

ОДНОМЕРНЫЕ МАГНИТОФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ С ДВОЙНЫМИ МАГНИТООПТИЧЕСКИМИ СЛОЯМИ

В. Н. Бержанский^{a}, А. Н. Шапошников^a, А. Р. Прокопов^a,*

А. В. Каравайников^a, Т. В. Михайлова^a, И. Н. Лукиенко^b,

*Ю. Н. Харченко^{b**}, В. О. Голуб^{c***}, О. Ю. Салюк^c, В. И. Белотелов^{d,e****}*

^a Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского
295007, Симферополь, Россия

^b Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина Национальной академии наук Украины
61103, Харьков, Украина

^c Институт магнетизма Национальной академии наук и Министерства образования и науки Украины
03142, Киев, Украина

^d Российский квантовый центр
143025, Сколково, Московская обл., Россия

^e Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 апреля 2016 г.

Представлены результаты создания и исследования одномерных магнитофотонных кристаллов-микрорезонаторов с негранатовыми диэлектрическими зеркалами, в которых для получения высокого магнитооптического отклика слой-дефекты выполнены в виде двойных слоев висмут-замещенных ферритовых гранатов иттрия Bi_3YIG с разным содержанием висмута в слоях. С целью достижения высоких значений угла фарадеевского вращения Θ_F и магнитооптической добротности Q проведена оптимизация параметров слоев магнитофотонных кристаллов путем численного решения уравнений Максвелла методом матриц переноса. Показано хорошее совпадение расчетных данных и эксперимента. Наибольшие значения $\Theta_F = -20.6^\circ$, $Q = 8.1^\circ$ при коэффициенте усиления $t = 16$ получены для магнитофотонных кристаллов с числом пар слоев в зеркалах Брэгга $m = 7$, а для кристаллов с $m = 4$ определены величины $\Theta_F = -12.5^\circ$, $Q = 14.3^\circ$ при $t = 8.5$. Сделан вывод, что подобные структуры наряду с полностью гранатовыми и мультидефектными магнитофотонными кристаллами обладают высокими магнитооптическими характеристиками.

DOI: 10.7868/S004445101611002X

1. ВВЕДЕНИЕ

Одномерные фотонные кристаллы — пространственно-неоднородные структуры, характеризующиеся изменением диэлектрической проницаемости вдоль одной координаты с периодом, сопоставимым с длиной волны света, на которую они рассчитаны.

Если в состав фотонного кристалла входят магнитоупорядоченные материалы, то такую структуру называют одномерным магнитофотонным кристаллом (МФК) [1–18]. МФК являются перспективными средствами для создания на их основе таких устройств магнитооптики, как магнитооптические (МО) модуляторы [7–9], оптические изоляторы [10, 11], высокочувствительные датчики магнитных полей [12, 13], элементы МО-дисплеев [14] и других.

Среди МФК выделяют так называемые микрорезонаторные [2–5, 15] и периодические мультислойные [2, 16–18] структуры. Микрорезонансная структура представляет собой МФК, центральной частью которого является МО-слой с оптической толщиной,

* E-mail: v.n.berzhansky@gmail.com

** E-mail: kharchenko@ilt.kharkov.ua

*** E-mail: v_o_golub@yahoo.com

**** E-mail: belotelov@physics.msu.ru

кратной половине резонансной длины волны λ_R , обрамленный двумя диэлектрическими зеркалами, состоящими из нескольких ячеек одномерного фотонного кристалла с оптической толщиной слоев $\lambda_R/4$. Таким образом, в данном случае МФК — это фотонный кристалл с МО-дефектом. Под периодическим мультислойным МФК понимается одномерный кристалл, состоящий из периодически нанесенных слоев магнитного и немагнитного материалов. Наличие фотонной запрещенной зоны в спектрах пропускания — уникальное свойство МФК. При этом в середине фотонной запрещенной зоны на длине волны λ_R в микрорезонаторных МФК или на краю зоны в периодических МФК наблюдается резонансное пропускание света и усиление МО-эффектов.

В качестве МО-слоев в МФК обычно используются пленки висмута замещенного феррита–граната иттрия ($\text{Bi}: \text{YIG}$), обладающие высокими магнитооптическими (удельное фарадеевское вращение θ_F) и оптическими (коэффициент пропускания T) характеристиками в видимой и ближней инфракрасной областях спектра [19].

Пленки ферритов–гранатов для МФК в основном получают методами вакуумного осаждения, такими как реактивное ионно–лучевое распыление [20, 21], высокочастотное (ВЧ) магнетронное распыление [15–17, 20, 22, 23], а также импульсное лазерное осаждение [4–6, 24, 25]. Кристаллизацию пленок осуществляют как в процессе осаждения, так и после его окончания отжигом в вакууме в присутствии кислорода или на воздухе при атмосферном давлении.

В качестве материалов диэлектрических зеркал Брэгга в основном используют окислы Ta_2O_5 (или TiO_2) и SiO_2 , обладающие требуемой прозрачностью и, соответственно, большим и малым показателями преломления. Для получения высококачественных МФК, как правило, необходим контроль толщины слоев зеркал в процессе осаждения. Например в работе [14] авторами получены МФК с наилучшими, на наш взгляд, характеристиками по коэффициенту усиления МО-эффекта: для микрорезонаторного МФК $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^9/\text{Bi}: \text{YIG}/(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^9$ на длине волны $\lambda_R = 1310$ нм определены значения $T = 46.79\%$, $\Theta_F = -5.41^\circ$, что соответствует усилинию эффекта Фарадея в 150 раз в сравнении с чистой пленкой $\text{Bi}: \text{YIG}$. К сожалению, состав пленок $\text{Bi}: \text{YIG}$ в работе не указан.

Первые полностью гранатовые МФК со структурой микрорезонатора и дефектными слоями из чистого $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (BIG), $(\text{BIG}/\text{YIG})^4/\text{BIG}^4/$

$(\text{YIG}/\text{BIG})^4$ и $(\text{BIG}/\text{YIG})^6/\text{BIG}^4/(\text{YIG}/\text{BIG})^6$, изготовлены авторы работ [4, 24]. Максимальные значения характеристик получены для полностью гранатовых МФК $(\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Sm}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12})^m$, изготовленных методом ВЧ-распыления на подложках $\text{Ca}, \text{Mg}, \text{Zr}: \text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (111) и $\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$ (001) [6, 25]: на длине волны $\lambda_R = 750$ нм получены величины $\theta_F = -20.5$ град/мкм, МО-добротность $Q = 2|\theta_F|/\alpha = 66^\circ$, где α — коэффициент поглощения МФК.

Предполагалось, что значительный рост Θ_F при высокой прозрачности обеспечат многорезонаторные МФК (или связанные микрорезонаторы) [11, 26], в которых два и более МО-дефекта располагаются между зеркалами Брэгга. Например, согласно расчетам [11], двухдефектный МФК со структурой $(\text{N}_2/\text{N}_1)^m/\text{M}/(\text{N}_1/\text{N}_2)^m/\text{N}_1/(\text{N}_2/\text{N}_1)^m/\text{M}/(\text{N}_1/\text{N}_2)^m$, где M и N_1, N_2 — магнитный и немагнитные слои, при $m = 8$ и толщине 12.98 мкм должен обеспечивать угол $\Theta_F = -46.79^\circ$ и коэффициент пропускания $T = 99.95\%$. Трехдефектный МФК со структурой $\text{N}_1/(\text{N}_2/\text{N}_1)^m/\text{N}_2/\text{M}/\text{N}_2/(\text{N}_1/\text{N}_2)^m/\text{N}_1/(\text{N}_2/\text{N}_1)^m/\text{N}_2/\text{M}/\text{N}_2/(\text{N}_1/\text{N}_2)^m/\text{N}_1/\text{M}/\text{N}_2/(\text{N}_1/\text{N}_2)^m/\text{N}_1$ при $m = 8$ должен был обеспечить $\Theta_F = -50.41^\circ$ и $T = 99.41\%$. Для трехдефектного МФК со слоями GGG/Bi: YIG, где GGG — $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$, и $\text{SiO}_2/\text{Bi}: \text{YIG}$ расчетные значения составили $\Theta_F = -45.89^\circ$, $T = 96.9\%$ при толщине всего МФК 45.9 мкм [26].

Сравнение расчетных данных [11, 26] с экспериментальными [20] показало, например, что в двухдефектном МФК со структурой BM/G/BM/S//BM/G/BM, где BM — зеркала Брэгга на основе слоев $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$, G — гранат состава $\text{Bi}_{0.5}\text{Dy}_{0.7}\text{Y}_{1.8}\text{Fe}_{3.3}\text{Al}_{1.7}\text{O}_{12}$, S — разделительный слой из SiO_2 при $m = 8$ на $\lambda_R = 1064$ нм получены величины $\Theta_F = -0.8^\circ$ и $T = 22\%$, что значительно меньше предсказанных в работах [11, 26]. Для чистой пленки Bi: YIG этого же состава в этом же спектральном диапазоне угол $\Theta_F = -0.1^\circ$.

В двухдефектном МФК, изготовленном соединением двух половинок одного и того же МФК на подложке $(\text{GdCa})_3(\text{GaMgZr})_5\text{O}_{12}$ с МО-дефектом на основе слоев Bi: YIG, на $\lambda_R = 1149$ нм были получены значения $\Theta_F = -1.17^\circ$ и $T = 61\%$ [27]. Авторы полагают, что кристаллизация слоя Bi: YIG при 710°C и склейка значительно ухудшили характеристики МФК по сравнению с расчетными.

При изготовлении МФК с немагнитными негранатовыми диэлектрическими слоями в качестве зеркал Брэгга основной проблемой является кристаллизация пленок Bi: YIG на этих слоях. В этом слу-

чае рост пленок происходит по механизму спонтанной кристаллизации с формированием поликристаллических пленок. Наши эксперименты по синтезу пленок Bi_3YIG методом реактивного ионно-лучевого распыления на негранатовых слоях с последующим высокотемпературным отжигом на воздухе при атмосферном давлении показали, что ожидаемое для выбранного состава значение Θ_F и соответствующие рефлексы на рентгенограммах дают только пленки с содержанием Bi в пределах 1 ат./форм. ед. Кристаллизация пленок с высоким содержанием Bi (1.5 ат./форм. ед. и более), как правило, заканчивалась неудачей: величина Θ_F не достигала ожидаемых значений. В публикациях по созданию МФК методами вакуумного напыления большинство авторов также оперируют составами с содержанием Bi в пределах 1 ат./форм. ед. [10, 16, 17, 28].

Целью настоящей работы явилось создание МФК микрорезонаторного типа с негранатовыми диэлектрическими зеркалами, обладающими высокими абсолютными значениями угла фарадеевского вращения и МО-добротности, близкими к характеристикам полностью гранатовых МФК. Для решения этой технологической задачи в качестве МО-слоев МФК были использованы двуслойные пленки с малым и большим содержанием висмута в слоях.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для реализации идеи создания МФК с большим МО-откликом была рассчитана и изготовлена серия микрорезонаторных МФК на основе двуслойных и однослойных (для сравнения) МО-пленок с количеством пар слоев в зеркалах Брэгга $m = 4$ и $m = 7$ на подложках из плавленого кварца КУ-1. Расчет проводили путем численного решения уравнений Maxwella методом матриц переноса [29].

Моделировались различные конфигурации одномерных МФК, имеющих общую формулу $\text{KU}-1/(TiO_2/SiO_2)^m/M/(SiO_2/TiO_2)^m$, где M — однослочная или двуслойная МО-пленка со следующими параметрами:

M_{BiL} — однослочная пленка (или нижний слой) с низким содержанием Bi , наносимая и кристаллизуемая на нижнее зеркало Брэгга $(TiO_2/SiO_2)^m$;

$M_{\text{BiL}}/M_{\text{BiH}}$ — двуслойная пленка, M_{BiH} — слой с высоким содержанием Bi .

Модельным слоям M_{BiL} и M_{BiH} соответствовали реальные МО-слои следующих составов (a — параметр решетки МО-слоя):

$M1 = \text{Bi}_{1.0}\text{Y}_{0.5}\text{Gd}_{1.5}\text{Fe}_{4.2}\text{Al}_{0.8}\text{O}_{12}$, одноосная анизотропия, $a_{M1} = 1.2444$ нм (M_{BiL});

$M2 = \text{Bi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, анизотропия в плоскости, $a_{M2} = 1.2600$ нм (M_{BiH});

$M3 = \text{Bi}_{1.5}\text{Gd}_{1.5}\text{Fe}_{4.5}\text{Al}_{0.5}\text{O}_{12}$, одноосная анизотропия, $a_{M3} = 1.2535$ нм (M_{BiH}).

МО-добротность МФК определялась как [5, 30]

$$Q = 2|\theta_F|/\alpha, \quad (1)$$

где θ_F — удельное фарадеевское вращение МФК, определенное нормированием угла фарадеевского вращения Θ_F на суммарную толщину МО-слоев; $\alpha = -\ln(T)/D$ — коэффициент поглощения МФК; D — суммарная толщина МО-слоев.

МО-пленки изготавливали методом реактивного ионно-лучевого распыления на установке УРМ 3-279.014 в кислородно-аргоновой смеси с использованием ионно-лучевого источника «Холодок-1» при содержании кислорода и аргона в смеси, соответственно 70 и 30 %, при ускоряющем напряжении на аноде источника $U = 5$ кВ и токе пучка $I = 160$ мА. Скорость осаждения МО-слоев составляла от 6 до 8 нм/мин в зависимости от состава мишени; скорость распыления пленок с большим содержанием Bi была выше.

Согласно данным микроанализа и экспериментально определенным значениям параметров решеток МО-пленок, их составы были близки к составам соответствующих мишней.

МО-пленки каждого из МФК наносились индивидуально. Мишени для распыления изготавливали по стандартной керамической технологии. Напыленные пленки были аморфны, и для их кристаллизации применяли отжиг на воздухе при атмосферном давлении и температурах в диапазоне 680–710 °C в зависимости от состава пленок [21, 31]. Для сравнения характеристик чистые пленки Bi_3YIG всех составов наносились и кристаллизовались на подложках гадолиний-галлиевого граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (GGG) ориентации (111).

Как будет показано ниже, для получения пленок Bi_3YIG с минимальной шероховатостью при изготовлении МФК, их кристаллизацию следует вести при малых скоростях нагрева. Поэтому кристаллизационный отжиг МО-слоев МФК проводили плавным нагревом со скоростью около 2 град/мин и выдержкой при температуре кристаллизации в течение 1 ч с последующим охлаждением с малой скоростью.

Диэлектрические зеркала Брэгга изготавливали методом электронно-лучевого испарения на установке УВН 2000 с оптическим контролем толщины в процессе осаждения. В качестве материалов зер-

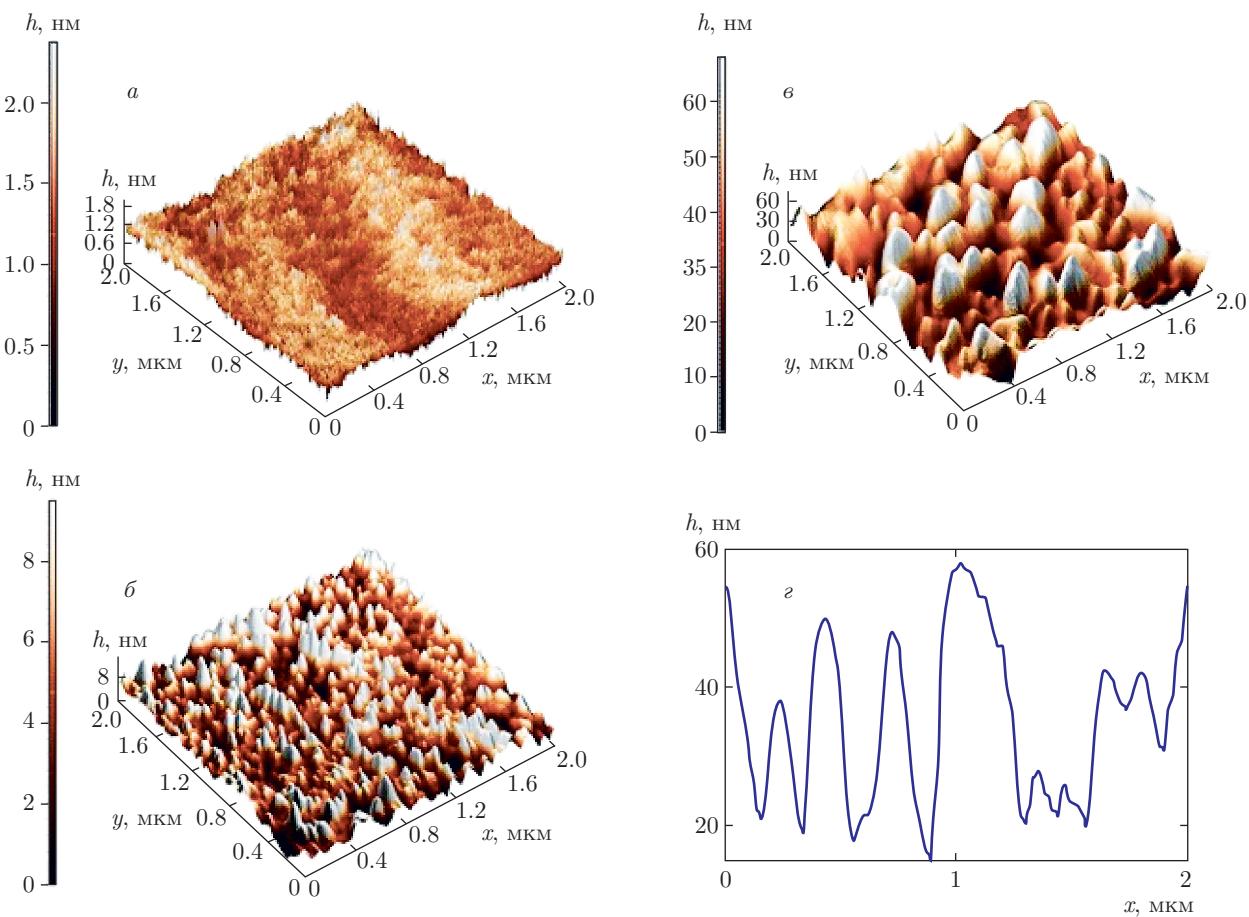


Рис. 1. (В цвете онлайн) ACM-изображения поверхности подложки GGG (*а*) и пленок Bi:YIG состава $\text{Bi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, кристаллизованных при скоростях нагрева 2 град/мин (*б*) и 40 град/мин (*в*); *г* — сечение ACM-изображения на рис. 1*в* вдоль оси *x* (*y* = 0)

кал использовали окислы TiO_2 и SiO_2 , обладающие соответственно большим (2.3) и малым (1.5) показателями преломления и хорошей прозрачностью в видимой и ИК-областях оптического спектра. Зеркала с одинаковым количеством пар слоев изготавливали в одном вакуумном цикле.

Спектральные зависимости коэффициента пропускания и угла фараадеевского вращения пленок Bi:YIG и МФК измеряли в диапазоне длин волн от 400 до 800 нм на спектральной установке на базе комплекса КСВУ-6 с двойным дифракционным монохроматором МДР-6 в поле 7 кЭ, значительно превышающем поле насыщения любого из МО-слоев МФК. Параметры ферромагнитного резонанса измеряли на спектрометре Bruker Elexis E500 на частоте 9.3 ГГц. Состояние поверхности пленок Bi:YIG исследовали с помощью атомно-силового микроскопа (ACM) SolverPro.

МО-характеристики пленок Bi:YIG определяли по МО-петлям гистерезиса, измеренным с помощью магнитополяриметра на эффекте Фарадея на длине волны 655 нм. Толщину пленок определяли с помощью микрointерферометра МИИ-4.

Химический состав синтезированных мишеней и пленок исследовали с помощью растрового электронного микроскопа РЭМ-106 со спектрометром энергетической дисперсии ЭДС-1. Параметры решеток синтезированных пленок определяли с помощью дифрактометра ДРОН-3 и рассчитывали по данным анализа состава согласно закону Вегарда [32].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Пленки Bi:YIG, кристаллизованные отжигом на воздухе при атмосферном давлении, в зависимости от режима кристаллизационного отжига могут об-

ладать повышенной шероховатостью, что может отрицательно сказываться на свойствах МФК. Экспериментально было установлено, что понизить шероховатость можно уменьшением скорости нагрева аморфных пленок в предкристаллизационный период. ACM-изображения поверхности подложки GGG и пленок Bi:YIG состава Bi_{2.8}Y_{0.2}Fe₅O₁₂, кристаллизованных при скоростях нагрева примерно 2 град/мин (А-пленки) и 40 град/мин (Б-пленки), представлены на рис. 1 [33]. Толщина пленок 150 нм. Пленки кристаллизовали путем отжига в течение 20 мин при температуре 650 °C.

Плотность кристаллитов в А-пленках была значительно выше, чем в Б-пленках. Средний размер (диаметр) кристаллитов в них не превышал 100 нм, средняя шероховатость — 2 нм. В Б-пленках средний размер кристаллитов составлял около 240 нм, средняя шероховатость достигала 9 нм. Пропускание А-пленок было примерно на 10 % выше, чем Б-пленок, однако фараадеевское вращение пленок было одинаковым и не зависело от скорости нагрева.

Наблюдаемая разница в степени шероховатости пленок объясняется тем, что процесс зародышеобразования и рост А-пленок происходят по так называемому механизму роста на атомарно-гладкой поверхности. В случае Б-пленок имеет место селективный механизм роста, т. е. рост на выделенных (преимущественных) центрах кристаллизации. Таким образом, можно, управляя скоростью нагрева, контролировать шероховатость и оптические характеристики пленок, не меняя их МО-характеристики. Это может иметь большое значение, например, при формировании магнитоплазмонных структур на основе напыленных пленок Bi:YIG [34–37].

В случае кристаллизации двуслойных пленок Bi:YIG на подложках GGG (подслой — пленки состава M1 толщиной около 20 нм) нагрев основного слоя M2 состава Bi_{2.8}Y_{0.2}Fe₅O₁₂ со скоростью 2 град/мин в предкристаллизационный период также давал менее шероховатые поверхности, чем нагрев со скоростью 40 град/мин; средние значения шероховатости составляли соответственно 2.5 и 4.0 нм (рис. 2) [33].

При изготовлении МФК с двойными МО-слоями их оптические толщины l_M были заданы таким образом, чтобы внутри фотонной запрещенной зоны возникали два резонансных пика на длинах волн λ_{R1} и λ_{R2} :

$$\lambda_0 < l_M < 3\lambda_0/2, \quad (2)$$

$$\lambda_0/2 < l_M < \lambda_0, \quad (3)$$

$$l_M = n_{M1}h_{M1} + n_{M2}h_{M2}, \quad (4)$$

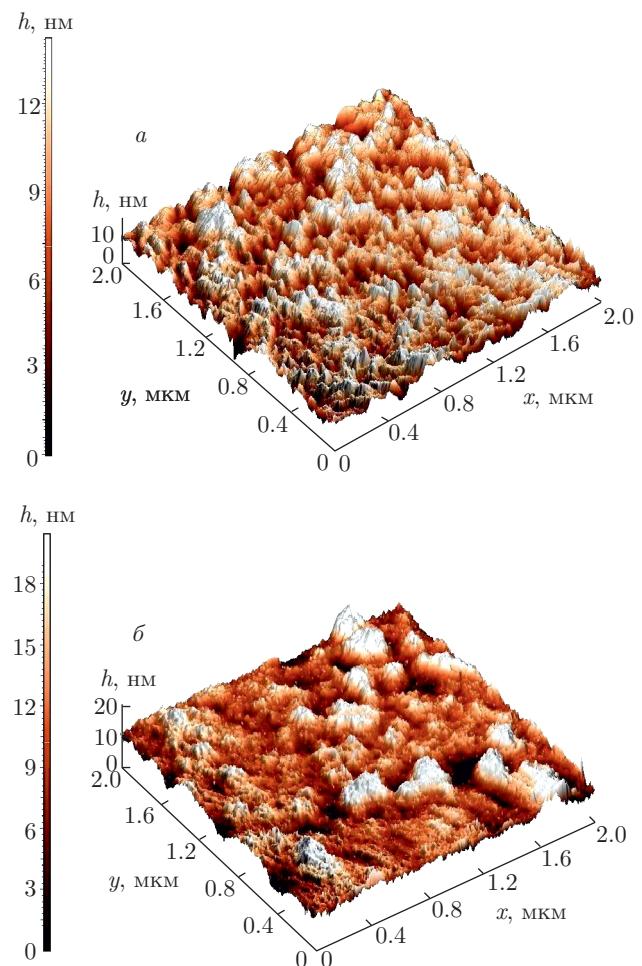


Рис. 2. (В цвете онлайн) ACM-изображения поверхностей пленок состава Bi_{2.8}Y_{0.2}Fe₅O₁₂ с подслоем состава M1, кристаллизованных при скоростях нагрева 2 град/мин (а) и 40 град/мин (б)

где λ_0 — центр фотонной запрещенной зоны зеркала Брэгга, n_{M1} , n_{M2} и h_{M1} , h_{M2} — соответственно показатели преломления и толщины слоев M1 и M2 (или M3).

Схематическое изображение микрорезонаторного МФК со структурой КУ-1/(TiO₂/SiO₂)^{*m*}/M1//M₂/(SiO₂/TiO₂)^{*m*} показано на рис. 3. Типичные рассчитанные и экспериментальные спектральные зависимости T и Θ_F МФК с $m = 4$ и $m = 7$ (№ 4–2 и № 7–1 в таблице), а также спектральные зависимости коэффициентов пропускания T соответствующих нижних зеркал представлены на рис. 4 [38, 39].

Характерной особенностью спектров нижних зеркал МФК с $m = 4$ и $m = 7$ является наличие

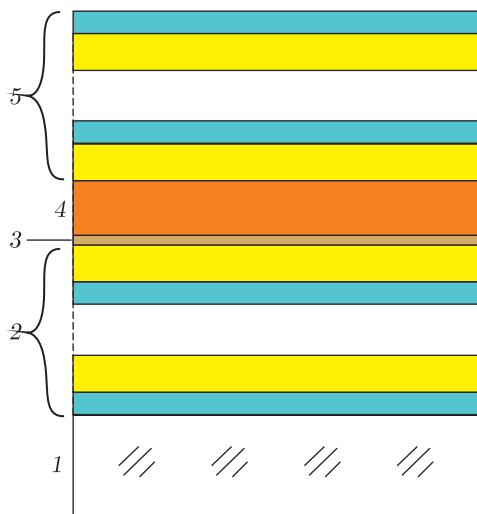


Рис. 3. Схематическое изображение микрорезонаторных МФК со структурой КУ-1/($\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$)^{*m*}/M1/M2/($\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$)^{*m*}: 1 — подложка из плавленого кварца КУ-1; 2 — пары зеркал $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$; 3, 4 — соответственно подслой и основной МО-слой; 5 — пары зеркал $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$

ярко выраженных фотонных запрещенных зон в диапазонах длин волн от 580 до 820 нм. Для зеркал с $m = 4$ минимальное значение $T = 15.3\%$ наблюдается на длине волны 674 нм, для зеркал с $m = 7$ минимальное значение $T = 1.3\%$ — на длине волны 683 нм. Эти значения λ_0 были приняты как резонансные длины волн при расчете толщин МО-слоев соответствующих МФК. Оптический контроль толщины диэлектрических слоев во время их нанесения обеспечил воспроизводимость оптических свойств зеркал с одинаковым количеством пар слоев близкую к 100 %.

Из спектральных зависимостей коэффициентов пропускания T нижних зеркал были определены фактические толщины слоев зеркал Брэгга: $h_{\text{SiO}_2} = 116$ нм, $h_{\text{TiO}_2} = 75$ нм для $m = 4$ и $h_{\text{SiO}_2} = 117$ нм, $h_{\text{TiO}_2} = 76$ нм для $m = 7$. Эти значения были использованы для проведения расчетов и построения теоретических спектральных зависимостей углов фарадеевского вращения Θ_F кристаллов. Оптические толщины l_M МО-слоев вычислены на основе показателей преломления n_{M1} и n_{M2} для $\lambda_0 = 683$ нм и толщин h_{M1} и h_{M2} , определенных в результате расчетов оптических и МО-спектров.

Фотонные запрещенные зоны обоих МФК находятся в диапазоне длин волн от 580 до 820 нм. Параметры изготовленных МФК с различными составами МО-слоев и m , а также чистых пленок, представлены в таблице.

Как видно из таблицы, наибольшие значения $\theta_F = -66$ град/мкм при коэффициенте усиления $t = 16$ были получены для МФК № 7–2 с $m = 7$, при этом МФК № 4–4 с $m = 4$ обладал наибольшим значением МО-добротности $Q = 15.1^\circ$. Для МФК № 4–1 с $m = 4$ и одиночным слоем M1 толщиной $\lambda/2$ эти значения составили $\theta_F = -9$ град/мкм, $T = 43\%$ и $Q = 2.9^\circ$.

Факторами, влияющими на различие теоретических и экспериментальных спектров в диапазоне длин волн от 500 до 600 нм, могут быть следующие:

возможное изменение оптических постоянных слоев TiO_2 и SiO_2 нижнего зеркала Брэгга, которое происходит при отжиге МО-слоев M1 и M2, и в этом смысле предпочтительнее было бы использовать кристаллизацию МО-слоев лазерным отжигом [40];

различие оптических постоянных МО-пленок в МФК и пленок этого же состава, синтезированных на GGG: в МФК МО-пленки имеют большие значения коэффициентов преломления $n(\lambda)$ и поглощения $\kappa(\lambda)$.

На вид спектров фарадеевского вращения МФК существенное влияние может оказывать магнитный круговой дихроизм (МКД) МО-пленок, так как при возрастании интенсивности оптических переходов, как правило, наблюдается и рост интенсивности МО-переходов. При этом наличие значительного МКД может привести к снижению или росту значений фарадеевского угла вращения на резонансных длинах волн λ_R и в прилегающих к ним областях спектра. Из рис. 4 видно, что фарадеевское вращение в обе стороны от резонансной длины волны уменьшается несимметрично. На одной из сторон наблюдается более плавный спад (наличие МКД в пленках увеличивает фарадеевское вращение), на другой — резкий спад (наличие МКД в пленках уменьшает фарадеевское вращение). Например, фарадеевское вращение для МФК с $m = 7$ с одной из сторон длинноволнового резонансного пика меняет знак, а в области спектра между двумя резонансными пиками внутри фотонной запрещенной зоны наличие МКД приводит к ненулевому фарадеевскому вращению (рис. 4б) [41].

Исследование ферромагнитного резонанса двухслойных пленок M1/M2 и M1/M3 в полученных МФК показали наличие сильного обменного взаимодействия между магнитными слоями. Это означает, что с магнитной точки зрения эти двухслойные пленки можно считать однослойной магнитной пленкой с некоторыми эффективными параметрами [42, 43]. Это подтверждают и МО-петли гистерезиса МФК

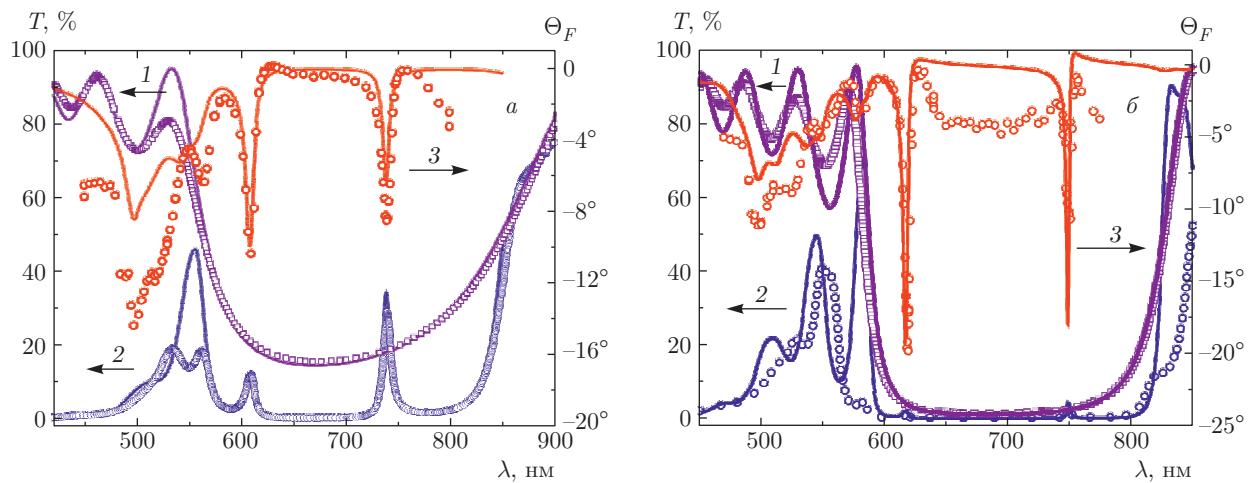


Рис. 4. Экспериментальные (символы) и рассчитанные (сплошные линии) спектры пропускания T низких зеркал МФК (1), всего МФК (2) и угла фарадеевского вращения Θ_F (3) МФК №4–2 с $m = 4$ (а) и №7–1 с $m = 7$ (б) и оптической толщиной двойного слоя $M1/M2$ $\lambda_0 < l_M < 3\lambda_0/2$

Таблица. Оптические и магнитооптические характеристики синтезированных МФК микрорезонаторного типа со структурой КУ-1/(TiO_2/SiO_2) m /M/(SiO_2/TiO_2) m

№ МФК	Характеристики МФК							t
	m	h_1, h_2 , нм	$\lambda_R, \text{нм}$	$T, \%$	Θ_F	Q	$ \theta_F $, град/мкм	
4–1 (M1)	4	134	641	43	1.2°	2.9°	9.0	10.0
4–2 (M1/M2)	4	81	613	17.4	12.5°	14.3°	41.0	8.5
		225	746	31.8	5.7°	9.9°	18.5	13.0
4–3 (M1/M3)	4	81	568	7.5	2.0°	1.5°	5.5	2.0
		280	662	3.2	3.4°	2.0°	9.5	3.1
4–4 (M1/M2)	4	81	624	14.9	13.6°	15.1°	43.0	10.5
		236	761	38.9	4.7°	10.0°	14.9	11.3
7–1 (M1/M2)	7	81	618	0.4	19.6°	7.1°	64.1	12.0
		225	749	0.05	10.3°	2.7°	35.0	26.0
7–2 (M1/M2)	7	81	627	0.6	20.6°	8.1°	66.0	16.0
		236	760	5.0	9.2°	6.1°	29.0	22.0

Примечание: m — число пар слоев TiO_2/SiO_2 в зеркалах Брэгга; h_1 и h_2 — толщины подслоя M1 и основного слоя M2 (или M3); λ_R — резонансная длина волны; T — коэффициент пропускания на λ_R ; Θ_F — фарадеевское вращение на λ_R ; Q — МО-добротность; θ_F — удельное фарадеевское вращение МФК на λ_R ; t — коэффициент усиления МО-эффекта

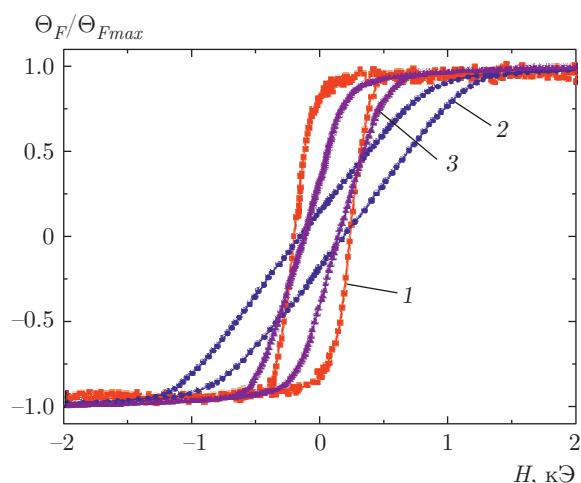


Рис. 5. МО-петли гистерезиса МФК со слоями M1 (1), M1/M2 (2) и M1/M3 (3)

с МО-слоями разных составов, представленные на рис. 5. МФК с одиночной пленкой M1 имеет коэффициент прямоугольности $K_S = 0.83$ и низкое значение поля насыщения $H_S = 0.5$ кЭ, что говорит об одноосной анизотропии МО-слоя. Анизотропия типа легкая плоскость реализуется в МФК с двойным МО-слоем M1/M2 ($K_S = 0.19$, $H_S = 1.6$ кЭ), анизотропия типа «угловая фаза» — в МФК с двойным МО-слоем M1/M3 ($K_S = 0.41$, $H_S = 0.7$ кЭ). Указанные особенности позволяют использовать изготовленные МФК в МО-устройствах различного назначения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изготовлены и исследованы одно- и двуслойные пленки висмут-замещенных ферритов-гранатов различного состава и одномерные магнитофотонные кристаллы-микрорезонаторы на их основе. Проведены расчеты МО-спектров и спектров пропускания микрорезонаторных МФК для разных параметров слоев. Показана возможность использования в структурах МФК пленок Bi:YIG с высоким (2.8 ат./форм. ед.) содержанием висмута, кристаллизованных на слоях с низким (в пределах 1 ат./форм. ед.) содержанием висмута для существенного увеличения МО-эффекта в МФК с негранатовыми диэлектрическими зеркалами Брэгга и для изготовления структур, обладающих достоинствами полностью гранатовых МФК.

Для микрорезонаторных МФК с двойными МО-слоями и различным числом пар t слоев в зеркалах Брэгга получены следующие результаты:

$\theta_F = -66.0$ град/мкм, коэффициент усиления МО-эффекта $t = 16$, МО-добротность $Q = 8.1^\circ$ для МФК с $m = 7$ на $\lambda = 627$ нм;

$\theta_F = -43.0$ град/мкм, $t = 10.5$, $Q = 15.1^\circ$ для МФК с $m = 4$ на $\lambda = 624$ нм.

Для МФК на основе однослоевой пленки M1 с $m = 4$ на $\lambda = 641$ нм получены значения $\theta_F = -9.0$ град/мкм, $t = 10.0$ и $Q = 2.9$.

Работы по изготовлению МО-пленок Bi:YIG разного состава на подложках GGG и измерению их характеристик выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 14-32-00010). Работы по расчету, изготовлению и измерению характеристик МФК выполнены при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках базовой части государственного задания № 2015/701 (код проекта 3879).

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Inoue, K. Arai, T. Fujii et al., J. Appl. Phys. **85**, 5768 (1999).
2. M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev et al., J. Phys. D **39**, R151 (2006).
3. M. Inoue, H. Uchida, K. Nishimura et al., J. Mater. Chem. **16**, 678 (2006).
4. S. Kahl and A. M. Grishin, Appl. Phys. Lett. **84**, 1438 (2004).
5. S. I. Khartsev and A. M. Grishin, Appl. Phys. Lett. **87**, 122504 (2005).
6. S. I. Khartsev and A. M. Grishin, J. Appl. Phys. **101**, 053906 (2007).
7. Jae-Hyuk Park, H. Takagi, K. Nishimura et al., J. Appl. Phys. **93**, 8525 (2003).
8. K. H. Chung, J. Heo, K. Takahashi et al., J. Magn. Soc. Jpn. **32**, 114 (2008).
9. K. H. Chung, T. Kato, S. Mito et al., J. Appl. Phys. **107**, 09A930 (2010).
10. H. Kato and M. Inoue, J. Appl. Phys. **91**, 7017 (2002).
11. H. Kato, T. Matsushita, A. Takayama et al., IEEE Trans. Magn. **38**, 3246 (2002).
12. *Magnetophotonics*, ed. by M. Inoue, M. Levy, and A. V. Baryshev, Springer Ser. Mater. Sci. (2010), p. 178.
13. M. Vasiliev, V. A. Kotov, K. Alamehet et al., IEEE Trans. Magn. **44**, 323 (2008).

14. A. M. Grishin, S. I. Khartsev, and S. Bonetti, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 242504 (2006).
15. H. Kato, T. Matsushita, A. Takayama et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276**, e1305 (2004).
16. A. A. Fedyanin, D. Kobayashi, K. Nishimura et. al., *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **834**, J1.5.1 (2005).
17. A. G. Zhdanov, A. A. Fedyanin, O. A. Aktsipetrov et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **300**, e251 (2006).
18. V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov et al., *Mat.-wiss. und Werkstofftech.* **42**, 19 (2011).
19. A. R. Prokopov, P. M. Vetroshko, A. G. Shumilov et al., *J. Alloys and Compounds* **671**, 403 (2016).
20. T. Goto, A. V. Baryshev, K. Tobinaga et al., *J. Appl. Phys.* **107**, 09A946 (2010).
21. V. N. Berzhansky, T. V. Mikhailova, A. V. Karavainikov et al., *J. Magn. Soc. Jpn.* **36**, 42 (2012).
22. T. Goto, A. V. Dorofeenko, A. M. Merzlikin et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 113902 (2008).
23. M. Vasiliev, M. Nur-E-Alam, V. A. Kotov et al., *Opt. Express* **17**, 19519 (2009).
24. S. Kahl and A. M. Grishin, *Phys. Rev. B* **71**, 205110 (2005).
25. A. M. Grishin and S. I. Khartsev, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 191113 (2007).
26. H. Kato, T. Matsushita, A. Takayama et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276**, e1327 (2004).
27. Y. Haga, T. Goto, A. V. Baryshev et al., *J. Magn. Soc. Jpn.* **36**, 54 (2012).
28. A. A. Fedyanin, O. A. Aktsipetrov, D. Kobayashi et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **282**, 256 (2004).
29. H. Kato, T. Matsushita, A. Takayama et al., *J. Appl. Phys.* **93**, 3906 (2003).
30. K. Takahashi, H. Takagi, K. H. Shin et al., *Phys. Stat. Sol. (c)* **4**, 4536 (2007).
31. V. Berzhansky, T. Mikhailova, A. Shaposhnikov et al., *Appl. Opt.* **52**, 6599 (2013).
32. A. R. Denton and N. W. Ashcroft, *Phys. Rev. A* **43**, 3161 (1991).
33. V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov et al., in *Abstracts of Int. Conf. Functional Materials* (ICFM-2013), Yalta, Sept. 29–Oct. 5, 2013, ed. by V. N. Berzhansky, DIP, Simferopol (2013), p. 215.
34. V. I. Belotelov, L. E. Kreilkamp, A. N. Kalish et al., *Phys. Rev. B* **89**, 045118 (2014).
35. V. I. Belotelov, A. N. Kalish, A. K. Zvezdin et al., *J. Opt. Soc. Amer. B* **29**, 294 (2012).
36. N. E. Khokhlov, A. R. Prokopov, A. N. Shaposhnikov et al., *J. Phys. D* **48**, 095001 (2015).
37. V. I. Belotelov and A. K. Zvezdin, *Phys. Rev. B* **86**, 155133 (2012).
38. V. N. Berzhansky, A. V. Karavainikov, A. R. Prokopov et al., in [33], p. 212.
39. V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, A. V. Karavainikov et al., in [33], p. 213.
40. Y. Susuki, Y. Eto, K. Yamada et al., in *Book of Abstr. Magnetics and Optics Research Intern. Symp.* (MORIS 2011), Nijmegen, Netherlands, 21–24 June 2011 (2011), p. 116.
41. V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, T. V. Mikhailova et al., in [33], p. 214.
42. Ye. Yu. Semuk, V. N. Berzhansky, V. O. Golub et al., in [33], p. 84.
43. E. Yu. Semuk, V. N. Berzhansky, A. R. Prokopov et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **394**, 92 (2015).