

## Связанное состояние континуума магнитофотонных метаповерхностей

А. М. Черняк, М. Г. Барсукова, А. С. Шорохов, А. И. Мусорин<sup>1)</sup>, А. А. Федянин

Физический факультет, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 25 октября 2019 г.

После переработки 12 ноября 2019 г.

Принята к публикации 13 ноября 2019 г.

Исследованы механизмы усиления магнитооптических эффектов в полностью диэлектрических метаповерхностях, обусловленные возбуждением резонанса связанного состояния континуума. В квадратной решетке нанодисков из магнитного диэлектрика с воздушным отверстием, смещенным относительно оси диска, поляризационный и интенсивностный эффекты достигают  $0.7^\circ$  и 22 % соответственно.

DOI: 10.31857/S0370274X20010087

Резонансные диэлектрические наноструктуры представляют значительный интерес для современной нанофотоники [1]. Рассеяние света на диэлектрических наночастицах с высоким показателем преломления и малыми потерями позволяет воспроизводить оптические эффекты, продемонстрированные на плазмонных частицах, без диссипации энергии в тепло [2]. Составленные из таких нанообъектов метаповерхности позволяют управлять фазой и амплитудой проходящего или отраженного света [3]. Обычно добротность  $Q$  резонансов указанных образцов порядка 10, что является недостаточной величиной для практических приложений, например, светофильтров [4], сенсоров [5]. Такие значения добротности объясняются высокими излучательными потерями – сильной связью резонансной наночастицы с внешним полем – способностью переизлучать световую энергию. В связи с этим предлагаются различные способы увеличения добротности, вплоть до  $10^2 \dots 10^3$  [6–10]. Ключевым моментом в достижении высокой добротности является спектральное перекрытие двух резонансов, как, например, для Фано-резонансов. Сильный резонансный отклик возникает при возбуждении “захваченных” мод, известных так же, как “темные” моды [11], при их перекрытии со “светлыми” модами. Перевести их в излучательное состояние можно за счет внесения асимметричности в структуру. Степень асимметричности определяет, насколько эффективно оказываются связаны эти два резонанса. Запрещенное по симметрии состояние называют связанным состоянием континуума [12].

Оно обладает бесконечной добротностью, являясь лишь математической моделью. В реальности при незначительном нарушении симметрии оно переходит в квазисвязанное состояние, приводя к высокодобротному резонансу в спектре [13]. Применение таких резонансов к оптическим системам открывает возможности для новых компактных устройств нанофотоники.

Для того чтобы устройство было активным, оно должно реагировать на внешнее воздействие. Одним из таких воздействий может быть магнитное поле, обладающее преимуществом неинвазивности и скорости реагирования. Диэлектрические наноструктуры, поддерживающие возбуждение резонансов Ми, помещенные в магнитное поле, приводят к усилению магнитооптических (МО) эффектов [14]. В магнитофотонных и магнитоплазмонных метаповерхностях ближнепольная связь между наночастицами при спектральном перекрытии резонансов приводит к дополнительному усилению магнитооптических эффектов [15–17]. Однако в приведенных работах добротность резонансов была порядка 10. Если бы она была выше, то можно было ожидать больших величин усиления. Для терагерцового диапазона рассчитано, что при возбуждении связанных состояний континуума можно добиться стопроцентных значений магнитного кругового дихроизма [18]. В связи с этим представляется перспективным использование высокодобротных асимметричных наноструктур (рис. 1) для увеличения МО эффектов на оптических частотах. В данной работе проведено численное моделирование полностью диэлектрических магнитных метаповерхностей из нанодисков с нарушенной симметрией и продемонстрировано усиление интен-

<sup>1)</sup>e-mail: musorin@nanolab.phys.msu.ru

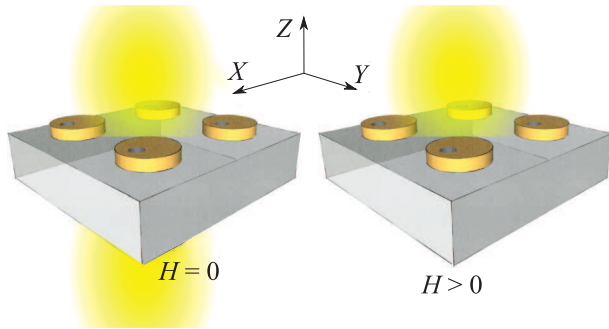


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема идеи и образца

сивностных и поляризационных магнитооптических эффектов при возбуждении резонанса связанного состояния континуума.

Численные расчеты выполнены методом конечных разностей во временной области в коммерческом программном обеспечении FDTD Solutions, Lumerical Inc. Задача решается для трехмерной модели, в которой по осям  $X$  и  $Y$  заданы периодические граничные условия, а по направлению  $Z$  установлены полностью поглощающие слои. Спектры пропускания рассчитываются для нормального падения плоской электромагнитной волны вдоль оси  $Z$ . Направление поляризации совпадает с осью  $X$ . Внешнее магнитное поле прикладывается по направлению  $Y$  для геометрии эффекта Фохта, при этом относительное изменение коэффициента пропускания рассчитывается по следующей формуле:

$$\delta = \frac{\Delta T}{T(0)} = \frac{T(H) - T(0)}{T(0)},$$

где  $T(H)$  и  $T(0)$  – спектры пропускания при приложении внешнего магнитного поля  $H$  и без него соответственно. Исследуемый интенсивный эффект состоит в изменении коэффициента пропускания образца при приложении магнитного поля перпендикулярно вектору поляризации и волновому вектору падающей волны. Для определения величины эффекта Фарадея – поляризационного МО эффекта, проявляющегося во вращении плоскости поляризации  $\theta$  при намагничивании образца, направление внешнего магнитного поля меняется с  $Y$  на  $Z$  и считается отношение  $E_y/E_x$  в дальней дифракционной зоне.

В качестве исследуемой модели рассматривается двумерный квадратный массив асимметричных нанодисков из магнитного диэлектрика – железиттриевого граната, легированного висмутом (Bi:YIG,  $n = 2.09$ ,  $g = -0.001$ ) высотой  $h = 227$  нм, радиусом  $R = 248$  нм, расположенных на кварцевой подложке  $\text{SiO}_2$  ( $n = 1.45$ ). В гранатовом диске

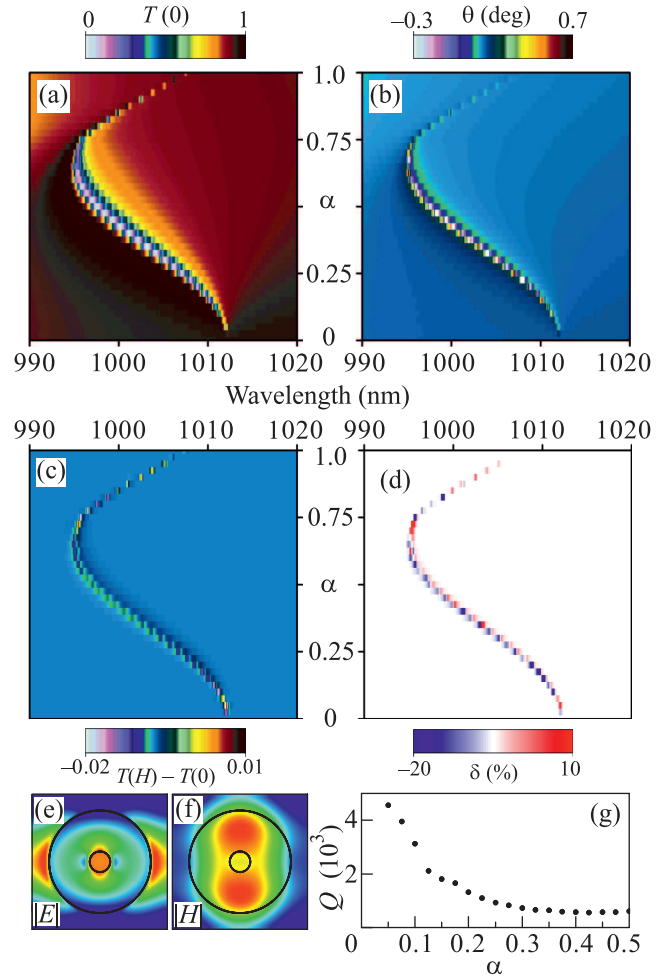


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры: (a) – пропускания, (b) – фарадеевского вращения, (c) – разностного пропускания  $\Delta T$ , (d) – эффекта Фохта и (g) – добротность в зависимости от степени асимметричности  $\alpha$ . Распределения локальных электрического (e) и магнитного (f) полей на половине высоты диска внутри одной элементарной ячейки при  $\alpha = 0$

сделано воздушное отверстие радиусом  $r = 62$  нм, которое смещается от центра диска вдоль оси  $Y$  в положительном направлении. Степень асимметричности определяется отношением смещения центра отверстия  $y_0$  к радиусу диска:  $\alpha = y_0/R$ . Периоды по обоим направлениям  $d = 679$  нм. Такие параметры выбраны, чтобы резонанс квазисвязанного состояния континуума оказался вблизи длины волны 1 мкм, а дифракционные особенности не попадали в данный спектральный диапазон.

Расчет начинается с симметричной структуры ( $\alpha = 0$ ), в которой воздушное отверстие находится в центре гранатового диска. При облучении плоской электромагнитной волной возникает локализа-

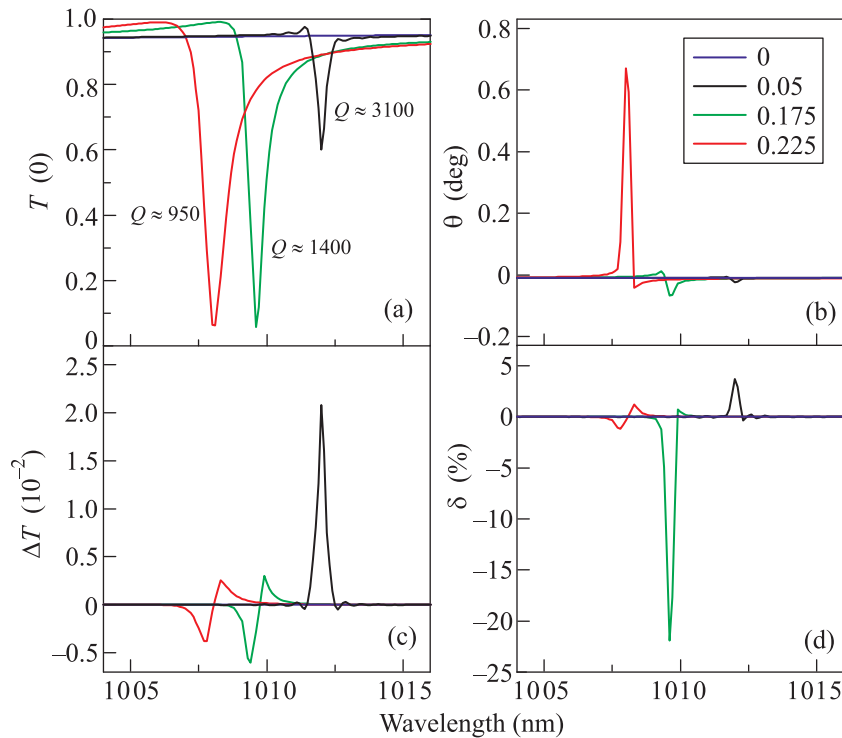


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры: (a) – пропускания, (b) – поляризационного эффекта, (c) – разностного пропускания  $\Delta T = T(H) - T(0)$ , (d) – интенсивностного эффекта для моделей с параметром асимметрии  $\alpha = 0$  (синяя линия), 0.05 (черная линия), 0.175 (зеленая линия), 0.225 (красная линия)

ция поля внутри диска (см. рис. 2e, f), соответствующая резонансу, однако провал в спектре пропускания не наблюдается (см. рис. 2a и синюю линию на рис. 3a). В этом случае возникает истинно связанное состояние континуума, а как было отмечено во введении, оно обладает бесконечной добротностью, поэтому провал отсутствует. При смещении отверстия резонанс становится квазисвязанным, и появляется провал в спектре пропускания (см. рис. 2a). С увеличением асимметричности происходит спектральное смещение резонанса в сторону коротковолновой области спектра, его уширение и уменьшение добротности (см. рис. 2g). После значения  $\alpha \approx 0.75$  воздушное отверстие размыкает диск на верхней границе ( $y = R = 248$  нм), что нарушает конфигурацию локального электромагнитного поля. Дальнейший сдвиг отверстия приводит к смещению провала в спектре пропускания в длинноволновую область спектра, поскольку геометрия диска становится все более симметричной, т.е. невозмущенной. На рисунке 2b представлены спектры фарадеевского вращения в зависимости от параметра  $\alpha$ . При его изменении наблюдается смещение усиленного магнитооптического сигнала, следующее за положением провала в спектре пропускания. Значение угла  $\theta$  максимально

при  $\alpha = 0.225$  и достигает  $0.7^\circ$  (см. рис. 3b, красная линия). Учитывая, что такое значение получается для толщины магнитного слоя 227 нм, то в сравнении с неструктурированной пленкой Bi:YIG аналогичной высоты ( $\theta = 0.02^\circ$ ) усиление эффекта составляет 35 раз. Для каждого значения  $\alpha$  максимальный поворот плоскости поляризации соответствует наименьшей величине коэффициента пропускания. По этой причине для поляризационных эффектов подобная металлоповерхность оптимальнее работает на склоне резонанса, где можно добиться как наличия пропускания, так и фарадеевского вращения.

Результаты расчета интенсивностного магнитооптического эффекта в зависимости от параметра  $\alpha$  представлены на рис. 2d. Усиление магнитооптического сигнала коррелирует с возбуждением резонанса. Наибольшее изменение коэффициента пропускания достигает 22% при  $\alpha = 0.175$  (см. рис. 3d, зеленая линия). Для того чтобы избежать сингулярностей при расчете эффекта, возникающих при делении на близкие к нулю значения  $T(0)$ , построены графики разности  $\Delta T$  коэффициентов пропускания при наличии и отсутствии магнитного поля (см. рис. 2c). С другой стороны,  $\Delta T$  представляет собой произведение  $\delta$  на коэффициент пропускания  $T(0)$ . В этом

случае возможно определить положение одновременно и большого эффекта, и существенной величины пропускания. Для величины  $\Delta T$  было установлено, что наиболее эффективной оказывается структура с параметром  $\alpha = 0.05$  (см. рис. 3с, черная линия), т.е. в образце с наибольшей добротностью ( $Q \approx 3100$ ).

Из литературы известно, что экспериментально удалось задетектировать поляризационные МО эффекты до  $0.06^\circ$  в решетках из магнитных наночастиц, поддерживающих возбуждение локальных плазмонных и решеточных резонансов [19, 20]. Несмотря на то, что ферромагнитные металлы (железо, никель) обладают большими коэффициентами гирации, величина МО отклика оказывается незначительной из-за большой мнимой части диэлектрической проницаемости металлов. По этой причине магнитные диэлектрики, рассматриваемые в данной работе, представляют большой интерес. В одномерном магнитоплазмонном кристалле с волноводным гранатовым слоем авторам удалось экспериментально продемонстрировать интенсивный магнитооптический эффект в 0.015 при коэффициенте пропускания 0.4 [21]. В схожей системе одномерной золотой решетки внутри магнитного слоя EuS экспериментально продемонстрировано фарадеевское вращение  $14^\circ$ . Однако такие значения были получены в магнитном поле 5 Тл и при температуре 20 К, что осложняет использование таких систем в обычных условиях [22].

Таким образом, предложенные в данной работе полностью диэлектрические магнитные метаповерхности из наночастиц с нарушенной симметрией показывают значения магнитооптических эффектов схожие, а при некоторых параметрах асимметрии даже превышающие величины, продемонстрированные в плазмонных и фотоннокристаллических образцах. Связанное состояние континуума приводит к узкому, высокодобротному резонансу, позволяющему значительно усилить магнитооптический отклик системы. Максимальная величина поляризационного эффекта, полученная в работе, составила  $0.7^\circ$ , а интенсивностного – 22%. Установлено, что коэффициент усиления с увеличением параметра асимметрии снижается, так как ухудшается добротность резонанса, поэтому оптимальные значения параметра асимметрии не должны превышать величины 0.25 для эффективной работы невзаимных нанофотонных устройств.

Авторы выражают благодарность Б. С. Лукьянчуку за дискуссию и обсуждение результатов. Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования (# 14.W03.008.31, моделирование спектров пропускания), гранта Российского на-

учного фонда (# 19-72-00168, моделирование поляризационного магнитооптического эффекта) и гранта Российского фонда фундаментальных исследований (# 18-32-00225, моделирование интенсивностного магнитооптического эффекта). Часть исследований выполнена при поддержке Центра квантовых технологий МГУ.

1. A. I. Kuznetsov, A. E. Miroshnichenko, M. L. Brongersma, Y. S. Kivshar, and B. Luk'yanchuk, *Science* **354**(6314), aag2472 (2016).
2. E. V. Melik-Gaykazyan, K. L. Koshelev, J. Choi, S. S. Kruk, H. Park, A. A. Fedyanin, and Y. S. Kivshar, *JETP Lett.* **109**(2), 131 (2019).
3. N. Yu and F. Capasso, *Nat. Mater.* **13**(2), 139 (2014).
4. Y. Lee, M. Park, S. Kim, J. H. Shin, C. Moon, J. Y. Hwang, J. Choi, H. Park, and H. Kim, and J. E. Jang, *ACS Photonics* **4**(8), 1954 (2017).
5. A. A. Grunin, I. R. Mukha, A. V. Chetvertukhin, and A. A. Fedyanin, *J. Magn. Magn. Mater.* **415**, 72 (2016).
6. F. Hao, Y. Sonnefraud, P. V. Dorpe, S. A. Maier, N. J. Halas, and P. Nordlander, *Nano Lett.* **8**(11), 3983 (2008).
7. B. Luk'yanchuk, N. I. Zheludev, S. A. Maier, N. J. Halas, P. Nordlander, H. Giessen, and C. T. Chong, *Nat. Mater.* **9**(9), 707 (2010).
8. Y. Yang, I. I. Kravchenko, D. P. Briggs, and J. Valentine, *Nat. Commun.* **5**, 5753 (2014).
9. V. R. Tuz, V. V. Khardikov, A. S. Kupriianov, K. L. Domina, S. Xu, and H. Wang, and H. Sun, *Opt. Express* **26**(3), 2905 (2018).
10. S. Campione, S. Liu, L. I. Bilio, L. K. Warne, W. L. Langston, T. S. Luk, J. R. Wendt, J. L. Reno, G. A. Keeler, I. Brener, and M. B. Sinclair, *ACS Photonics* **3**(12), 2362 (2016).
11. K. V. Baryshnikova, K. Frizyuk, G. Zograf, S. Makarov, M. A. Baranov, D. Zuev, V. A. Milichko, I. Mukhin, M. Petrov, and A. B. Evlyukhin, *JETP Lett.* **110**(1), 25 (2019).
12. K. Koshelev, S. Lepeshov, M. Liu, A. Bogdanov, and Y. Kivshar, *Phys. Rev. Lett.* **121**(19), 193903 (2018).
13. Y. Plotnik, O. Peleg, F. Dreisow, M. Heinrich, S. Nolte, A. Szameit, and M. Segev, *Phys. Rev. Lett.* **107**(18), 183901 (2011).
14. M. G. Barsukova, A. S. Shorokhov, A. I. Musorin, D. N. Neshev, Y. S. Kivshar, and A. A. Fedyanin, *ACS Photonics* **4**(10), 2390 (2017).
15. A. I. Musorin, M. G. Barsukova, A. S. Shorokhov, B. S. Luk'yanchuk, and A. A. Fedyanin, *J. Magn. Magn. Mater.* **459**, 165 (2018).
16. M. G. Barsukova, A. I. Musorin, A. S. Shorokhov, and A. A. Fedyanin, *APL Photonics* **4**(1), 016102 (2019).

17. A. I. Musorin, A. V. Chetvertukhin, T. V. Dolgova, H. Uchida, M. Inoue, B. S. Luk'yanchuk, and A. A. Fedyanin, *Appl. Phys. Lett.* **115**, 115102 (2019).
18. G. Y. Chen, W. X. Zhang, and X. D. Zhang, *Opt. Express* **27**(12), 16449 (2019).
19. M. Kataja, T. K. Hakala, A. Julku, M. J. Huttunen, S. van Dijken, and P. Törmä, *Nat. Commun.* **6**, 7072 (2015).
20. N. Maccaferri, X. Inchausti, A. García-Martín, J. Cuevas, D. Tripathy, A. O. Adeyeye, and P. Vavassori, *ACS Photonics* **2**(12), 1769 (2015).
21. L. E. Kreilkamp, V. I. Belotelov, J. Y. Chin, S. Neutzner, D. Dregely, T. Wehler, I. A. Akimov, M. Bayer, B. Stritzker, and H. Giessen, *Phys. Rev. X* **3**(4), 041019 (2013).
22. D. Floess, M. Hentschel, T. Weiss, H. Habermeier, J. Jiao, S. G. Tikhodeev, and H. Giessen, *Phys. Rev. X* **7**(2), 021048 (2017).