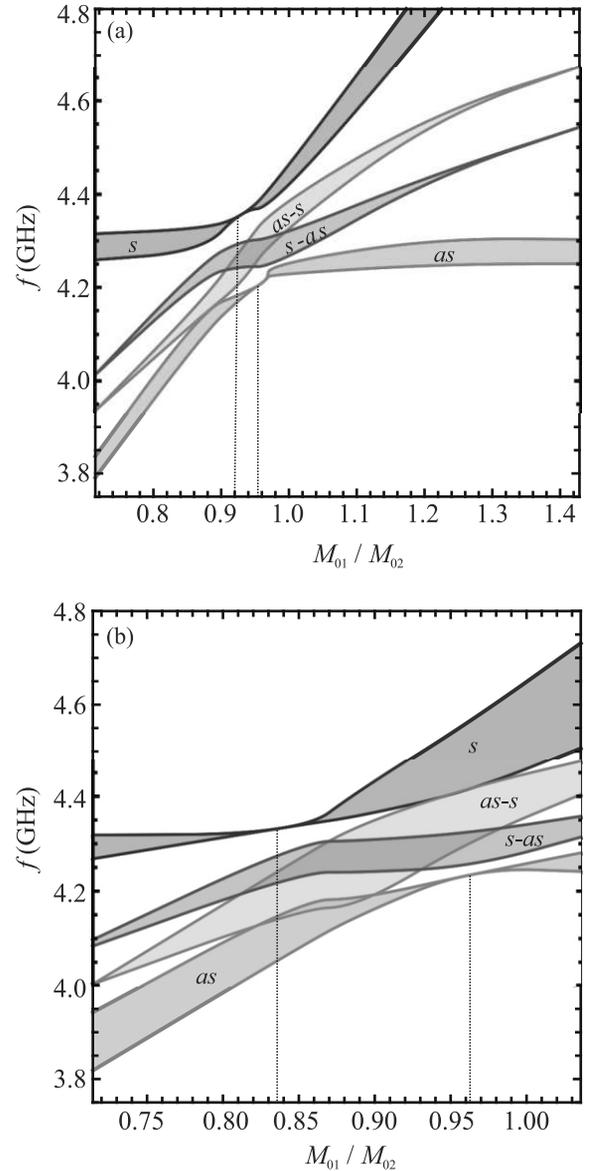


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость ширины и положения ЗЗ от отношения намагниченностей  $M_{01}/M_{02}$  при: (а) –  $\Delta_2 = 4$  мкм; (б) –  $\Delta_2 = 1$  мкм, ( $\Psi = \pi$ ,  $a_{1,2} = 10$  мкм,  $c_{1,2} = L_{1,2}/2$ ,  $\Delta_1 = 4$  мкм  $D = 25$  мкм,  $L_1/L_2 = 0.7$ ,  $H_0 = 800$  Э)

На рисунке 5 проиллюстрирована зависимость ширины и положения запрещенных зон от отношения намагниченностей ( $M_{01}/M_{02}$ ) при  $L_1/L_2 < 1$  и  $\Psi = \pi$ . Видно, что добавление фазового сдвига позволяет расширить возможности по управлению количеством формирующихся ЗЗ. Так, зоны  $s-as$  и  $as-s$  формируются только при  $0.7 < M_{01}/M_{02} < 1.4$ . При  $M_{01}/M_{02} = 0.95$  частотные диапазоны  $s-as$  и  $as-s$  полностью перекрываются. При  $M_{01}/M_{02} = 0.94$  ширина зоны  $s$  уменьшается до нуля, а при  $M_{01}/M_{02} =$

= 0.96 ширина  $as$  уменьшается до нуля. Таким образом, в зависимости от соотношения намагниченностей можно добиться формирования: четырех ЗЗ ( $s$ ,  $as$ ,  $s-as$  и  $as-s$ ), трех ЗЗ ( $s$ ,  $s-as$ ,  $as-s$  либо  $as$ ,  $s-as$ ,  $as-s$ ), двух ЗЗ ( $s$  и  $as$ ). Как видно из рис. 5b увеличение отношения глубин канавок ( $\Delta_1/\Delta_2 = 4$ ) позволяет добиться исчезновения зоны  $s$  и  $as$  в большем диапазоне  $M_{01}/M_{02}$ .

**Заключение.** В работе выяснены особенности формирования запрещенных зон в периодических слоистых ферромагнитных структурах на основе магнетонных кристаллов. Показано, что в структуре, состоящей из двух связанных МК, разделенных слоем диэлектрика, в полосе первого брэгговского резонанса возможно формирование нескольких запрещенных зон. Механизм формирования запрещенных зон связан с взаимодействием на частотах фазового синхронизма прямых и встречных нормальных волн связанной структуры. Запрещенные зоны формируются при волновых числах и частотах, отличных от брэгговских волновых чисел и частот для МК-1 и МК-2 в отсутствие связи между ними.

Положение запрещенных зон, ширина запрещенных зон, частотный интервал между зонами, а также количество запрещенных зон определяются соотношением периодов МК-1 и МК-2, величиной сдвига между МК-1 и МК-2, отношением намагниченностей МК-1 и МК-2. В частности, возможно формирование одной, двух, трех либо четырех запрещенных зон в зависимости от соотношения геометрических и магнитных параметров МК-1 и МК-2. В случае, если структура симметричная, формируются две запрещенные зоны для симметричных и антисимметричных волн.

Таким образом, связанная периодическая структура на основе магнетонных кристаллов с периодической системой канавок на поверхности значительно расширяет функциональные возможности по управлению частотно-селективными свойствами ферромагнитных структур, которые могут использоваться в СВЧ-электронике в качестве перестраиваемых СВЧ-фильтров, фазовращателей, линий задержки.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда грант # 19-79-20121 (построение теоретической модели) и Российского фонда фундаментальных исследований грант # 19-29-03049-мк (проведение численных расчетов).

1. S. A. Nikitov, P. Tailhadesand, and C. S. Tsai, *J. Magn. Mater.* **236**, 320 (2001).
2. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 264001 (2006).

3. A. A. Serga, A. V. Chumak, and B. Hillebrands, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 264002 (2010).
4. M. Krawczyk and D. Grundler, *J. Phys.: Condens. Matter.* **26**, 123202 (2014).
5. M. Krawczyk, S. Mamica, M. Mruczkiewicz, J. W. Klos, S. Tacchi, M. Madami, G. Gubbiotti, G. Duerr, and D. Grundler, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46**, 495003 (2013).
6. C. H. O. Costa and M. S. Vasconcelos, *J. Phys.: Condens. Matter.* **25**, 286002 (2013).
7. V. V. Kruglyak, M. L. Sokolovskii, V. S. Tkachenko, and A. N. Kuchko, *J. Appl. Phys.* **99**, 08C906 (2006).
8. T. Langner, D. A. Bozhko, S. A. Bunyaev, G. N. Kakazei, A. V. Chumak, A. A. Serga, B. Hillebrands, and V. I. Vasyuchka, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51**, 344002 (2018).
9. A. V. Chumak, T. Neumann, A. A. Serga, B. Hillebrands, and M. P. Kostylev, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 205005 (2009).
10. И. А. Устинова, А. А. Никитин, А. Б. Устинов, *ЖТФ* **86**, 155 (2016).
11. S. A. Nikitov, D. V. Kalyabin, I. V. Lisenkov, A. N. Slavin, Yu. N. Barabanenkov, S. A. Osokin, A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, M. A. Morozova, Yu. P. Sharaevsky, Yu. A. Filimonov, Yu. V. Khivintsev, S. L. Vysotsky, V. K. Sakharov, and E. S. Pavlov, *Phys. Usp.* **58**, 1002 (2015).
12. A. V. Chumak, A. A. Serga, and B. Hillebrands, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50**, 244001 (2017).
13. S. Klingler, P. Pirro, T. Brächer, B. Leven, B. Hillebrands, and A. V. Chumak, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 212406 (2015).
14. W. H. Louisell, *Coupled Mode and Parametric Electronics*, John Wiley, N.Y. (1960).
15. H. Sasaki and N. Mikoshiba, *J. Appl. Phys.* **52**, 3546 (1981).
16. P. Grunberg and K. Mika, *Phys. Rev. B* **27**, 2955 (1983).
17. M. A. Morozova, S. V. Grishin, A. V. Sadovnikov, Y. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, *IEEE Trans. Magn.* **50**, 1 (2014).
18. M. A. Morozova, A. Y. Sharaevskaya, O. V. Matveev, E. N. Beginin, and Y. P. Sharaevskii, *Phys. Wave Phenom.* **24**, 1 (2016).
19. M. A. Morozova, A. Y. Sharaevskaya, A. V. Sadovnikov, S. V. Grishin, D. V. Romanenko, E. N. Beginin, Y. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, *J. Appl. Phys.* **120**, 223901 (2016).
20. A. Y. Annenkov, S. V. Gerus, and S. I. Kovalev, *Tech. Phys.* **43**, 216 (1998).
21. Q. Wang, P. Pirro, R. Verba, A. Slavin, B. Hillebrands, and A. V. Chumak, *Sci. Adv.* **4**, e1701517 (2018).
22. A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, M. A. Morozova, A. Y. Sharaevskaya, S. V. Grishin, S. E. Sheshukova, and S. A. Nikitov, *Appl. Phys. Lett.* **109**, 042407 (2016).

23. A. V. Sadovnikov, S. Davies, S. V. Grishin, V. V. Kruglyak, D. V. Romanenko, Y. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 192406 (2015).
24. S. B. Glybovski, S. A. Tretyakov, P. A. Belov, Y. S. Kivshar, and C. R. Simovski, *Phys. Rep.* **634**, 1 (2016).
25. S. Vysotskii, G. Dudko, V. Sakharov, Y. Khivintsev, Y. Filimonov, N. Novitskii, A. Stognij, and S. Nikitov, *Acta Phys. Pol.* **133**, 508 (2018).
26. S. L. Vysotskii, Y. V. Khivintsev, V. K. Sakharov, G. M. Dudko, A. V. Kozhevnikov, S. A. Nikitov, N. N. Novitskii, A. I. Stognij, and Y. A. Filimonov, *IEEE Magn. Lett.* **8**, 3706104 (2017).
27. S. E. Sheshukova, M. A. Morozova, E. N. Beginin, Y. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, *Phys. Wave Phenom.* **21**, 304 (2013).
28. D. Marcuse, *Light Transmission Optics*, Van Nostrand Reinhold Company, N.Y. (1972).
29. А. В. Вашковский, В. С. Стальмахов, Ю. П. Шаравский, *Магнитостатические волны в электронике СВЧ*, изд-во Сарат. ун-та, Саратов (1993).