

УДК 538.975;538.955;538.958

ГИБРИДИЗАЦИЯ ФАБРИ-ПЕРО И ТАММОВСКИХ МОД В ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТОФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ

© 2024 г. О. А. Томилина¹*, А. Л. Кудряшов¹, А. В. Каравайников¹, С. Д. Ляшко¹,
Е. Т. Милюкова¹, В. Н. Бержанский¹, С. В. Томили¹

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского”, Симферополь, Россия

*E-mail: olga_tomilina@mail.ru

Поступила в редакцию 15.11.2023

После доработки 22.11.2023

Принята к публикации 28.12.2023

Представлены результаты исследования особенностей возбуждения различных резонансных мод в пространственно-неоднородном магнитофотонном кристалле с плазмонным покрытием. Показано, что в таком кристалле генерируются оптические резонансные моды Фабри-Перо разного порядка и мода таммовских плазмонов, которые за счет неоднородности структуры претерпевают спектральный сдвиг внутри фотонной запрещенной зоны при изменении толщины слоев, входящих в состав магнитофотонного кристалла.

DOI: 10.31857/S0367676524040115, EDN: QHVWEQ

ВВЕДЕНИЕ

Одномерные магнитофотонные кристаллы (МФК), состоящие из периодически чередующихся диэлектрических слоев (зеркала Брэгга) и магнитооптических тонкопленочных включений являются весьма распространенными структурами в фотонике [1–6]. Подобные структуры применяются в основном для усиления магнитооптических эффектов и управления световыми пучками. В классическом МФК усиление магнитооптических эффектов возникает за счет локализации энергии поля на магнитооптическом дефекте (как правило тонкая пленка катион-замещенного феррит-граната) в результате оптического резонанса Фабри-Перо [1, 7–11].

Если на поверхность МФК нанести слой плазмонного металла, например золота, то при условии суперпозиции стоячей оптической и плазмонной бегущей мод могут возникнуть оптические поверхностные таммовские состояния (таммовские плазмонные моды) [12–21]. Для согласования стоячей волны с поверхностью плазмонного слоя применяются буферные слои прозрачного диэлектрика, при этом толщина такого буфера будет определять спектральное положение таммовского плазмонного резонанса [22, 23]. таммовские плазмоны также могут приводить к резонансному усилению магнитооптических эффектов.

Фундаментальный и практический интерес представляет возможность совмещения (гибридизации) резонансных мод различных типов для получения фотонных структур с рекордными параметрами и возможностью переключения и перестроения свойств [24]. Настоящая работа посвящена изучению особенностей гибридизации фабри-перо и таммовских мод в пространственно-неоднородном (градиентном) магнитофотонном кристалле.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ И МЕТОДИКИ

Для формирования градиентного пространственно-неоднородного МФК необходимо синтезировать функциональные слои с градиентом эффективной толщины вдоль выбранного направления. Для этого необходимо сформировать неоднородный поток распыляемого вещества, который будет определять градиент скорости конденсации на подложке.

Формирование неоднородных покрытий методом магнетронного напыления

Для анализа особенностей формирования градиентных функциональных слоев при магнетронном напылении с кольцевой зоной эрозии мишени построена пространственная трехмерная модель.

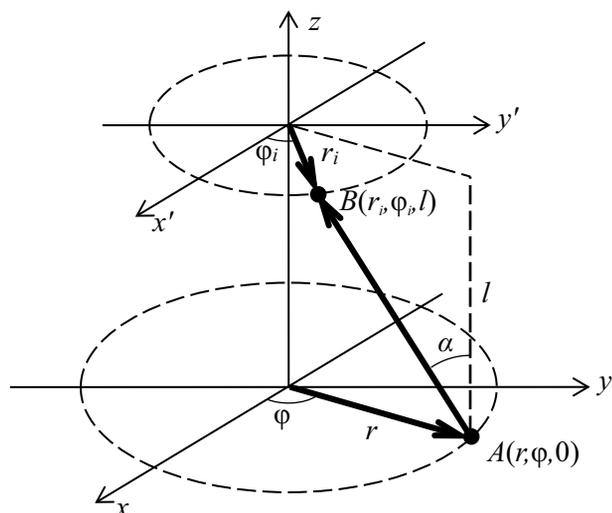


Рис. 1. Модель расчета распределения толщины функциональных слоев при магнетронном напылении.

В рамках данной модели (рис. 1) рассматриваются две параллельные поверхности: поверхность мишени xy и поверхность подложки $x'y'$, отстоящие друг от друга на расстоянии l . Рассмотрим две точки: A на поверхности xy с цилиндрическими координатами $(r, \varphi, 0)$ и B на поверхности $x'y'$ с координатами (r_i, φ_i, l) .

Квадрат расстояния от точки A до B :

$$(AB)^2 = (r \cos \varphi - r_i \cos \varphi_i)^2 + (r \sin \varphi - r_i \sin \varphi_i)^2 + l^2. \quad (1)$$

Кольцевую зону эрозии на поверхности мишени можно задать в виде функции Гаусса с радиальной симметрией

$$j = \frac{C}{\sigma\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{(r - \langle r \rangle)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (2)$$

где j – плотность потока распыленного вещества мишени в точке с радиус-вектором r в направлении, нормальном к поверхности, C – вариативная константа, определяющая интенсивность распыления (аналог мощности), $\langle r \rangle$ – радиус кольцевой зоны эрозии мишени, σ – вариативная константа (среднеквадратичное отклонение), определяющая ширину зоны эрозии.

Тогда поток распыленных частиц с поверхности dS

$$dI = j \cdot dS = j \cdot r dr d\varphi. \quad (3)$$

Зависимость интенсивности потока частиц в направлении, отличном от нормального, можно задать с помощью диаграммы направленности. В нашей модели диаграмма направленности задается в виде функции косинуса.

$$dI_\alpha = dI \cdot \cos \alpha = dI \frac{l}{AB}, \quad (4)$$

где α – угол отклонения искомого направления от нормали к поверхности мишени (см. рис. 1).

Таким образом, прирост толщины dh в точке B подложки за счет потока частиц из точки A мишени можно определить как:

$$dh = \frac{dI_\alpha}{(AB)^2} = dI \frac{l}{(AB)^3} = j \frac{l \cdot r dr d\varphi}{(AB)^3}. \quad (5)$$

Полная толщина покрытия в каждой точке на подложке будет определяться как сумма (интеграл) всех приростов dh от всех точек мишени. Так, подставляя (1) и (2) в (5) получим:

$$h(r_i, \varphi_i, l) = \frac{l \cdot C}{\sigma\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^R \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{(r - \langle r \rangle)^2}{2\sigma^2}\right) \times \frac{r dr d\varphi}{[(r \cos \varphi - r_i \cos \varphi_i)^2 + (r \sin \varphi - r_i \sin \varphi_i)^2 + l^2]^{3/2}}, \quad (6)$$

Для проверки математической модели были выполнены экспериментальные исследования распределения толщины напыленных слоев. В качестве тестовых использовались слои диоксида титана. Напыление осуществлялось реактивным методом с помощью магнетрона постоянного тока с кольцевой зоной эрозии титановой мишени диаметром 90 мм в атмосфере аргона и кислорода.

Подложки из ситалла размещались неподвижно на различном расстоянии l от мишени. Контроль толщины напыленных слоев осуществлялся с помощью микроинтерферометра Линника МИИ-4 с блоком цифровой обработки интерференционных сдвигов.

На рис. 2 показаны результаты экспериментального исследования распределения толщины напыленных слоев TiO_2 . Точки соответствуют экспериментальным данным, сплошная кривая – модельный анализ. Видно, что при малых расстояниях от мишени до подложки (меньше радиуса зоны эрозии) в центре напыленного слоя имеется локальный минимум толщины, окруженный “кольцом” с максимальной толщиной. При расстоянии примерно равном радиусу зоны эрозии в центре напыленного слоя наблюдается участок с однородным покрытием (типа “плато”).

Таким образом показано, что при напылении тонких функциональных слоев для магнитофо-

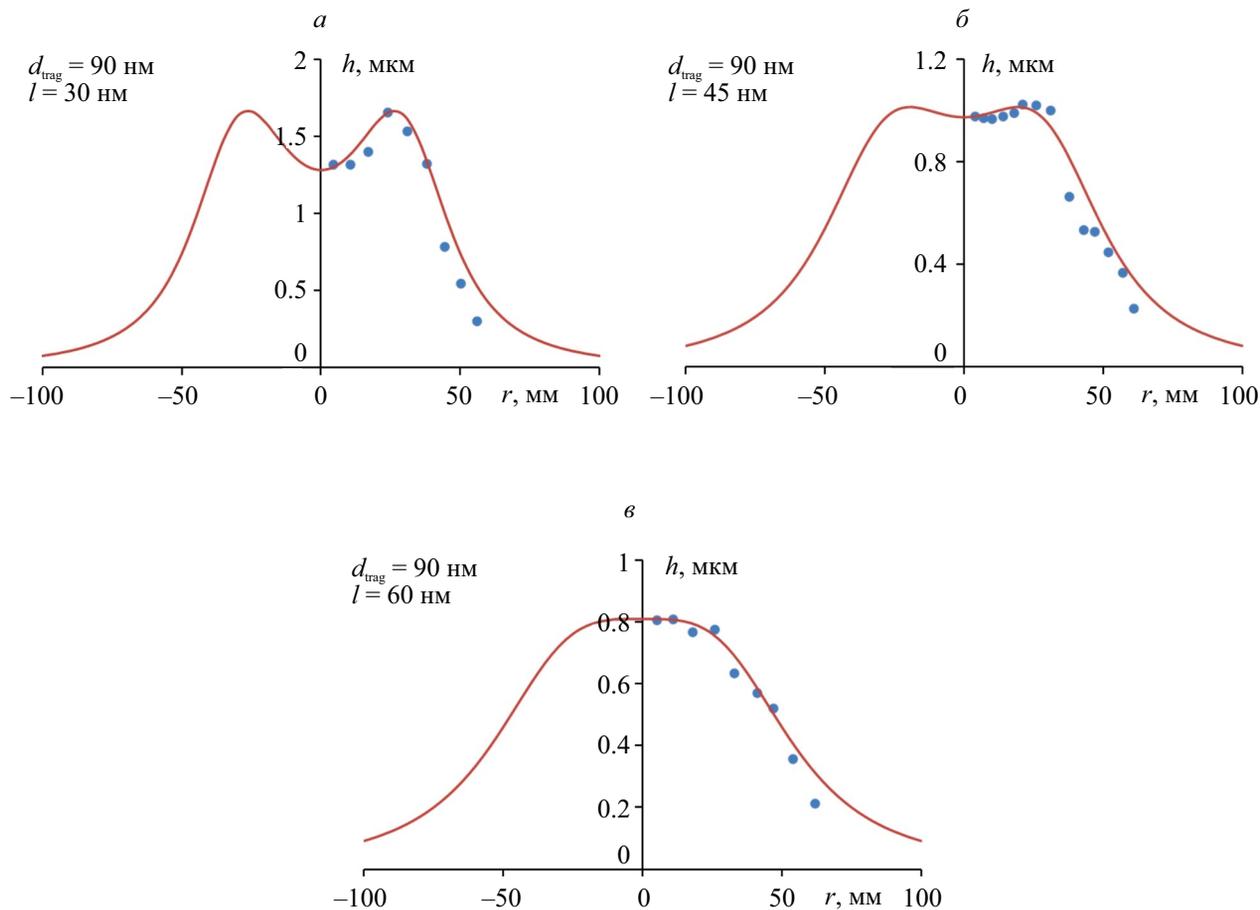


Рис. 2. Результаты экспериментального исследования распределения толщины напыленных слоев TiO_2 при разном расстоянии l от мишени до подложки: $l = 30$ (а); 45 (б) и 60 мм (в) (точки – экспериментальные данные, сплошная кривая – модельный анализ).

тонного кристалла с помощью магнетронного распыления мишени с кольцевой зоной эрозии, на поверхности подложки формируется сильно неоднородное по толщине покрытие. Форма профиля распределения толщины покрытия определяется как параметрами зоны эрозии мишени, так и в значительной степени расстоянием от мишени до подложки.

Подбирая таким образом положение подложки относительно неоднородного потока распыляемого вещества, а также, варьируя расстояние от мишени до подложки, можно достичь требуемого градиента толщины покрытия. Данная методика применялась для получения градиентных функциональных слоев пространственно-неоднородного МФК.

Пространственно-неоднородный магнитофотонный кристалл

Общая структура пространственно-неоднородного МФК с градиентными функциональными слоями показана на рис. 3а. На подложку из

монокристаллического гадолиний-галлиевого граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ с гранью (111) наносятся функциональные слои двуокиси титана TiO_2 и двуокиси кремния SiO_2 , которые формируют четырехпарное зеркало Брегга. Нанесение слоев осуществлялось методом вакуумного осаждения при распылении исходных мишеней диаметром 76 мм ВЧ-магнетронами в среде аргона.

При напылении слоев TiO_2 и SiO_2 использована методика формирования градиентных покрытий, описанная ранее. Параметры напыления подбирались таким образом, чтобы в тонкой части градиента толщины слоев были равны 60 нм для TiO_2 и 92 нм для SiO_2 , а в толстой части – 76 и 120 нм, соответственно, что соответствует примерно четверти длины волны падающего света 550 и 700 нм (середины фотонной запрещенной зоны). Распределение толщины слоев вдоль градиента показано на рис. 3б. На рис. 3в представлен РЭМ-снимок сечения “нижнего” четырехпарного зеркала Брегга $\text{GGG}/(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4$ в “тонкой” части.

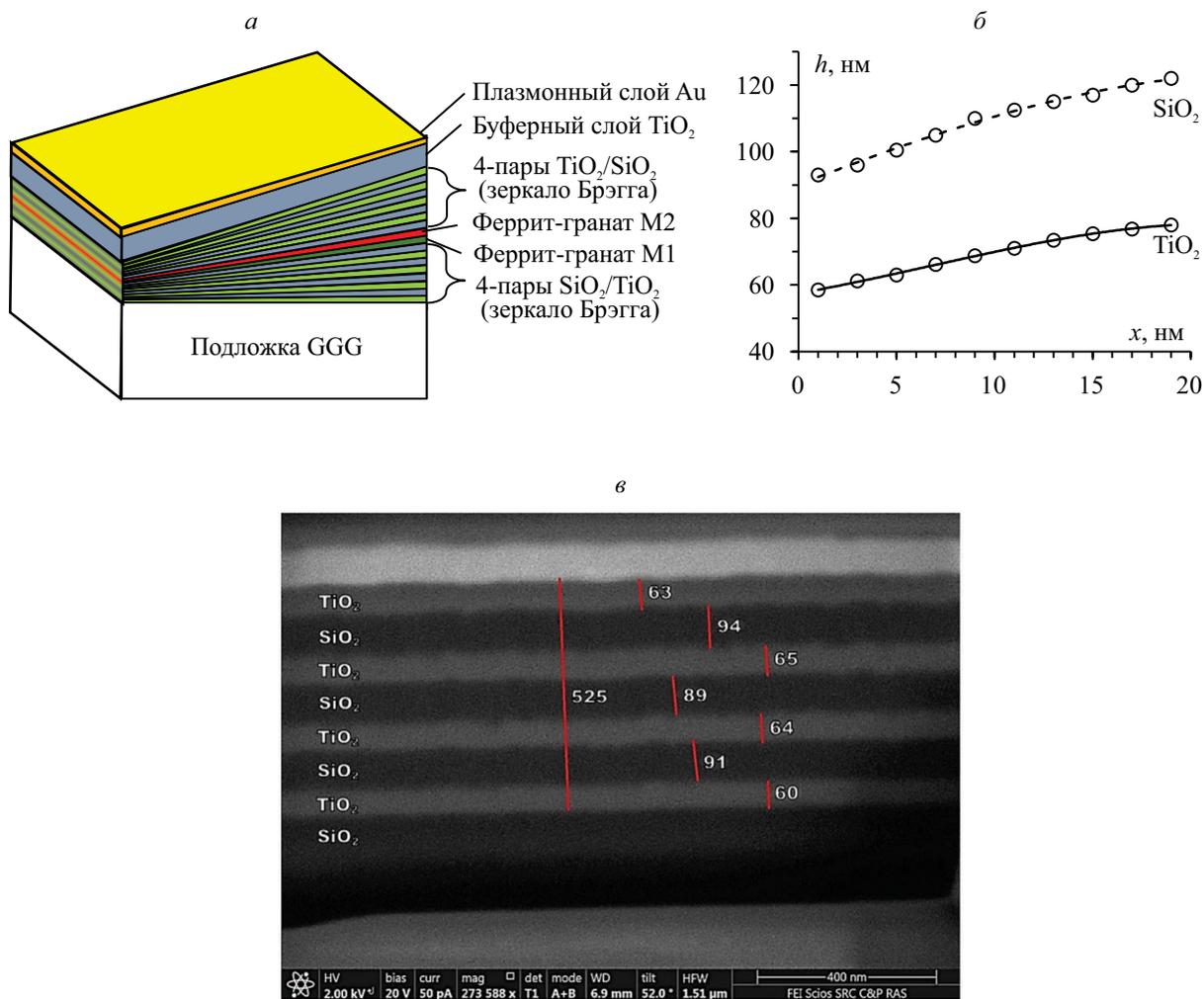


Рис. 3. Структура пространственно-неоднородного МФК с градиентными функциональными слоями: общая схема (а), распределение толщины функциональных слоев вдоль градиента (б), РЭМ-снимок сечения нижнего зеркала Брэгга в «тонкой» части (в).

Поверх зеркала Брэгга вакуумным методом напылялись магнитооптические слои катион-замещенных феррит-гранатов: М1 состава $\text{Bi}_{1.0}\text{Lu}_{0.5}\text{Gd}_{1.5}\text{Fe}_{4.2}\text{Al}_{0.8}\text{O}_{12}$ и М2 состава $\text{Bi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Слой М1 с низким содержанием Вi применяется в качестве подслоя для кристаллизации слоя М2 с высоким содержанием Вi. Данные слои получены методом ионно-реактивного распыления исходных мишеней в среде O_2 (75%) + Ar (25%). Для кристаллизации гранатовые слои подвергались отжигу на воздухе в течение 1 ч: слой М1 при 700°C , слой М2 при 670°C . Магнитооптические слои также были получены с применением методики осаждения градиентных покрытий. В «тонкой» части градиента толщины составляли 55 нм для слоя М1 и 140 нм для слоя М2, а в «толстой» части – 71 и 177 нм, соответственно.

Поверх магнитооптических слоев наносилось второе четырехпарное зеркало Брэгга $\text{TiO}_2/$

SiO_2 с параметрами слоев аналогично «нижнему» зеркалу. В таком виде полученная многослойная структура представляет собой магнитофотонный кристалл $\text{GGG}/(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4/\text{M1}/\text{M2}/(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)^4$, в котором магнитооптические слои выполняют роль оптического дефекта идеальной периодической структуры, а зеркала Брэгга формируют оптический резонатор Фабри–Перо.

Для получения таммовских плазмонных состояний на поверхность «верхнего» зеркала напылялся буферный слой TiO_2 толщиной 125 нм. В данном случае толщина слоя была однородной по всей поверхности образца, что соответствует формированию таммовского плазмонного резонанса на длине волны около 640 нм. Непосредственно сами таммовские плазмоны возбуждались в слое Au, который наносился поверх буферного слоя TiO_2 . Напыление Au осуществлялось в вакууме термическим методом, при этом толщина плазмонного

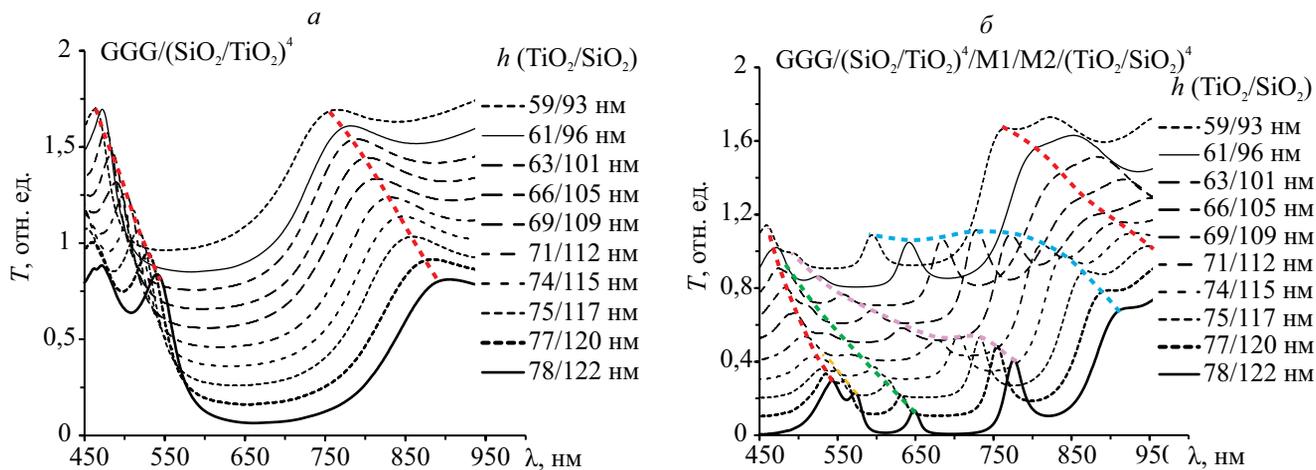


Рис. 4. Спектры пропускания пространственно-неоднородного 4-парного зеркала Брэгга $GGG/(SiO_2/TiO_2)^4$ (a) и магнитофотонного кристалла $GGG/(SiO_2/TiO_2)^4/M1/M2/(TiO_2/SiO_2)^4$ (б) (толщины слоев TiO_2/SiO_2 на участке исследования указаны в легенде, сдвиг спектров + 0.1).

слоя также была однородной по всей поверхности образца и составляла около 20 нм. Итоговая структура МФК с плазмонным покрытием может быть описана как $GGG/(SiO_2/TiO_2)^4/M1/M2/(TiO_2/SiO_2)^4/TiO_2(buff)/Au$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Оптические свойства

Спектры пропускания 4-парного зеркала Брэгга $GGG/(SiO_2/TiO_2)^4$ на различных участках градиента толщины функциональных слоев показаны на рис. 4a, соответствующие толщины слоев TiO_2/SiO_2 указаны в легенде. Для наглядности восприятия спектры смещены относительно друг друга по вертикали на 0.1 (нижний спектр без изменений). Видно, что с уменьшением толщины функциональных слоев фотонная запрещенная зона (ФЗЗ) сдвигается по спектру в область меньших длин волн примерно на 130 нм относительно “толстой” части градиента, края ФЗЗ обозначены пунктирными линиями.

На рис. 4б представлены спектры пропускания пространственно-неоднородного МФК, состоящего из двух зеркал Брэгга с магнитооптическими слоями $GGG/(SiO_2/TiO_2)^4/M1/M2/(TiO_2/SiO_2)^4$ (здесь спектры также смещены относительно друг друга по вертикали на 0.1, нижний спектр без изменений). Левый край ФЗЗ здесь ниже, чем правый, что обусловлено особенностями оптического поглощения в магнитооптических слоях феррит-гранатов M1 и M2. Видно, что внутри ФЗЗ образовались разрешенные оптические состояния (пики пропускания), связанные с модами разного порядка резонанса Фабри–Перо (ФП) на магнитооптическом дефекте M1/M2 в идеальной фотоннокристаллической периодической структуре. Данные

моды на различных участках градиента смешиваются относительно ФЗЗ (для наглядности помечены пунктирными линиями).

После нанесения на МФК буферного слоя TiO_2 и плазмонного слоя Au в спектрах пропускания внутри ФЗЗ появляется дополнительное разрешенное состояние, обусловленное возникновением моды таммовского плазмонного резонанса (поверхностный дефект идеальной фотоннокристаллической структуры). На рис. 5a данное состояние наблюдается в виде пика пропускания на длине волны 620–650 нм (для наглядности отмечено прямой). Следует отметить, что на участках спектрального совмещения мод резонанса Фабри–Перо и таммовского плазмонного резонанса наблюдается их гибридизация, которая проявляется в аномальном усилении пика пропускания. Данное усиление нельзя описать только аддитивным наложением резонансных пиков (на отдельных участках оптическое пропускание гибридизированных мод больше, чем на границах ФЗЗ). На рис. 5a участки гибридизации мод отмечены как закрашенные области.

Спектральное положение различных резонансных мод при смещении точки исследования вдоль пространственно-неоднородного МФК показано на рис. 5б. Участки спектрального перекрытия и гибридизации различных мод Фабри–Перо (ФП) и таммовских плазмонов (ТП) также обозначены как закрашенные области.

Магнитооптические свойства

Исследование магнитооптических свойств МФК было выполнено в классической конфигурации Фарадея. На рис. 6a представлены спектры магнитооптического эффекта Фарадея Θ_{FR} на раз-

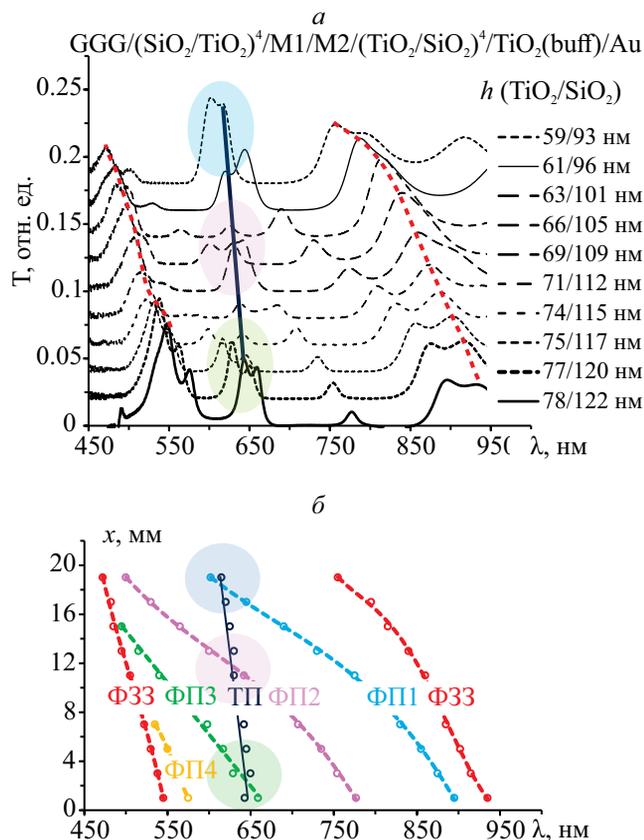


Рис. 5. Спектры пропускания пространственно-неоднородного МФК с плазмонным покрытием $\text{GGG}/(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4/\text{M1}/\text{M2}/(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)^4/\text{TiO}_2(\text{buff})/\text{Au}$ (толщины слоев $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ на участке исследования указаны в легенде, сдвиг спектров + 0.02) (а). Спектральное положение резонансных мод Фабри-Перо (ФП) и таммовских плазмонов (ТП) в различных участках пространственно-неоднородного МФК (б).

личных участках градиента функциональных слоев МФК $\text{GGG}/(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4/\text{M1}/\text{M2}/(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)^4$. Видно, что различные резонансные моды Фабри-Перо приводят к усилению эффекта Фарадея, что проявляется в виде пиков магнитооптического вращения на резонансных длинах волн. При изменении толщины функциональных слоев МФК соответствующие пики усиления эффекта Фарадея также испытывают спектральное смещение (показано пунктирными линиями).

На рис. 6б и 6в показано соответствие спектральных линий мод Фабри-Перо и пиков усиления эффекта Фарадея при толщинах функциональных слоев $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/\text{M1}/\text{M2} = 74/115/67/165$ нм (б) и $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/\text{M1}/\text{M2} = 78/122/71/177$ нм (в). Видно полное спектральное соответствие оптических и магнитооптических характеристик.

Следует отметить, что наибольшее усиление магнитооптического эффекта Фарадея (примерно в 25 раз) наблюдается на длине волны 600 нм

при толщине функциональных слоев $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/\text{M1}/\text{M2} = 74/115/67/165$ нм. Дальнейшее увеличение толщины магнитооптических слоев приводит к уменьшению пиков резонансного усиления эффекта Фарадея. Подобный максимум усиления обусловлен конкуренцией двух процессов. С одной стороны, увеличение толщины магнитооптических слоев граната в отдельности приводит к росту интегральной величины полного фарадеевского вращения, с другой стороны, увеличение толщины всех слоев МФК в совокупности приводит к спектральному сдвигу в область больших длин волн, для которых эффект Фарадея меньше. Таким образом, можно сделать вывод, что соотношение толщин функциональных слоев $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/\text{M1}/\text{M2} = 74/115/67/165$ нм является наиболее оптимальным для получения максимального усиления магнитооптического эффекта Фарадея в МФК.

Для МФК с плазмонным слоем $\text{GGG}/(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4/\text{M1}/\text{M2}/(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)^4/\text{TiO}_2(\text{buff})/\text{Au}$ спектры магнитооптического эффекта Фарадея на различных участках градиента толщины функциональных слоев представлены на рис. 7а. Видно, что в области возбуждения таммовской плазмонной моды также наблюдается усиление магнитооптического вращения, однако величина такого усиления невысока. Это объясняется тем, что область возбуждения таммовского плазмонного резонанса и активные магнитооптические слои феррит-граната разделены 4-парным зеркалом Брэгга. То есть, в случае резонанса Фабри-Перо вся энергия излучения фокусируется внутри магнитооптического слоя, а в случае таммовского плазмонного резонанса энергия ближнего поля сконцентрирована вблизи интерфейса слоя Au [24].

Интерес представляет изменение эффекта Фарадея в области гибридизации мод Фабри-Перо и таммовских плазмонов. На рис. 7б и 7в показано сравнение спектров фарадеевского вращения в образце МФК до нанесения слоя Au (только моды Фабри-Перо) и после нанесения слоя Au (моды Фабри-Перо и плазмонная мода Тамма). Видно, что после нанесения плазмонного слоя вне таммовского резонанса (рис. 7б) наблюдается некоторое усиление магнитооптического вращения, то есть слой золота в данном случае работает как дополнительное металлическое зеркало, улучшая локализацию света в резонаторе Фабри-Перо между зеркалами Брэгга. В случае гибридизации мод, наоборот, наблюдается ослабление эффекта Фарадея (рис. 7в), что также связано с перераспределением энергии на возбуждение таммовских плазмонов вне магнитооптических слоев.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, используя методику напыления в неоднородном потоке, на основе функциональ-

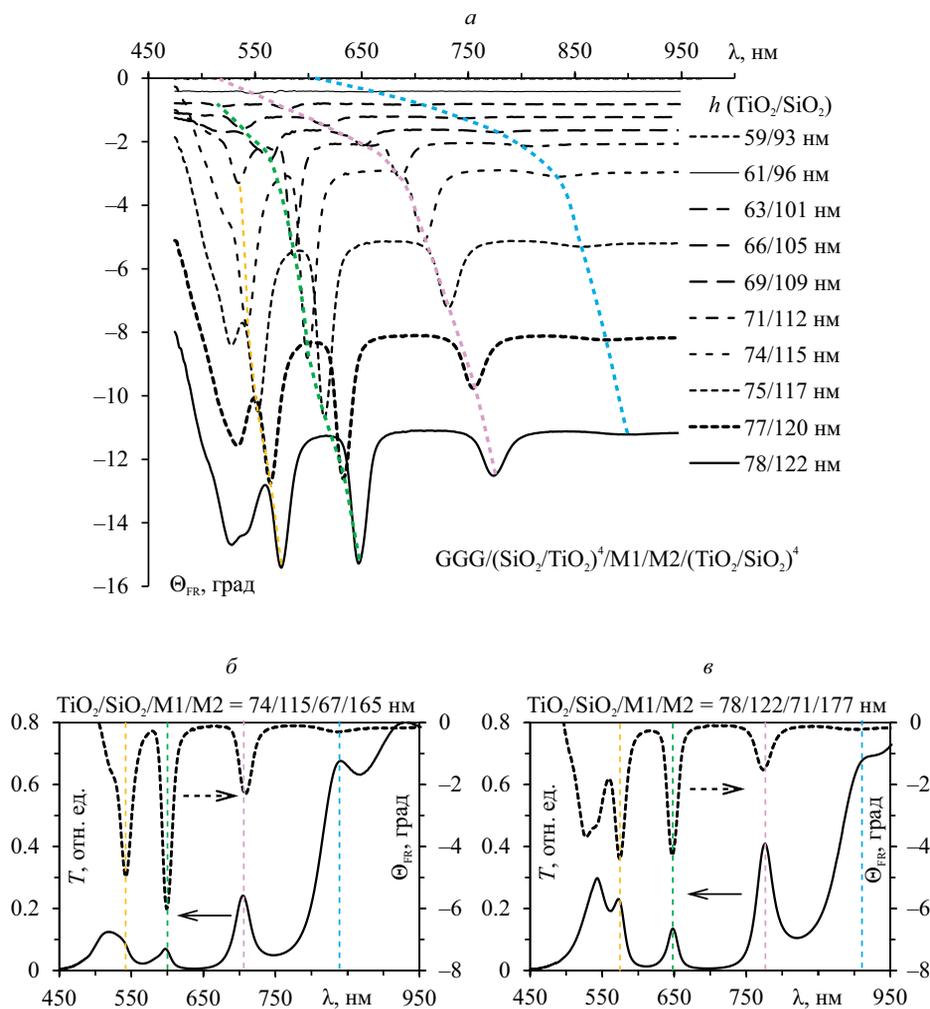


Рис. 6. Спектры магнитооптического эффекта Фарадея в пространственно-неоднородном МФК $GGG/(SiO_2/TiO_2)^4/M1/M2/(TiO_2/SiO_2)^4$ на различных участках градиента (а); сравнение спектров пропускания и магнитооптического вращения на участках $TiO_2/SiO_2/M1/M2=74/115/67/165$ нм (б) и $TiO_2/SiO_2/M1/M2=78/122/71/177$ нм (в).

ных слоев с градиентом толщины вдоль выбранного направления был синтезирован пространственно-неоднородный магнитофотонный кристалл с перестраиваемыми оптическими и магнитооптическими характеристиками. Показано, что в таком кристалле генерируется сразу несколько оптических резонансных мод Фабри–Перо, которые претерпевают спектральный сдвиг внутри фотонной запрещенной зоны при изменении толщины слоев МФК.

Нанесение на поверхность МФК согласующего буферного слоя SiO_2 и плазмонного слоя Au привело к появлению дополнительной моды таммовского плазмонного резонанса. На участках спектрального перекрытия мод Фабри–Перо и таммовских плазмонов наблюдается их гибридизация, которая проявляется в аномальном оптическом пропускании, которое нельзя описать только аддитивным наложением резонансных пиков (на отдельных

участках оптическое пропускание гибридных мод больше, чем на границах фотонной запрещенной зоны).

Показано, что различные резонансные моды Фабри–Перо приводят к усилению эффекта Фарадея, что проявляется в виде пиков магнитооптического вращения на резонансных длинах волн. При этом усиление фарадеевского вращения при изменении толщины функциональных слоев имеет экстремум (максимум). Наибольшее усиление эффекта Фарадея (примерно в 25 раз) наблюдалось на длине волны 600 нм при соотношении толщин функциональных слоев $TiO_2/SiO_2/M1/M2=74/115/67/165$ нм. Данный экстремум обусловлен конкуренцией двух процессов: рост интегральной величины полного фарадеевского вращения с увеличением толщины магнитооптических слоев граната и спектральный спад эффекта Фарадея при увеличении толщины функциональных слоев МФК.

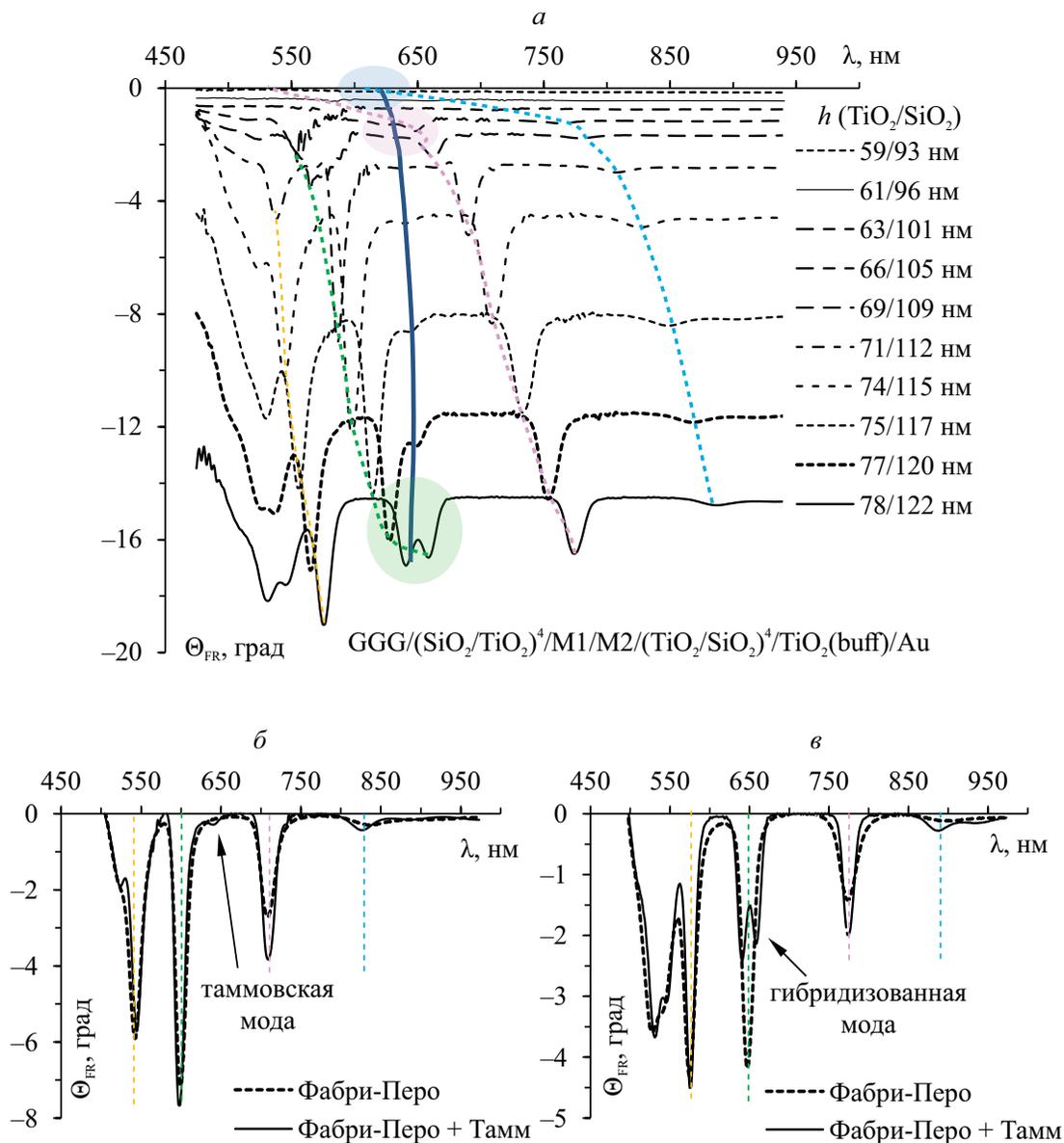


Рис. 7. Спектры магнитооптического эффекта Фарадея в пространственно-неоднородном МФК с плазмонным слоем GGG/(SiO₂/TiO₂)⁴/M1/M2/(TiO₂/SiO₂)⁴/TiO₂(buff)/Au на различных участках градиента (а); сравнение спектров магнитооптического вращения в МФК без плазмонного слоя (Фабри-Перо) и с плазмонным слоем (Фабри-Перо + Тамм) на участках TiO₂/SiO₂/M1/M2 = 74/115/67/165 нм (б) и TiO₂/SiO₂/M1/M2 = 78/122/71/177 нм (в).

Резонансная мода таммовских плазмонов также приводит к локальному усилению эффекта Фарадея, однако величина такого усиления не высока ввиду пространственного разделения магнитооптического и плазмонного слоев. При этом нанесение слоя Au приводит к усилению магнитооптического вращения модами Фабри-Перо и вне таммовского резонанса, то есть слой золота в данном случае работает как дополнительное металлическое зеркало. В случае же гибридации мод Фабри-Перо и таммовских плазмонов, наоборот, наблюдается ослабление эффекта Фарадея по сравнению

с чистой модой Фабри-Перо, что связано с затратами энергии на возбуждение плазмонов вне магнитооптических слоев.

Моделирование и исследование пространственно-неоднородного напыления выполнено в рамках гранта Государственного Совета Республики Крым, постановление № п653-2/23 от 30.01.2023.

Синтез и исследование пространственно-неоднородного магнитофотонного кристалла выполнено в рамках гранта Российского научного фонда № 19-72-20154, <https://rscf.ru/project/19-72-20154/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Inoue M., Baryshev A., Goto T. et al.* // In: *Magneto-photonics*. Springer Series in Materials Science. V. 178. Berlin, Heidelberg: Springer, 2013.
2. *Romodina M., Soboleva I., Musorin A. et al.* // *Phys. Rev. B*. 2017. V. 96. No. 8. Art. No. 081401.
3. *Lyubchanskii I., Dadoenkova N., Lyubchanskii M. et al.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2003. V. 36. No. 18. Art. No. R277.
4. *Baryshev A., Kawasaki K., Lim P., Inoue M.* // *Phys. Rev. B*. 2012. V. 85. No. 20. Art. No. 205130.
5. *Bikbaev R., Vetrov S., Timofeev I.* // *Photonics*. 2018. V. 5. No. 3. Art. No. 22.
6. *Сычев Ф.Ю., Капра Р.В., Мошнина И.А. и др.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2007. Т. 71. № 1. С. 29; *Sychev F.Yu., Kapra R.V., Moshnina I.A. et al.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2007. V. 71. No. 1. P. 24.
7. *Бержанский В.Н., Шапошников А.Н., Прокопов А.Р. и др.* // *ЖЭТФ*. 2016. Т. 150. № 5. P. 859; *Berzhansky V., Shaposhnikov A., Prokopov A. et al.* // *J. Exp. Theor. Phys.* 2016. V. 123. No. 5. P. 744.
8. *Khartsev S., Grishin A.* // *J. Appl. Phys.* 2007. V. 101. No. 5. Art. No. 053906.
9. *Yin C., Wang T., Wang H.* // *Eur. Phys. J. B*. 2012. V. 85. No. 3. Art. No. 104.
10. *Левкина Г.Ю., Сапарина Д.О., Калиш А.Н., Сухорукоев А.П.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2010. Т. 74. № 12. С. 1778; *Levkina G. Yu., Saparina D.O., Kalish A.N., Sukhorukov A.P.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2010. V. 74. No. 12. P. 1708.
11. *Белотелов В.И., Волкова З.А., Досколович Л.Л. и др.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2007. Т. 71. № 12. С. 1574; *Belotelov V.I., Volkova Z.A., Doskolovich L.L. et al.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2007. V. 71. No. 12. P. 1530.
12. *Виноградов А.П., Дорофеев А.В., Мерзликин А.М., Лисянский А.А.* // *УФН*. 2010. № 180. С. 249; *Vinogradov A.P., Dorofeev A.V., Merzlikin A.M., Lisyansky A.A.* // *Phys. Usp.* 2010. No. 53. P. 243.
13. *Malkova N., Ning C.* // *Phys. Rev. B*. 2006. V. 73. No. 11. Art. No. 113113.
14. *Kaliteevski M., Iorsh I., Brand S. et al.* // *Phys. Rev. B*. 2007. V. 76. No. 16. Art. No. 165415.
15. *Goto T., Dorofeev A., Merzlikin A. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 101. No. 11. Art. No. 113902.
16. *Kaliteevski M., Brand S., Abram R. et al.* // *Appl. Phys. Lett.* 2009. V. 95. No. 25. Art. No. 251108.
17. *Brückner R., Sudzius M., Hintschich S. et al.* // *Phys. Rev. B*. 2011. V. 83. No. 3. Art. No. 033405.
18. *Zhou H.-Ch., Yang G., Wang K. et al.* // *Chin. Phys. Lett.* 2012. V. 29. No. 6. Art. No. 067101.
19. *Afnogenov B., Bessonov V., Nikulin A., Fedyanin A.* // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 103. No. 6. Art. No. 061112.
20. *Rahman S., Klein T., Klembt S. et al.* // *Sci. Reports*. 2016. V. 6. No. 1. Art. No. 34392.
21. *Головко П.В., Игнатьева Д.О., Калиш А.Н., Белотелов В.И.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2021. Т. 85. № 1. С. 34; *Golovko P.V., Ignatyeva D.O., Kalish A.N., Belotelov V.I.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2021. V. 85. No. 1. P. 25.
22. *Mikhailova T., Lyashko S., Tomilin S. et al.* // *J. Phys. Conf. Ser.* 2017. V. 917. Art. No. 062053.
23. *Mikhailova T., Shaposhnikov A., Prokopov A. et al.* // *EPJ Web Conf.* 2018. V. 185. Art. No. 02016.
24. *Mikhailova T., Tomilin S., Lyashko S. et al.* // *Opt. Mater. Exp.* 2022. V. 12. No. 2. P. 685.

Fabry-Perot and Tamm modes hybridization in spatially non-homogeneous magneto-phonic crystal

O. A. Tomilina*, A. L. Kudryashov, A. V. Karavaynikov, S. D. Lyashko, E. T. Milyukova, V. N. Berzhansky, S. V. Tomilin

Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol, 295007 Russia

*e-mail: olga_tomilina@mail.ru

We presented the results of studying the features of various resonant modes excitation in a spatially non-homogeneous magnetophotonic crystal with a plasmonic coating. It has been shown that in a such crystal several resonant Fabry-Perot modes and the Tamm plasmon mode are generated at once, which undergo a spectral shift inside the photonic bandgap when the thicknesses of the optical and magnetic layers of magnetophotonic crystal is change.