

# Линейные и нелинейные эффекты в структурах на основе магнанных кристаллов и полупроводников

О. В. Матвеев<sup>1)</sup>, Д. В. Романенко, М. А. Морозова

Саратовский государственный университет, 410012 Саратов, Россия

Поступила в редакцию 16 декабря 2021 г.

После переработки 25 января 2022 г.

Принята к публикации 11 февраля 2022 г.

В работе представлены результаты теоретического исследования распространения спиновых волн в гетероструктуре магнанный кристалл–полупроводник. Показано, что постоянный ток в полупроводнике позволяет управлять характеристиками запрещенных зон в такой структуре. Исследованы особенности распространения солитоноподобных импульсов и способов электрического управления количеством и скоростью таких импульсов.

DOI: 10.31857/S1234567822060052

**Введение.** Ферромагнитные материалы, в которых могут распространяться спиновые волны – важный объект исследования в радиофизике. Спиновые волны распространяются в микроволновом диапазоне, обладают малым затуханием и могут управляться внешним магнитным полем. Изучение электрических способов управления свойствами спиновых волн является актуальной задачей микроволновой электроники, поскольку электрическое управление обычно является более энергоэффективным и быстрым по сравнению с магнитным [1, 2].

В данной работе проведено исследование особенностей распространения спиновых волн в магннном кристалле (МК) и влияния постоянного тока, прикладываемого к полупроводниковой пластине (ПП), нагруженной на МК. Ранее было показано, что спиновые волны могут быть усилены электрическим током в полупроводнике GaAs [3]. Кроме того, проводились теоретические исследования периодических структур с полупроводниками [4]. В настоящее время исследование взаимного влияния тока в полупроводниках и спиновых волн в пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ) проводится с целью интеграции спин-волновых компонентов в полупроводниковые устройства [5]. Также проводились теоретические исследования нелинейных эффектов в неперриодической структуре на основе ферромагнитной пленки и полупроводника и была показана возможность формирования светлых солитонов на основе нелинейного уравнения Шредингера [6].

Целью данной работы было исследование возможностей управления с помощью постоянного элек-

трического тока положением брэгговских запрещенных зон в спектре спиновых волн в гетероструктуре магнанный кристалл–полупроводник (МК/ПП). Кроме того, было исследовано формирование и распространение щелевых солитонов [7] и возможности электрического управления их количеством и скоростью.

**Математическая модель.** В работе исследуется магнанный кристалл на основе ферромагнитной пленки намагниченности  $M_0$  с периодической системой канавок и столбиков с периодом  $L$ , глубиной канавок  $\Delta$  и шириной  $b$ , высотой столбиков  $a$ . Магнанный кристалл нагружен полубесконечным слоем полупроводника (см. рис. 1). Полупроводниковый слой

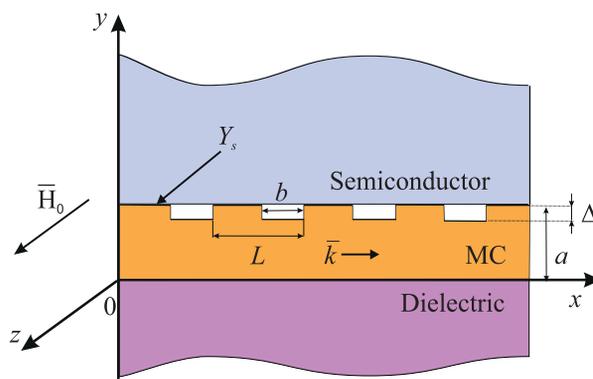


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема исследуемой структуры

обладает проводимостью  $\sigma$ , к слою полупроводника приложено электрическое поле с напряженностью  $E$ . При приложении электрического поля к полупроводнику, в нем протекает электрический ток, т.е. имеет

<sup>1)</sup>e-mail: olvmatveev@gmail.com

место упорядоченное движение носителей зарядов со скоростью  $v_0 = \mu_{cc}E$ , где  $\mu_{cc}$  – подвижность носителей заряда. Структура бесконечна в плоскости  $(x, z)$ . Внешнее магнитное поле  $\vec{H}_0$  направлено вдоль оси  $z$ , таким образом, вдоль оси  $x$  в структуре распространяются поверхностные магнитоэлектрические волны (ПМСВ).

Для получения дисперсионного уравнения ПМСВ в исследуемой структуре, вместо сшивания высокочастотных полей на границах слоев был использован метод сшивания их отношений, т.е. поверхностных магнитных проницаемостей. Введем поверхностную магнитную проницаемость в виде  $\mu_s = -j \frac{k_0 b_y}{h_x}$ , где  $b_y$  – нормальная компонента переменной магнитной индукции,  $h_x$  – тангенциальная компонента переменного магнитного поля,  $k_0 = \omega/c$ ,  $\omega$  – частота,  $c$  – скорость света,  $j$  – мнимая единица [8].

Подробный вывод дисперсионного уравнения с использованием метода сшивания магнитных проницаемостей приведен в работе [9]. Дисперсионное соотношение для ПМСВ в однородной ферромагнитной пленке толщины  $d$ , нагруженной слоем полупроводника с поверхностной проводимостью  $Y_s$ , имеет вид:

$$\mu(1 - jY_s) - [jY_s(\mu^2 - \mu_a^2) + \mu_a(1 + jY_s) - 1] \tanh kd = 0, \quad (1)$$

где  $\mu = \frac{\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2}{\omega_H^2 - \omega^2}$ ,  $\mu_a = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}$  – компоненты тензора магнитной проницаемости ферромагнитного слоя,  $\omega_H = \gamma H_0$ ,  $\omega_M = 4\pi\gamma M$  (в линейном случае продольная компонента намагниченности ферромагнитной пленки  $M = M_0$ ),  $\gamma$  – гиромагнитное отношение. Поверхностная проводимость  $Y_s$  интерфейса ферромагнитная пленка – полупроводник может быть определена как:

$$Y_s = j \sqrt{1 + j \frac{\sigma}{c^2 k^2} (\omega - kv_0)}. \quad (2)$$

В длинноволновом приближении ( $kd \ll 1$ ) уравнение (1) будет иметь следующий вид:

$$-\omega^2 + \omega_{\perp}^2 + Dkd = 0, \quad (3)$$

где  $D = \frac{1}{1 - jY_s} (\omega_M(1 + jY_s)(\omega + \omega_H) - j\omega_M^2 Y_s)$ ,  $\omega_{\perp}^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_M)$ .

Волновое уравнение может быть восстановлено из дисперсионного уравнения (3) с помощью замен  $\omega \rightarrow j \frac{\partial}{\partial t}$ ,  $k \rightarrow -j \frac{\partial}{\partial x}$ :

$$\frac{\partial^2 m}{\partial t^2} = -\omega_{\perp}^2 m + \frac{S}{(1 - jY_s)} \left( \omega_M(1 + jY_s) \times \left( S \frac{\partial}{\partial t} + j\omega_H \right) + j\omega_M^2 Y_s \right) d \frac{\partial m}{\partial x}, \quad (4)$$

где  $m = m_x/M_0$  – нормированная высокочастотная компонента вектора намагниченности,  $m_x$  – проекция  $x$  высокочастотной компоненты вектора намагниченности,  $S = \pm 1$  (знак “–” отвечает волне, распространяющейся в положительном направлении оси  $x$ , знак “+” – в отрицательном направлении оси  $x$ ).

Для получения дисперсионного соотношения ПМСВ в периодической структуре было учтено, что величина  $d$  в (4) представляет собой периодическую функцию от продольной координаты  $x$  и имеет вид [10, 11]:

$$d = d_0 + \delta \cos(\pi x/L), \quad (5)$$

где  $d_0 = a - \Delta + \Delta b/L$ ,  $\delta = \frac{2\Delta}{\pi d_0} \sin(\pi b/L)$ . В этом случае, уравнение (4) становится уравнением с периодически меняющимися параметрами. Для решения этого уравнения (при  $\Delta \ll d_0$ ) воспользуемся методом связанных волн, основанном на предположении, что волны, распространяющиеся в прямом и встречном (волны, отраженные от пространственных неоднородностей решетки) направлении в периодической структуре, рассматриваются независимо, но периодическая структура обеспечивает их связь. Решение волнового уравнения (4) с учетом (5) может быть представлено в виде суммы пространственных гармоник прямых и отраженных волн [12]:

$$m = A \exp[j(\omega t - k_0 x)] + B \exp[j(\omega t + k_{-1} x)], \quad (6)$$

где  $A$  и  $B$  – медленно меняющиеся комплексные амплитуды огибающих прямых и отраженных волн,  $f$  – частота,  $\omega = 2\pi f$ ,  $k_0$  – волновое число нулевой гармоники прямой волны,  $k_{-1}$  – волновое число “–1” гармоники отраженной волны. Величины  $k_0$  и  $k_{-1}$  связаны соотношением Брэгга:  $k_{-1} = -k_0 + 2k_B$ , где  $k_B = \pi/L$  – волновое число Брэгга [12].

При высоких уровнях входной мощности ферромагнитная пленка представляет собой нелинейную среду. Основную роль в нелинейных процессах в ферромагнетиках играет увеличение угла прецессии магнитных моментов при увеличении мощности входного сигнала, что приводит к изменению продольной компоненты магнитного момента. Учтем нелинейность ферромагнитной пленки в следующем виде [13]:

$$M \approx M_0(1 - q|m|^2), \quad (7)$$

где  $q = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\omega_H^2}{\omega_{\perp}^2} \right)$ .

Подставляя (6) в систему волновых уравнений (4) и учитывая нелинейность согласно формуле (7), получим следующую систему:

$$\begin{aligned}
 j \left( \frac{\partial A}{\partial t} + V_0 \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \eta_0 A + \kappa_0 B + \\
 + \beta_0 (|A|^2 + 2|B|^2) A = 0, \\
 j \left( \frac{\partial B}{\partial t} - V_{-1} \frac{\partial B}{\partial x} \right) + \eta_{-1} B + \kappa_{-1} A + \\
 + \beta_{-1} (|B|^2 + 2|A|^2) B = 0, \quad (8)
 \end{aligned}$$

где  $V_{0,-1} = D_{0,-1}(Y_s)d_0/2\omega$  – групповые скорости,  $D_{0,-1} = \frac{1}{1-jY_s} (-jY_s\omega_M^2 + \omega_M(\omega_H \pm \omega)(1 + jY_s))$ ,  $\kappa_{0,-1} = \delta V_{0,-1}k_{0,-1}/2$  – параметры периодичности,  $\beta_{0,-1} = -\frac{\omega_H\omega_M + 8D_{0,-1}(Y_s)d_0k_{0,-1}}{4\omega} + j\frac{\omega_M^2 d_0 k_{0,-1} Y_s}{2\omega(1-jY_s)}$  – параметры нелинейности,  $\eta_{0,-1} = \frac{\omega_{\pm}^2 - \omega^2 + D_{0,-1}(Y_s)d_0k_{0,-1}}{2\omega}$  – частотная отстройка. Система уравнений (8) представляет собой систему нелинейных уравнений связанных волн и описывает динамику огибающих ПМСВ в структуре МК/ПП. Все коэффициенты в системе зависят от поверхностной проводимости, которая в свою очередь зависит от дрейфовой скорости носителей заряда.

Приравнявая определитель системы (8) к нулю, в линейном случае получим дисперсионное соотношение для ПМСВ в рассматриваемой структуре в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 (-\omega^2 + \omega_{\pm}^2 + D_0 k d_0) (-\omega^2 + \omega_{\pm}^2 + D_{-1} k_{-1} d_0) = \\
 = D_0 D_{-1} \cdot k k_{-1} \delta^2. \quad (9)
 \end{aligned}$$

**Линейные эффекты.** Результаты расчета дисперсионных характеристик по уравнению (9) для различных значений дрейфовой скорости электронов  $v_0$  в слое ПП представлены на рис. 2а. На этом рисунке показаны дисперсионные характеристики прямой и отраженной ПМСВ при отсутствии связи между ними. Запрещенные зоны для ПМСВ в структуре МК/ПП образуются на пересечении дисперсионных характеристик этих типов волн (выделены темными кругами). Если скорость дрейфа электронов сонаправлена с ПМСВ, увеличение скорости дрейфа сдвигает запрещенную зону вниз по частоте.

При  $v_0 = 0$  центральная частота запрещенной зоны соответствует точке пересечения синих кривых и равна  $\omega_1$ . Запрещенная зона в одиночном МК образуется при  $k_B = \pi/L$  [7]. В структуре МК/ПП запрещенная зона формируется на волновых числах, отличных от брэгговского волнового числа Брэгга: при  $k_0 = k_{-1} \neq k_B$ . Это явление можно объяснить невзаимностью ПМСВ в исследуемой структуре. Для

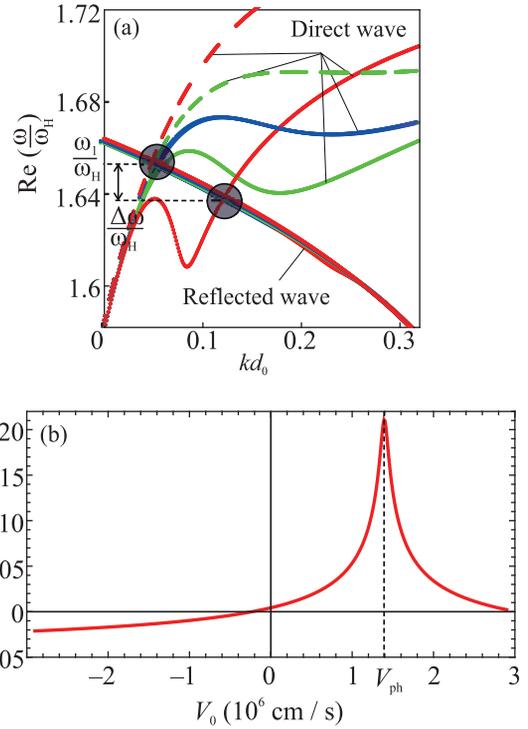


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Дисперсионные характеристики прямых и отраженных ПМСВ при различных значениях дрейфовой скорости  $v_0$  в полупроводнике:  $v_0 = 0$  (синяя сплошная кривая),  $v_0 = 0.4 \cdot 10^6$  см/с (зеленая сплошная кривая),  $v_0 = 1.3 \cdot 10^6$  см/с (красная сплошная кривая),  $v_0 = -0.4 \cdot 10^6$  см/с (зеленая пунктирная кривая),  $v_0 = -1.3 \cdot 10^6$  см/с (красная пунктирная кривая). (б) – Теоретическая зависимость сдвига запрещенной зоны от дрейфовой скорости

ПМСВ, распространяющейся в плоскости  $x = a$  в прямом направлении, распределение магнитного потенциала сосредоточено на границе раздела между ферромагнитной пленкой и полупроводником, соответственно, эта волна более чувствительна к проводимости полупроводника. Формирование запрещенной зоны при волновом числе, отличном от брэгговского волнового числа, ранее рассматривалось в магнитных кристаллах с металлизацией [14, 15]. Как показано на рис. 2а, увеличение скорости дрейфа влияет только на поведение дисперсионных характеристик только прямых волн, распространяющихся по поверхности МК, контактирующей с ПП, но не на поведение отраженных волн, которые распространяются по противоположной поверхности, контактирующей с диэлектриком. Если скорость дрейфа сонаправлена с направлением ПМСВ ( $v_0 > 0$ ), увеличение скорости дрейфа приводит к сдвигу запрещенной зоны вниз по частоте на величину  $\Delta\omega$ , если же скорость дрейфа противоположна направлению

ПМСВ ( $v_0 < 0$ ), то положение запрещенной зоны не меняется.

Зависимость сдвига частоты запрещенной зоны от величины и направления скорости носителей заряда показана на рис. 2b. Видно, что этот сдвиг максимален при  $v_0 = V_{ph}$ , где  $V_{ph}$  – фазовая скорость ПМСВ. Из формулы (2) видно, что при  $v_0 = V_{ph}$  имеем  $Y_s = j$ , т.е. реализуется предельный переход к структуре МК, нагруженном диэлектрической пластиной, сдвиг запрещенной зоны в этом случае максимален. Дисперсионное уравнение (9) является несимметричным относительно значения  $v_0 = 0$  и нелинейным относительно  $v_0$ , в результате, как видно из рис. 2b, в случае, когда направление скорости зарядов и ПМСВ сонаправлены ( $v_0 > 0$ ), запрещенная зона сдвигается намного больше, чем в обратном случае (встречные волны ( $v_0 < 0$ )).

**Нелинейные эффекты.** Среди нелинейных эффектов в МК/ПП было исследовано формирование целевых солитонов [7]. Такие солитоны формируются при распространении сигнала в периодических структурах на частотах брэгговских запрещенных зон. Одной из основных особенностей целевых солитонов является то, что их скорость оказывается меньше скорости волны в однородных ферромагнитных структурах.

Рассмотрим особенности распространения импульсов амплитуды огибающей ПМСВ в исследуемой структуре. Система уравнений (8) решалась численно со следующими начальными и граничными условиями:  $A(x, 0) = B(x, 0) = B(l, t) = 0$ ,  $A(0, t) = A_0 f(t)$ , где  $A_0$  – амплитуда входного импульса,  $f(t)$  – функция, которая определяет форму входного прямоугольного импульса (показан пунктирной линией на рис. 3),  $l$  – длина структуры. Введем коэффициент пропускания структуры МК/ПП в следующем виде:  $T = \int_0^{t_{max}} |A(l, t)|^2 dt / \int_0^{t_{max}} |A(0, t)|^2 dt$ , где  $t_{max}$  – время наблюдения.

Вставка к рис. 3 показывает зависимость коэффициента пропускания от частоты сигнала в трех случаях: линейном случае в отсутствие дрейфа зарядов ( $|A_0|^2 = 1 \cdot 10^{-4}$ ,  $v_0 = 0$ ), нелинейном случае в отсутствие дрейфа зарядов ( $|A_0|^2 = 1.6 \cdot 10^{-3}$ ,  $v_0 = 0$ ) и нелинейном случае при наличии дрейфа зарядов ( $|A_0|^2 = 1.6 \cdot 10^{-3}$ ,  $v_0 = 1.7 \cdot 10^5$  см/с). В линейном случае при малой амплитуде входного сигнала и отсутствии дрейфа зарядов центральная частота запрещенной зоны равна  $f_{lin}$  (черная кривая). При увеличении входной амплитуды происходит нелинейный сдвиг запрещенной зоны в низкочастотную область (зеленая кривая). Центральная частота запрещенной зоны оказывается равной  $f_{nl}$ . Отметим, что

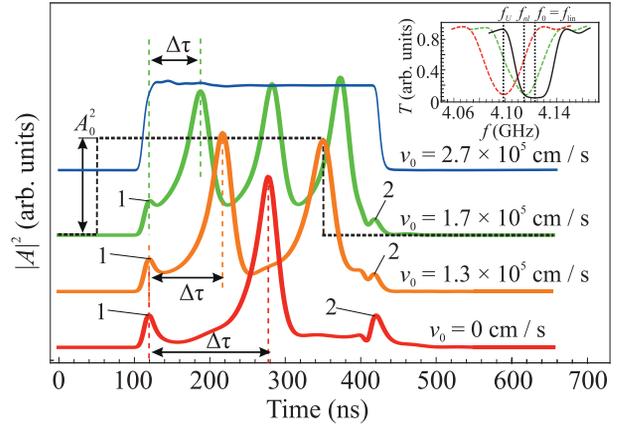


Рис. 3. (Цветной онлайн) Временные профили входного импульса (пунктирная кривая) и выходных импульсов (на длине  $x = l$ , сплошные кривые) при различных значениях дрейфовой скорости носителей заряда  $v_0$  в полупроводнике. На вставке показаны зависимости коэффициента пропускания  $T$  от частоты входного сигнала при  $|A_0|^2 = 1 \cdot 10^{-4}$  и  $v_0 = 0$  (черная кривая),  $|A_0|^2 = 1.6 \cdot 10^{-3}$  и  $v_0 = 0$  (зеленая кривая),  $|A_0|^2 = 1.6 \cdot 10^{-3}$  и  $v_0 = 1.7 \cdot 10^5$  см/с (красная кривая)

эффект нелинейного сдвига запрещенной зоны ранее был описан теоретически для спиновых волн в однородных и связанных магнитных кристаллах без полупроводникового слоя [7, 16]. При увеличении скорости дрейфа зарядов запрещенная зона сдвигается еще ниже по частоте (красная кривая), центральная частота запрещенной зоны становится равной  $f_U$ .

Дисперсионные уравнения для прямой и отраженной волн в отсутствие связи (в этом случае правая часть уравнения (9) равна нулю) будут иметь следующий вид:  $-\omega^2 + \omega_{\pm 1}^2 + D_{0,-1}k_{0,-1}d_0 = 0$ . Условие фазового синхронизма, при котором взаимодействие прямой и отраженной волны приводит к формированию запрещенной зоны для ПМСВ, выполняется при  $k_0 = k_{BG}$ , которое может быть найдено из условия  $D_0k_0 = D_{-1}k_{-1}$ . Если частота входного сигнала лежит в малой окрестности центра запрещенной зоны, можно положить  $k_0 = k_{-1}$ , и тогда  $V_{0,-1} = V$ ,  $\kappa_{0,-1} = \kappa$ ,  $\beta_{0,-1} = \beta$ ,  $\eta_{0,-1} = \eta$ . Для рассмотрения нелинейных эффектов и зависимости от скорости дрейфа зарядов, выберем частоту входного сигнала  $f_0$  в центре запрещенной зоны в линейном случае ( $f_0 = f_{lin}$ ), тогда  $f_0 > f_{nl}$ . В таком случае в системе уравнений (8) получаем, что  $\eta \approx \omega_{BG} - \omega < 0$  – отстройка от центральной частоты запрещенной зоны при заданном значении скорости дрейфа зарядов.

Обсудим особенности прохождения импульсов в зависимости от скорости дрейфа зарядов в полупроводнике на основе численного решения системы (8).

На рисунке 3 показаны формы входного импульса (пунктирная кривая) и формы выходного импульса при различных значениях дрейфовой скорости. При амплитуде входного сигнала  $|A_0|^2 = 1 \cdot 10^{-4}$  и  $v_0 = 0$  (красная кривая) щелевой солитон формируется между импульсами 1 и 2 (данные импульсы отвечают фронту и срезу входного прямоугольного импульса и являются следствием его дифференцирования). Видно, что увеличение дрейфовой скорости ( $v_0 = 1.3 \cdot 10^5$  см/с, оранжевая кривая) приводит к тому, что формируется второй щелевой солитон, при этом первоначальный щелевой солитон оказывается ближе к импульсу 1, т.е. его скорость увеличивается. При дальнейшем увеличении скорости дрейфа ( $v_0 = 1.7 \cdot 10^5$  см/с, зеленая кривая) также наблюдается увеличение скорости солитонов и их количества. Основную роль в данном случае играет увеличение отстройки  $|\eta|$  частоты входного сигнала от частоты запрещенной зоны при увеличении дрейфовой скорости. При этом изменения групповой скорости, параметров периодичности и нелинейности при изменении дрейфовой скорости оказываются незначительными. Дальнейшее увеличение скорости дрейфа ( $v_0 = 2.7 \cdot 10^5$  см/с, синяя кривая) приводит к тому, что выходной импульс получает прямоугольную форму, т.е. проходит без формирования щелевых волитонов. Данный эффект объясняется тем, что при данной величине дрейфовой скорости запрещенная зона сдвигается вниз по частоте (см. красную кривую на вставке к рис. 3), и частота входного сигнала  $f_0$  оказывается за пределами запрещенной зоны.

**Заключение.** Таким образом, в данной работе на основе теоретических исследований показана возможность электрического управления характеристиками запрещенных зон в структуре МК/ПП. Был обнаружен способ электрического управления параметрами солитонов, в частности, количеством импульсов и их скоростью с помощью тока в полупроводнике. Полученные в работе результаты позволяют рассматривать периодические гетероструктуры на основе ферромагнитных и полупроводниковых слоев в качестве перспективных кандидатов для интеграции магнанных элементов в полупроводниковую архитектуру. Исследования нелинейных эф-

фектов формирования и распространения солитонов важны в телекоммуникационных задачах сжатия импульсов и увеличения скорости передачи данных.

Работа выполнена при поддержке Министерства высшего образования и науки РФ в рамках выполнения государственного задания (проект # FSRR-2020-0005).

1. Al. A. Nikitin, An. A. Nikitin, A. V. Kondrashov, A. B. Ustinov, B. A. Kalinikos, and E. Lähderanta, *J. Appl. Phys.* **122**, 153903 (2017).
2. Y. K. Fetisov and G. Srinivasan, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 143503 (2006).
3. S. Yamada, N. S. Chang, and Y. Matsuo, *J. Appl. Phys.* **53**, 5979 (1982).
4. Ю. В. Гуляев, С. А. Никитов, *ФТТ* **25**, 1446 (1983).
5. L. V. Lutsev, A. I. Stognij, N. N. Novitskii, V. E. Bursian, A. Maziewski, and R. Gieniusz, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51**, 355002 (2018).
6. A. S. Kindyak, A. D. Boardman, and V. V. Kindyak, *J. Magn. Magn. Mater.* **253**, 8 (2002).
7. S. E. Sheshukova, M. A. Morozova, E. N. Beginin, Y. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, *Phys. Wave Phenom.* **21**, 304 (2013).
8. P. R. Emtage, *J. Appl. Phys.* **49**, 4475 (1978).
9. M. A. Morozova, D. V. Romanenko, A. A. Serdobintsev, O. V. Matveev, Yu. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, *J. Magn. Magn. Mater.* **514**, 167202 (2020).
10. M. A. Morozova, S. V. Grishin, A. V. Sadovnikov, Yu. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, *IEEE Trans. Magn.* **50**, 4007204 (2014).
11. M. A. Morozova, S. V. Grishin, A. V. Sadovnikov, D. V. Romanenko, Yu. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 242402 (2015).
12. Д. Маркузе, *Оптические волноводы*, Мир, М. (1974).
13. В. П. Лукомский, *Укр. физ. журн.* **23**, 134 (1978).
14. M. Mruczkiewicz, E. S. Pavlov, S. L. Vysotsky, M. Krawczyk, Yu. A. Filimonov, and S. A. Nikitov, *Phys. Rev. B* **90**, 174416 (2014).
15. V. D. Bessonov, M. Mruczkiewicz, R. Gieniusz, U. Guzowska, A. Maziewski, A. I. Stognij, and M. Krawczyk, *Phys. Rev. B* **91**, 104421 (2015).
16. A. B. Ustinov, A. V. Drozdovskii, and B. A. Kalinikos, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 142513 (2010).