

УДК 537.87, 537.622.4

## **Особенности формирования брэгговских запрещенных зон в периодических ферромагнитных структурах, управляемых спин-поляризованным током**

<sup>1</sup> Матвеев О. В., <sup>1,2</sup> Морозова М. А.

<sup>1</sup>*Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского  
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Российская Федерация  
olvmatveev@gmail.com*

<sup>2</sup>*Московский физико-технический институт  
Институтский пер., д. 9, г. Долгопрудный, 141701, Российская Федерация  
matmorofovama@yandex.ru*

Получено: 19 января 2022 г.

Отрецензировано: 25 января 2022 г.

Принято к публикации: 25 января 2022 г.

**Аннотация:** *Представлены результаты теоретического исследования формирования запрещенных зон в периодических структурах двух типов: «ферромагнитная пленка с периодической системой канавок, нагруженная слоем нормального металла» и «ферромагнитная пленка с периодической системой полосок нормального металла». Продемонстрирована возможность динамического управления характеристиками запрещенных зон с помощью спин-поляризованного тока в нормальном металле.*

**Ключевые слова:** *спиновые волны, ферромагнетики, магнетонный кристалл, спин-поляризованный ток.*

**Для цитирования (ГОСТ 7.0.5—2008):** Матвеев О. В., Морозова М. А. Особенности формирования брэгговских запрещенных зон в периодических ферромагнитных структурах, управляемых спин-поляризованным током // *Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии*. 2021. Т. 4, № 4. С. 292—300.

**Для цитирования (ГОСТ 7.0.100—2018):** Матвеев, О. В. Особенности формирования брэгговских запрещенных зон в периодических ферромагнитных структурах, управляемых спин-поляризованным током / О. В. Матвеев, М. А. Морозова // *Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии*. — 2021. — Т. 4, № 4. — С. 292—300.

# Features of the Bragg Band Gap Formation in Periodic Ferromagnetic Structures, Controlled by Spin-Polarized Current

O. V. Matveev<sup>1</sup> and M. A. Morozova<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Saratov State University*

*83, Astrakhanskaya St., Saratov, 410012, Russian Federation*

*olvmatveev@gmail.com*

<sup>2</sup> *Moscow Institute of Physics and Technology*

*9, Institutskiy per., Dolgoprudny, 141701, Russian Federation*

*mmorozovama@yandex.ru*

Received: January 19, 2022

Peer-reviewed: January 25, 2022

Accepted: January 25, 2022

**Abstract:** *The results of theoretical study of band gaps formation in periodic structures of two types are presented: “ferromagnetic film with a periodic system of grooves loaded with a layer of normal metal” and “ferromagnetic film with a periodic system of strips of normal metal”. The possibility of dynamic control of the band gaps characteristics using a spin-polarized current in a normal metal is demonstrated.*

**Keywords:** *spin waves, ferromagnetics, magnonic crystal, spin-polarized current.*

**For citation (IEEE):** O. V. Matveev and M. A. Morozova, “Features of the Bragg Band Gap Formation in Periodic Ferromagnetic Structures, Controlled by Spin-Polarized Current”, *Infocommunications and Radio Technologies*, vol. 4, no. 4, pp. 292–300, 2021.

## 1. Введение

Важной современной задачей СВЧ микроэлектроники является исследование способов управления спиновыми волнами в ферромагнитных структурах. Одним из таких направлений исследований является магنونная спинтроника [1—3], занимающаяся изучением взаимодействия спиновых волн со спин-поляризованным током. Спин-поляризованный ток — это направленное движение спинов электрона, которые могут находиться в одном из двух состояний — либо «спин — вверх», либо «спин — вниз». Указанное взаимодействие является наиболее эффективным в слоистых тонкопленочных структурах типа ферромагнетик / нормальный металл, если металлический слой имеет большое значение угла Холла, а также толщины металлических и ферромагнитных пленок имеют значения по-

рядка единиц или десятков нанометров. Электрический ток в нормальном металле за счет обратного спинового эффекта Холла генерирует спиновый ток в перпендикулярном направлении [4]. Спиновый ток, в свою очередь, за счет передачи крутящего спинового момента на интерфейсе ферромагнетик / нормальный металл приводит к усилению либо ослаблению спиновой волны [5].

В настоящей работе в качестве ферромагнитного материала рассматривались супертонкие пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), в качестве нормального металла — платина. Построена теоретическая модель для исследования особенностей формирования запрещенных зон для спиновых волн в структурах двух типов: «ферромагнитная пленка с периодической системой канавок, нагруженная слоем нормального металла» (рис. 1а) и «ферромагнитная пленка с периодической системой полосок нормального металла» (рис. 1б).

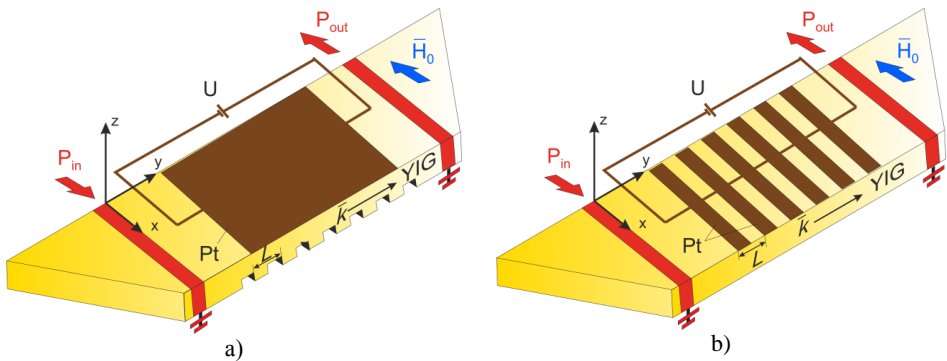


Рис. 1. Схемы структур на основе супертонкой пленке ЖИГ с периодической поверхностью в виде (а) системы канавок и слоя платины, (б) платиновых полосок.

Fig. 1. Schemes of structures based on a ultrathin YIG film with a periodic surface in the form of (a) a system of grooves and a layer of platinum, (b) platinum strips

## 2. Ферромагнитная пленка с периодической системой канавок, нагруженная слоем нормального металла

Рассмотрим структуру первого типа на основе пленки ЖИГ с периодической системой канавок [6], нагруженную слоем платины (схема структуры представлена на рис. 1а). При построении модели предполагалось, что толщина слоя платины меньше толщины скин-слоя, таким образом, металлизация пленки ЖИГ не создает дополнительных потерь на прохождение спиновой волны. Если в слое платины вдоль оси  $y$  течет электрический ток, то за счет спинового эффекта Холла в направлении оси  $z$  проис-

ходит разделение электронов с противоположным направлением спинов — течет спиновый ток. В зависимости от направления спиновый ток может усиливать или ослаблять спиновую волну в ферромагнитном слое.

Для построения модели использовалось уравнение Ландау — Лифшица — Гилберта, описывающее эволюцию намагниченности в однородном ферромагнетике, а также граничные условия в форме Слоновского на интерфейсе ферромагнитного слоя и слоя платины [7]. В результате было получено уравнение движения вектора намагниченности в виде:

$$\frac{\partial^2 m}{\partial t^2} + \omega_{\perp}^2 m + js \frac{\omega_M^2 d}{2} \frac{\partial m}{\partial y} + 2\omega_H (\alpha + r) s \frac{\partial m}{\partial t} = 0 \quad (1)$$

где  $s = +1$  для волны, распространяющейся в положительном направлении оси  $y$ ,  $s = -1$  — в отрицательном направлении  $y$ ,  $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$ ,  $\omega_H = \gamma H_0$ .

$\omega_{\perp} = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$ ,  $H_0$  — внешнее постоянное магнитное поле, направленное по касательной к плоскости пленки,  $M_0$  — намагниченность насыщения ферромагнетика,  $\gamma$  — гиромагнитное соотношение,  $d$  — толщина ферромагнитных пленок. Параметр  $\alpha$  описывает потери в ФП,  $r$  описывает действие спинового тока, которые имеют вид:

$$r = r_0 (\omega_H + \omega_M/2), \quad r_0 = \text{sgn}(\bar{M}_0 \bar{p}) \frac{\bar{\tau}_{st} \gamma}{\mu_0 M_0 d}, \quad (2)$$

где  $\bar{p}$  — направление спинов электронов,  $\bar{\tau}_{st}$  — спиновый крутящий момент,  $J_S = \theta_H J_C$  — плотность спинового тока в металле,  $\theta_H$  — угол спинового эффекта Холла в металле,  $J_C$  — плотность электрического тока.

Дисперсионное соотношение для спиновой волны в структуре ферромагнитная пленка — нормальный металл имеет вид:

$$\Omega_0^{\text{HM}} = \Omega_0 + 2js\omega(\alpha + r) = 0, \quad (3)$$

где параметр  $\Omega_0$ , приравненный к нулю, представляет собой дисперсионное соотношение для спиновых волн в одиночной ферромагнитной пленке [7].

Периодическая толщина структуры учитывалась в виде [6]:

$$d = d_0 \left[ 1 + \delta_d \cos\left(\frac{2\pi}{L} y\right) \right], \quad (4)$$

где  $\delta_d = \frac{2\Delta}{\pi d_0} \sin \frac{\pi c}{L}$ ,  $d_0 = b + \frac{\Delta c}{L}$  — эффективная толщина магнетонного кристалла,  $L$  — период структуры.

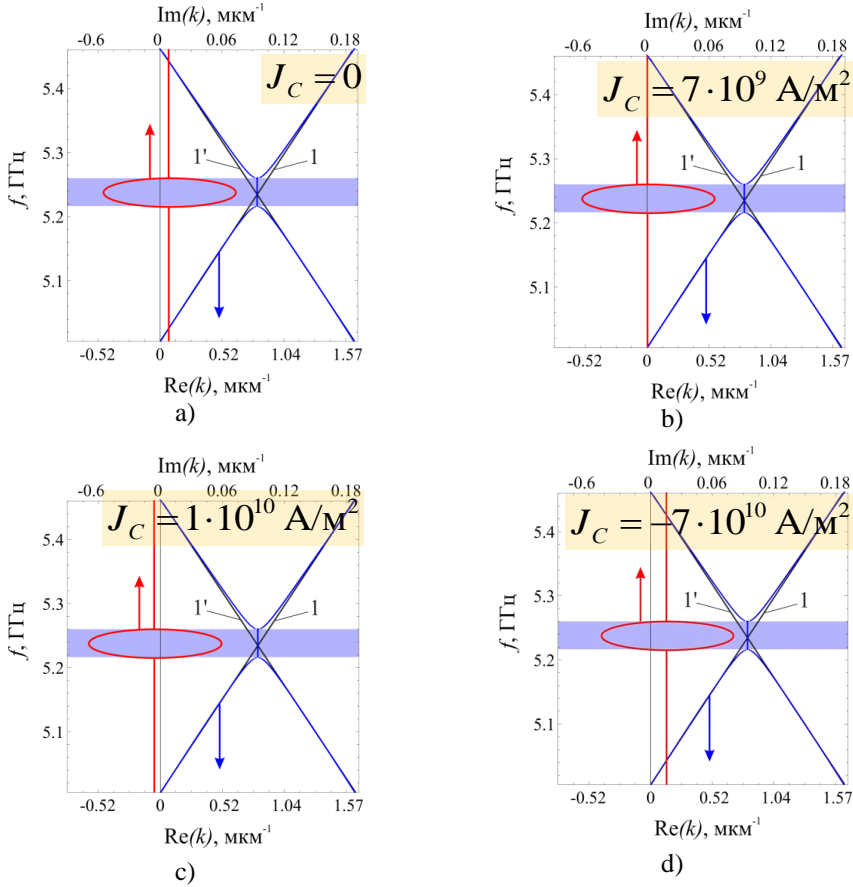


Рис. 2. Дисперсионные характеристики спиновой волны в структуре на основе ЖИГ с периодической системой канавок, нагруженной слоем платины, при различных значениях электрического тока в платине, который связан со спиновым током соотношением (2):

(a)  $J_C = 0$ , (b)  $J_C = 7 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$ , (c)  $J_C = 1 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$ , (d)  $J_C = -7 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$ .

Fig. 2. Dispersion characteristics of spin waves in the structure based on YIG film with a periodic system of grooves loaded on of platinum layer at various values of the electric current in platinum layer, which is related to spin-polarized current by Eq. (2): (a)  $J_C = 0$ , (b)  $J_C = 7 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$ ,

(c)  $J_C = 1 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$ , (d)  $J_C = -7 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$

В результате было получено дисперсионное соотношение для спиновой волны в исследуемой структуре в виде:

$$\begin{vmatrix} \eta_0^{HM} & \kappa_0 \\ \kappa_{-1} & \eta_{-1}^{HM} \end{vmatrix} = 0, \tag{5}$$

где  $\eta_{0,-1}^{HM} = \frac{\Omega_{0,-1}^{HM}}{2\omega}$ ,  $\kappa_{0,-1} = \frac{\delta_d}{2} V k_{-1,0}$ ,  $V$  — групповая скорость,  $k_{0,-1}$  — волновые числа прямых и отраженных волн, связанные условием Брэгга  $k_0 + k_{-1} = 2k_B$ , где  $k_B = \pi/L$  — волновое число Брэгга.

Результаты расчета дисперсионных характеристик спиновых волн показаны на рис. 2, синими кривыми показаны действительные части волнового числа, красными — мнимые, мнимая часть волнового числа характеризует затухание волны в среде, причем в центре запрещенной зоны оно максимально.

Видно, что в отсутствие тока (рис. 2а) во всей полосе для прямой волны мнимая часть волнового числа положительна (красные кривые), что связано с затуханием спиновой волны в ферромагнитной среде. При этом формируется запрещенная зона (показана заливкой) — область частот, на которых затухание спиновой волны увеличивается. Введение спинового тока положительной полярности приводит к усилению спиновой волны в области частот вне запрещенной зоны и частичной компенсации потерь в области запрещенной зоны (рис. 2б, с). Изменение направления спинового тока приводит к дополнительному затуханию (рис. 2д).

### 3. Ферромагнитная пленка с периодической системой полосок нормального металла

Для исследования особенностей формирования запрещенных зон в структуре на основе супертонкой пленки ЖИГ с периодической поверхностью в виде платиновых полосок (рис. 1б) был произведен расчет спектральных характеристик спиновых волн. Для построения модели использовался метод матриц передач [8]. Предполагалось, что электрический ток в слое платины течет вдоль оси  $y$ , а толщина слоя платины меньше толщины скин-слоя. Для расчета волновых чисел в металлизированной и не металлизированной ферромагнитной пленке использовалось уравнение (3). Матрицы передачи и отражения соответствующих чередующихся слоев вычислялись по формулам (6):

$$T_1(\omega) = \begin{bmatrix} \exp\left[-jk_m + k_m''\right] \frac{L}{2} & 0 \\ 0 & 1 / \exp\left[-jk_m + k_m''\right] \frac{L}{2} \end{bmatrix}, \quad (6a)$$

$$T_2 = \begin{bmatrix} 1 / (1 - G) & G / (1 - G) \\ G / (1 - G) & 1 / (1 - G) \end{bmatrix}, \quad (6б)$$

$$T_3(\omega) = \begin{bmatrix} \exp\left[(-jk_f + k_f^{\ddot{}})\frac{L}{2}\right] & 0 \\ 0 & 1 / \exp\left[(-jk_f + k_f^{\ddot{}})\frac{L}{2}\right] \end{bmatrix}, \quad (6\text{в})$$

$$T_4 = \begin{bmatrix} 1 / (1 + G) & -G / (1 + G) \\ -G / (1 + G) & 1 / (1 + G) \end{bmatrix}. \quad (6\text{г})$$

где  $k_f$  и  $k_m$  — волновые числа волн в ненагруженном слое ферромагнетика и ферромагнетика, нагруженного нормальным металлом соответственно,  $k_{f,m}^{\ddot{}} = \gamma \Delta H / (2V_{f,m})$  — параметры затухания спиновой волны,  $\Delta H$  — ширина линии ферромагнитного резонанса,  $V_{f,m}$  — групповые скорости,  $G = ((k_m + jk_{m^r}) - (k_f + jk_{f^r})) / ((k_m + jk_{m^r}) + (k_f + jk_{f^r}))$  — коэффициент отражения,  $L$  — период структуры.

Результирующая матрица передачи структуры будет иметь вид:

$$T = (T_1(\omega) \cdot T_2 \cdot T_3(\omega) \cdot T_4)^N, \quad (7)$$

где  $N$  — количество периодов структуры.

Тогда коэффициент отражения будет иметь вид:

$$R = |T_{21}| / |T_{11}|, \quad (8)$$

где  $T_{21}$ ,  $T_{11}$  — элементы матрицы  $T$  (7).

На рис. 3 приведена частотная зависимость коэффициента отражения спиновой волны в ЖИГ-волноводе с периодической системой в виде платиновых полосок. Видно, что в отсутствие спинового тока в платиновых полосках (красная кривая) коэффициент отражения равен нулю во всем диапазоне частот, т. е. структура не проявляет свойств магнитного кристалла. При введении спинового тока, компенсирующего затухание ( $r = -\alpha$ , черная кривая), формируются три максимума коэффициента отражения. Данные максимумы соответствуют первому брэгговскому резонансу на частоте  $f_1 = 3.94$  ГГц, второму брэгговскому резонансу — при  $f_2 = 4.22$  ГГц и третьему брэгговскому резонансу при  $f_3 = 4.48$  ГГц.

Запрещенные зоны формируются и в случае неполной компенсации затухания ( $r = -0.5\alpha$ , синяя кривая на рис. 3), в данном случае величина коэффициента отражения оказывается существенно ниже, следовательно, глубина запрещенных зон уменьшается, при этом их положение не изменяется. В случае если платиновые полоски усиливают затухание спиновой

волны ( $r = \alpha$ , зеленая кривая на рис. 3), также создается периодическая вариация параметра затухания и формируются запрещенные зоны, их глубина оказывается меньше относительно случая компенсации затухания.

Таким образом, исследуемая структура представляет собой динамический магнетонный кристалл [9], в котором введение спинового тока приводит к формированию запрещенных зон в спектре спиновых волн.

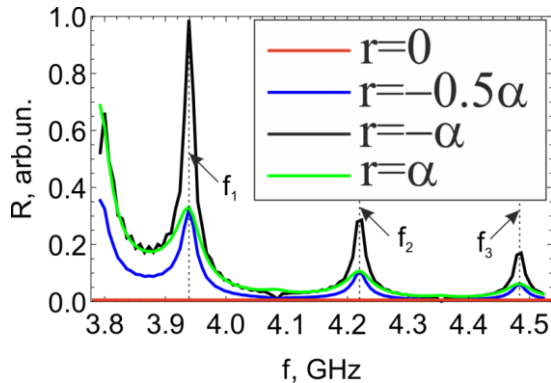


Рис. 3. Частотная зависимость коэффициента отражения спиновой волны в ЖИГ-волноводе с периодической структурой в виде платиновых полосок в отсутствие спинового тока в полосках (красная кривая), при введении спинового тока, компенсирующего затухание в ЖИГ-волноводе (черная кривая). Расчеты выполнены при следующих параметрах:

$$H_0 = 735 \text{ Э}, M_0 = 140 \text{ Гс}, \Delta H = 0.5 \text{ Э}, d = 12 \text{ мкм}, L = 200 \text{ мкм}.$$

Fig. 3. Reflection coefficient dependence on spin wave frequency in the YIG-waveguide with structure of platinum stripes in the absence of spin current (red curve), in the presence of spin current which compensates the spin wave damping in the YIG-waveguide (black, blue and green curves). Calculations were performed with the following parameters:

$$H_0 = 735 \text{ Oe}, M_0 = 140 \text{ Gs}, \Delta H = 0.5 \text{ Oe}, d = 12 \text{ }\mu\text{m}, L = 200 \text{ }\mu\text{m}$$

#### 4. Заключение

Таким образом, в данной работе показано, что в периодических композитных структурах на основе ферромагнитных материалов и нормальных металлов возможно управление усилением/ослаблением спиновых волн в ферромагнитных пленках при взаимодействии со спин-поляризованным током, а также формированием и параметрами брэгговских запрещенных зон для спиновых волн.

#### Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-29-03049-мк).



### Список литературы

1. Chumak A. V. [et al.] Magnon spintronics // *Nature Physics*. 2015. V. 11. P. 453–461.
2. Hoffmann A., Bader S. D. Opportunities at the Frontiers of Spintronics // *Phys. Rev. Applied*. 2015. V. 4. P. 047001.
3. Brataas A., Kent A. D., Ohno H. Current-induced torques in magnetic materials // *Nature Materials*. 2012. V. 11. P. 372–381.
4. Liu L. [et al.] Spin-Torque Ferromagnetic Resonance Induced by the Spin Hall Effect // *Phys. Rep. Lett*. 2011. V. 106. P. 036601.
5. Pirro P. [et al.] Spin-wave excitation and propagation in microstructured waveguides of yttrium iron garnet/Pt bilayers // *Appl. Phys. Lett*. 2014. V. 104. P. 012402.
6. Morozova M. A. [et al.] Band gap formation and control in coupled periodic ferromagnetic structures // *Journal of Applied Physics*. 2016. V. 120. P. 223901.
7. Гуревич А. Г. Магнитные колебания и волны. Москва : Наука, 1994. 464 с.
8. Chumak A. V. [et al.] Spin-wave propagation in a microstructured magnonic crystal // *Applied Physics Letters*. 2009. V. 95. P. 262508.
9. Устинова И. А., Никитин А. А., Устинов А. Б. Динамический магنونный кристалл на основе феррит-сегнеэлектрической слоистой структуры // *ЖТФ*. 2016. Т. 86. С. 155—158.

### Информация об авторах

**Морозова Мария Александровна**, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, лаборатория терагерцовой спинтроники, Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Российская Федерация; доцент кафедры нелинейной физики, Саратовский государственный университет, г. Саратов, Российская федерация. ORCID 0000-0003-4442-2443.

**Матвеев Олег Валерьевич**, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник лаборатории «Магнитные метаматериалы», Саратовский государственный университет, г. Саратов, Российская федерация. ORCID 0000-0003-2320-907X.

### Information about the authors

**Maria A. Morozova**, PhD in physics and mathematics, senior researcher, Terahertz Spintronics Laboratory, Dolgoprudny, Russian Federation, associate professor of department of nonlinear physics, Saratov State University, Saratov, Russian Federation. ORCID 0000-0003-4442-2443.

**Oleg V. Matveev**, PhD in physics and mathematics, senior researcher, Laboratory “Magnetic Metamaterials”, Saratov State University, Saratov, Russian Federation. ORCID 0000-0003-2320-907X.