

09,12

Магнитоплазмонные кристаллы: резонансные линейные и нелинейные магнитооптические эффекты

© А.Л. Чехов¹, П.Н. Найденов², О.В. Голикова², А.В. Беспалов², А.И. Стогний³, Т.В. Мурзина¹

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

² Московский технологический университет (МИРЭА), Москва, Россия

³ НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь

E-mail: chekhov@shg.ru

Представлены результаты исследования спектроскопии генерации второй оптической гармоники (ВГ) в магнитных плазмонных структурах на основе феррита граната и периодических массивов нанополос золота. Экспериментально показано, что в области резонансного возбуждения поверхностного плазмона на границе раздела металла и магнитного диэлектрика наблюдается увеличение интенсивности ВГ, а также знакопеременная модуляция магнитного контраста ВГ, достигающая 40%. Полученные результаты описаны в терминах нелинейного резонанса Фано.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 16-02-0100, 16-32-00702) и стипендии Президента РФ СП-382.2015.5.

1. Введение

Магнитоплазмонные кристаллы (МПК), т.е. пространственно-периодические плазмонные гетероструктуры, в состав которых входят магнетики, в последние годы являются объектом активных исследований [1,2]. Одним из наиболее перспективных вариантов МПК является структура, состоящая из слоя периодически перфорированного благородного металла (золота) на поверхности пленки магнитного диэлектрика. Наличие в МПК периодической металлической структуры приводит к изменению закона его дисперсии по сравнению со сплошной пленкой металла, в результате чего оказывается возможным эффективное резонансное возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) за счет выполнения соответствующего условия фазового квазисинхронизма [3,4]. Наличие в структуре МПК магнитного диэлектрика приводит в свою очередь к зависимости условия квазисинхронизма от намагниченности структуры. Таким образом, реализуется возможность управления оптическим и магнитооптическим спектром взаимодействующего с МПК излучения, что преимущественно и определяет интерес к изучению таких структур.

Ранее было показано, что возбуждение в плазмонном кристалле ППП двух видов, соответствующих границам раздела золотой структуры с воздухом и магнитным диэлектриком, а также волноводных мод в магнитной диэлектрической пленке приводит к появлению резонансов в частотно-угловых спектрах пропускания, в окрестности которых наблюдаются ряд особенностей и возрастание линейных магнитооптических эффектов [5–8]. В то же время нелинейно-оптические эффекты в МПК изучены в гораздо меньшей степени, хотя можно ожидать, что помимо эффектов, связанных с дисперсионными свойствами МПК, в нелинейно-оптическом отклике будут

проявляться и эффекты локализации оптического поля в пространственной области возбуждения ППП, т.е. на границах раздела с металлической структурой. Наиболее эффективно это может проявиться в нелинейно-оптических эффектах четного порядка, в том числе в генерации второй оптической гармоники (ВГ), отличающейся высокой чувствительностью именно к свойствам границ раздела centrosимметричных сред [9].

В настоящей работе представлены результаты исследования спектроскопии линейного магнитооптического интенсивностного эффекта и генерации ВГ в магнитных плазмонных структурах на основе периодических массивов нанополос золота, расположенных на пленке висмутзамещенного граната.

2. Методика эксперимента и образцы

Оптические и нелинейно-оптические эффекты были исследованы в планарных магнитоплазмонных кристаллах, образованных перфорированной пленкой золота (толщиной 40 nm, период МПК 850 nm, ширина полос золота около 730 nm) на поверхности слоя висмутзамещенного феррита-граната (BIG) толщиной 2.2 μm с составом $(\text{Bi,Tm})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$, выращенного на подложке галлий-гадолиниевого граната (GGG). Схематическое изображение МПК и геометрии эксперимента приведено на рис. 1, а. Образцы МПК были изготовлены по методике, подробно описанной в [10], основанной на комбинированном ионно-лучевом травлении слоя золота для формирования одномерной пространственно-периодической структуры.

Частотно-угловые спектры пропускания МПК были измерены при использовании стабилизированной галогеновой лампы в качестве источника широкополосного

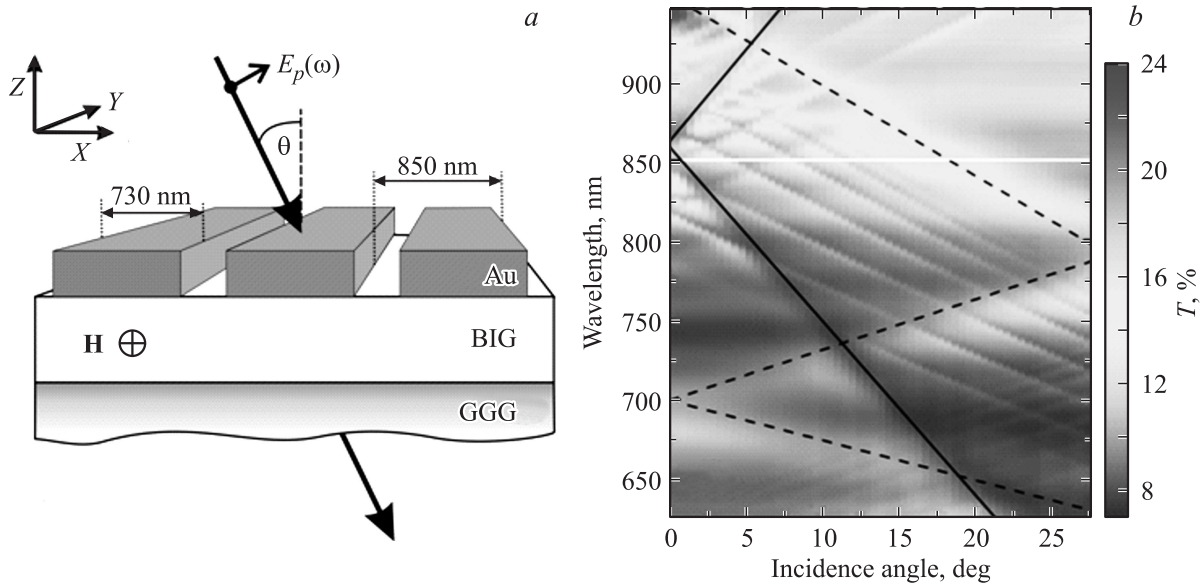


Рис. 1. а) Схематическое изображение структуры исследованного магнитоплазмонного кристалла. б) Спектры пропускания МПК в зависимости от длины волны и угла падения. Показаны области возбуждения ППП на границах раздела воздух/золото (сплошные прямые) и золото/гранат (штриховые прямые).

зондирующего излучения. Пространственная фильтрация излучения осуществлялась с помощью пространственного фильтра, затем зондирующее излучение проходило через поляризатор и фокусировалось на поверхность МПК в пятно диаметром около 50 мкм. Спектры пропускания были нормированы на аналогичные спектры пленки BIG без нанесенной сверху структуры золота. Полоски МПК были ориентированы перпендикулярно плоскости падения пробного излучения. Магнитное поле напряженностью 3 кОе, что соответствует полю насыщения пленок граната, было приложено к образцу в поперечной геометрии (рис. 1, а). Образец МПК был помещен на гониометр, что позволяло варьировать угол падения пробного излучения с точностью до долей градуса.

Эксперименты по генерации второй оптической гармоники были выполнены на установке, источником излучения накачки в которой являлся лазер на основе титаната сапфира (диапазон перестройки длин волн 740–860 nm, длительность импульса 100 fs, частота следования импульсов 80 MHz, средняя энергия излучения 100 mW), работающий на длине волны 850 nm. Падающее под углом 10–30° р-поляризованное зондирующее излучение фокусировалось на образце в пятно с диаметром около 50 мкм. Излучение ВГ, прошедшее через структуру, выделялось фотоэлектронным умножителем Hamamatsu R4220, работающим в режиме счета фотонов.

3. Экспериментальные результаты

На рис. 1, б представлен частотно-угловой спектр пропускания МПК, демонстрирующий набор особенно-

стей, преимущественно минимумов пропускания, спектральное положение которых варьируется как функция угла падения θ и длины волны пробного излучения. Они соответствуют резонансному возбуждению двух видов ППП (на границах раздела воздух/Au и Au/BIG), а также волноводных мод в слое граната. Соответствующие спектральные зависимости можно в общем виде описать выражением $k_i = k_0 \sin \theta + m2\pi/d$, где индекс i соответствует виду моды, $m \in Z$ — ее порядок, d — период МПК, k и k_0 — волновые векторы возбужденной моды и падающего излучения соответственно. Горизонтальной линией на рисунке выделена длина волны накачки 850 nm, для которой в дальнейшем проводилось исследование угловых спектров ВГ. Из рис. 1, б видно, что вблизи каждой из особенностей зависимости пропускания явно асимметричны и имеют вид резонансов Фано. Подобные особенности имеют место при интерференции резонансного (поле моды, E_{res}) и нерезонансного (поле, прошедшее через структуру, не возбуждив моды, E_{nres}) полей $I_\omega \propto [E_{res}(\theta, \omega) + E_{nres}(\omega)]^2$. Спектральные особенности, соответствующие ППП на границе раздела воздух/Au ($m = \pm 1$) и Au/BIG ($m = 2, \pm 3$) обозначены сплошными и штриховыми линиями соответственно. Особенности, связанные с возбуждением ППП на границе раздела золото/BIG, менее заметны в линейных спектрах, что свидетельствует об их меньшей добротности, которая может быть связана со значительной перекачкой энергии в возбуждение волноводных мод.

На рис. 2 приведены угловые спектры линейного и нелинейного пропускания (на частоте ВГ) МПК для длины волны накачки 850 nm, что соответствует области возбуждения ППП Au/BIG. Видно, что форма спектральной линии в значительной степени асимметрична,

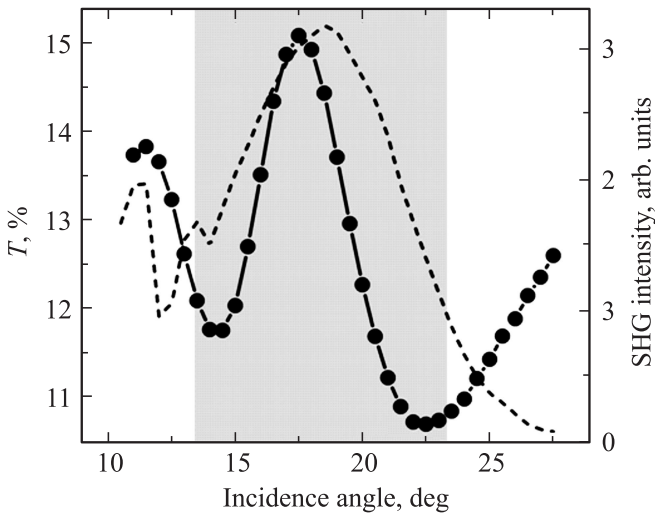


Рис. 2. Угловые спектры линейного пропускания (штриховая линия) и интенсивности ВГ (точки) в окрестности возбуждения поверхностного плазмона на границе раздела Au/BIG. Длина волны накачки 850 nm.

что указывает на роль интерференционных эффектов в ее формировании. В этом же спектральном диапазоне наблюдается возрастание интенсивности прошедшего через МПК излучения на частоте ВГ со сложной формой спектральной особенности, представляющей собой максимум и два минимума. Асимметричная структура данного резонанса обусловлена наличием нелинейного резонанса Фано [11], при котором отклик нелинейно зависит от поля накачки, обладающего резонансной

и нерезонансной составляющими:

$$I_{2\omega} \propto \{ [E_{\text{res}}(\theta, \omega) + E_{\text{nrres}}(\omega)] [E_{\text{res}}(\theta, \omega) + E_{\text{nrres}}(\omega)] \}^2.$$

На рис. 3, а представлены частотно-угловые спектры интенсивностного магнитооптического эффекта, наблюдавшегося в линейном оптическом отклике. На рисунке приведены зависимости линейного магнитного контраста, который определен как

$$\rho_{\omega} = \{ I_{\omega}(\uparrow) - I_{\omega}(\downarrow) \} / \{ I_{\omega}(\uparrow) + I_{\omega}(\downarrow) \},$$

где $I_{\omega}(\uparrow)$ и $I_{\omega}(\downarrow)$ — интенсивность прошедшего пробного излучения, измеренная для противоположных направлений поперечного магнитного поля. Из приведенных данных видно, что возбуждение ППП на границе раздела Au/BIG сопровождается усилением линейного магнитооптического эффекта, максимальная величина которого достигает 0,2%. Следует отметить, что в случае непорфированной (однородной) магнитной пленки BIG в данной конфигурации эксперимента (в поперечном магнитном поле) не наблюдается магнитного контраста в соответствии с классическим рассмотрением [12]. Нечетный по намагниченности эффект, наблюдавшийся в случае МПК, является следствием чувствительности закона дисперсии ППП на границе раздела Au/BIG к намагниченности структуры,

$$k_{\text{SPP}} = k_0 \sqrt{\epsilon_{\text{Au}} / (\epsilon_{\text{Au}} + \epsilon_{\text{BIG}})} (1 + \alpha g),$$

где ϵ_{Au} и ϵ_{BIG} — диэлектрическая проницаемость золота и граната, g — вектор гирации, α — коэффициент, составленный из диэлектрических проницаемостей [5].

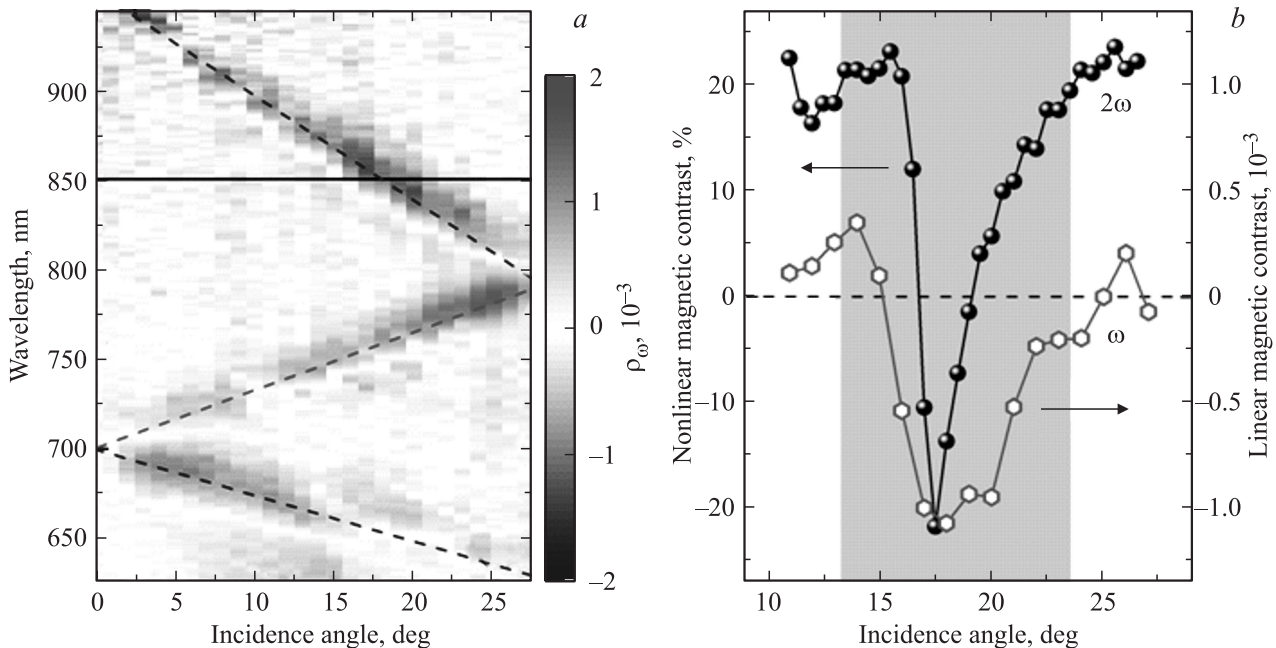


Рис. 3. а) Частотно-угловой спектр линейного магнитного контраста МПК. б) Угловые спектры линейного (светлые символы) и нелинейного магнитного контраста (темные символы) для длины волны накачки 850 nm.

В спектральной окрестности возбуждения ППП второго порядка на границе раздела Au/BIG были измерены аналогичные спектры магнитного нелинейно-оптического интенсивностного эффекта, который также описывается магнитным контрастом

$$\rho_{2\omega} = \{I_{2\omega}(\uparrow) - I_{2\omega}(\downarrow)\} / \{I_{2\omega}(\uparrow) + I_{2\omega}(\downarrow)\},$$

где $I_{2\omega}(\uparrow)$ и $I_{2\omega}(\downarrow)$ — интенсивности ВГ для противоположных направлений экваториального магнитного поля. Угловой спектр $\rho_{2\omega}$, измеренный для длины волны накачки 850 nm, представлен на рис. 3, b. Видно, что наблюдается знакопеременная зависимость магнитного контраста интенсивности ВГ. Для сравнения на том же рисунке представлен спектр линейного контраста, положение минимума которого совпадает с минимумом зависимости $\rho_{2\omega}(\theta)$. Видно, что нелинейный контраст обладает большей величиной (на два порядка), а также имеет более резкую резонансную зависимость. С учетом того что поле на частоте ВГ от магнитной нелинейной структуры в общем виде описывается суммой кристаллографической (немагнитной, $\mathbf{E}^{\text{cr}}(2\omega)$) и магнитоиндуцированной ($\mathbf{E}^{\text{M}}(2\omega)$) составляющих, интенсивность ВГ можно представить в виде $I_{2\omega} \propto \{\mathbf{E}^{\text{cr}}(2\omega) + \mathbf{E}^{\text{M}}(2\omega)\}^2$ [13]. Смена знака магнитного контраста ВГ вблизи резонанса ППП указывает на изменение фазы волны второй гармоники в резонансной области. Для сравнения была измерена аналогичная зависимость для подложки BIG, которая показала постоянство знака $\rho_{2\omega}$ во всем исследованном угловом диапазоне.

Методом однолучевой интерферометрии ВГ при использовании тонкой пленки оксида индия-олова в качестве эталонного источника ВГ были проведены прямые измерения фазы магнитной и немагнитной составляющих волны ВГ. Измерения показали, что фазовый сдвиг обеих составляющих волны ВГ вблизи резонанса равен $\sim 2\pi$, что соответствует поведению нелинейного резонанса Фано при резонансе на поле накачки. В то же время модуляция разности фаз магнитоиндуцированной и кристаллографических составляющих превышает $\pi/2$, что соответствует наблюдаемому изменению знака магнитного контраста.

4. Обсуждение результатов

Значительное различие интенсивностных магнитооптических эффектов в линейном и нелинейном отклике обусловлено разными механизмами данных эффектов. В случае линейного отклика (прохождения) эффект наблюдается за счет смещения дисперсионных кривых для ППП при наличии намагнитченности. С другой стороны, в нелинейном отклике (генерация второй гармоники) эффекты обусловлены сильной модуляцией фазы поля накачки при возбуждении ППП.

На основании полученных экспериментальных зависимостей предложена феноменологическая модель генерации ВГ в МПК, основанная на интерференции

магнитной (от границы раздела Au/BIG) и кристаллографической (от границы раздела воздух/Au) компонент поля ВГ, испытывающих резонансный абсолютный (2π) и относительный (больше $\pi/2$) сдвиг в окрестности резонансного возбуждения ППП на границе раздела Au/BIG. Взаимодействие этих двух полей ВГ определяет форму спектральной зависимости интенсивности ВГ в области ППП на границе Au/BIG в виде нелинейного резонанса Фано, а также обнаруженного магнитного нелинейно-оптического эффекта.

5. Заключение

Таким образом, в работе представлены результаты исследования спектроскопии генерации второй оптической гармоники в магнитных плазмонных структурах на основе периодических массивов нанополос золота и феррита граната. Экспериментально показано, что в области резонансного возбуждения поверхностного плазмона на границе раздела металла и магнитного диэлектрика наблюдается резкая знакопеременная модуляция магнитного контраста ВГ, достигающая 40% и сопровождающаяся изменением фазы волны ВГ на 2π . Полученные результаты описаны в терминах нелинейного резонанса Фано.

Список литературы

- [1] V.V. Temnov, G. Armelles, U. Woggon, D. Guzatov, A. Cebollada, A. Garcia-Martin, J.M. Garcia-Martin, T. Thomay, A. Leitenstorfer, R. Bratschitsch. *Nature Photon.* **4**, 107111 (2010).
- [2] V.I. Belotelov, I.A. Akimov, M. Pohl, V.A. Kotov, S. Kasture, A.S. Vengurlekar, A.V. Gopal, D.R. Yakovlev, A.K. Zvezdin, M. Bayer. *Nature Nanotechnol.* **6**, 370 (2011).
- [3] A.A. Grunin, A.G. Zhdanov, A.A. Ezhov, E.A. Ganshina, A.A. Fedyanin. *Appl. Phys. Lett.* **97**, 261908 (2010).
- [4] G. Armelles, A. Cebollada, A. Garcia-Martin, J.M. Garcia-Martin, M.U. Gonzalez, J.B. Gonzalez-Diaz, E. Ferreira-Vila, J.F. Torrad. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **11**, 114023 (2009).
- [5] A.L. Chekhov, V.L. Krutyanskiy, A.N. Shaimanov, A.I. Stognij, T.V. Murzina. *Opt. Express* **22**, 17762 (2014).
- [6] M. Pohl, L.E. Kreilkamp, V.I. Belotelov, I.A. Akimov, A.N. Kalish, N.E. Khokhlov, V.J. Yallapragada, A.V. Gopal, M. Nur-E-Alam, M. Vasiliev, D.R. Yakovlev, K. Alameh, A.K. Zvezdin, M. Bayer. *New J. Phys.* **15**, 075024 (2013).
- [7] A.L. Chekhov, V.L. Krutyanskiy, V.A. Ketsko, A.I. Stognij, T.V. Murzina. *Opt. Mater. Express* **5**, 1647 (2015).
- [8] J.Y. Chin, T. Steinle, T. Wehler, D. Dregely, T. Weiss, V.I. Belotelov, B. Stritzker, H. Giessen. *Nature Commun.* **4**, 1599 (2013).
- [9] Y.R. Shen. *The principles of nonlinear optics.* Wiley-Interscience, N.Y. (1984). 563 p.
- [10] V. Bespalova, O.L. Golikova, S.S. Savina, A.I. Stognij, N.N. Novitskii. *Inorg. Mater.* **48**, 1190 (2012).
- [11] B. Luk'yanchuk, N.I. Zheludev, S.A. Maier, N.J. Halas, P. Nordlander, H. Giessen, C.T. Chong. *Nature Mater.* **9**, 707 (2010).
- [12] A.K. Zvezdin, V.A. Kotov. *Modern magneto-optics and magneto-optical materials.* IOP Publ., Bristol (1997). 386 p.
- [13] R.-P. Pan, H.D. Wei, Y.R. Shen. *Phys. Rev. B* **39**, 1229 (1989).