Исследование магнитооптического отклика двумерных магнитных плазмонных структур на основе золотых нанодисков в слое феррит-граната

И. А. Колмычек[+1)], *А. Н. Шайманов*[+], *А. В. Барышев*[*×], *Т. В. Мурзина*[+]

[+] *Физический факультет МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[*] *Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Духова, 127055 Москва, Россия*

[×] *Физико-технический институт им. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 1 июня 2015 г.

Экспериментально исследованы резонансные оптические эффекты в упорядоченных планарных двумерных массивах золотых нанодисков, расположенных в диэлектрической магнитной пленке. Частотно-угловые спектры пропускания демонстрируют особенности, связанные с возбуждением локальных поверхностных плазмонов и решеточных плазмон-поляритонов в золотых наночастицах, а также волноводных мод в слое магнитного диэлектрика. Для данных структур обнаружено резонансное усиление линейного интенсивностного магнитооптического эффекта в проходящем излучении, наблюдающееся в спектральной окрестности возбуждения решеточного плазмонного резонанса и волноводной моды в структуре.

DOI: 10.7868/S0370274X1513010X

1. Современные технологии позволяют создавать функциональные наноструктуры различного дизайна, обладающие модифицированными или принципиально новыми оптическими и магнитооптическими свойствами, наличие которых невозможно для объемных материалов [1–3]. Наблюдение в одной структуре различных типов резонансных возбуждений, спектральным положением которых можно управлять с помощью внешнего магнитного поля, перспективно с точки зрения практического применения в устройствах нанофотоники и плазмоники на основе таких материалов. В ферромагнитных металлах плазмонный резонанс выражен слабо вследствие сильного поглощения в оптическом диапазоне. Поэтому перспективным для задач магнитоплазмоники является использование композитных структур, состоящих из благородного металла, обеспечивающего возбуждение высокодобротного плазмонного резонанса, и магнитного диэлектрика. Примерами таких структур являются наночастицы магнитное ядро–золотая оболочка [4] и массивы трехслойных нанодисков Au/Co/Au [5, 6].

Особый интерес вызывают магнитоплазмонные кристаллы (МПК), сочетающие в себе свойства пространственно-периодической структуры (фотонного кристалла), плазмонной и магнитооптической сред. В течение последних нескольких лет появился ряд работ по изучению оптических и магнитооптических свойств МПК на основе пространственно-периодической одномерной структуры ферромагнитного металла или перфорированной пленки золота на поверхности магнитного диэлектрика (феррит-граната) [7–10]. В структурах второго типа наблюдалось возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов на границах раздела золото/воздух и золото/ЖИГ, а также волноводных мод в диэлектрическом слое. Было показано, что спектральное положение плазмон-поляритонов, возбуждаемых на границе раздела с магнитным диэлектриком, зависит от намагниченности МПК. Это приводит к усилению магнитного контраста в геометрии экваториального эффекта Керра вплоть до величины 1.5 % [11, 12].

Особенности оптического спектра пространственно-периодической структуры также определяются взаимодействием различных типов резонансных возбуждений [13–16]. В частности, волноводная мода может проявляться в спектре прохождения в виде как минимума, так и максимума в случае спектрального перекрытия волноводной моды и резонанса локальных поверхностных плазмонов, если соответствующие диполи находятся в противофазе [17]. Вместе с тем эффекты взаимодействия указанных типов резонансных мод и их совместного воздействия на

[1)] e-mail: irisha@shg.ru

магнитооптические эффекты в регулярных магнитных плазмонных структурах до настоящего времени изучены не были. В данной работе представлены результаты исследования спектральных особенностей оптических и магнитооптических эффектов в геометрии Фохта в двумерных массивах золотых нанодисков, расположенных в слое феррит-граната. Изучено влияние решеточных плазмонных резонансов и волноводной моды на магнитооптический эффект в такой структуре.

2. Исследуемые образцы представляли собой планарные массивы золотых нанодисков, изготовленные методом электронной литографии и расположенные в узлах квадратной решетки на кварцевой подложке. Высота исходных дисков 30 нм, диаметр 100 нм. На нанодиски с помощью распыления ионным пучком был нанесен слой легированного висмутом феррит-граната (Bi:YIG) толщиной около 90 нм [18]. Исследовались три структуры с периодами решетки $d =$ 200, 300 и 400 нм (рис. 1a). Изображение образца

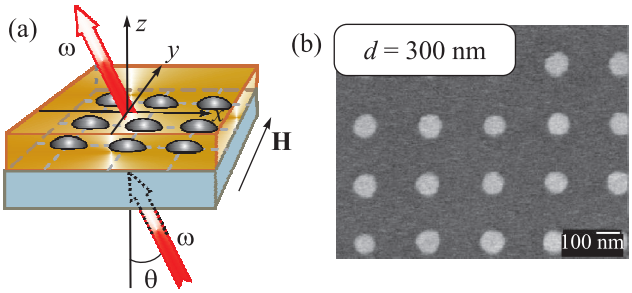

Рис. 1. (a) – Схематическое представление МПК. (b) – Изображение МПК с периодом 300 нм в растровом электронном микроскопе

с $d = 300$ нм в растровом электронном микроскопе приведено на рис. 1b.

Оптические частотно-угловые спектры пропускания образцов были измерены с использованием коллимированного пучка галогеновой лампы в качестве зондирующего излучения. Образец был помещен на гониометр, обеспечивающий точность определения угла падения около 1°. Прошедший через структуру свет детектировался спектрометром с разрешающей способностью около 1 нм. Магнитооптические измерения были проведены при приложении внешнего магнитного поля 3 кГс, которое является насыщающим для исследуемых структур в геометрии Фохта [18].

3. Частотно-угловые спектры пропускания образцов, измеренные для p-поляризации зондирующего излучения, приведены на рис. 2a–c. Во всех трех структурах наблюдаются минимумы пропускания, спектральное положение которых не зависит от угла падения излучения накачки θ, однако смещается в сторону длинных волн при увеличении периода структуры. Так, для структур с периодами $d = 200$, 300 и 400 нм резонансные длины волн составляют 690, 780 и 800 нм соответственно (рис. 2, 3a). В то же время при s-поляризованном излучении накачки при увеличении угла падения данная особенность испытывает смещение в длинноволновую область спектра, как это видно из рис. 2d для структуры с $d =$ $= 400$ нм.

Следуя рассмотрению, проведенному в работах [19–22], данную спектральную особенность, зависящую от периода планарной структуры и от поляризации зондирующего излучения, следует трактовать в терминах поверхностного решеточного плазмонного резонанса (Surface Lattice Resonance). Действительно, под действием внешнего линейно-поляризованного электромагнитного поля световой волны в наночастицах золота наводятся сонаправленные с ней диполи, излучающие в направлении, перпендикулярном своей оси [23]. Интерференция полей этих диполей определяет спектральное положение минимума пропускания. При возбуждении структуры p-поляризованным светом диполи осциллируют вдоль оси Ox и интерференция их откликов в направлении оси Oy не зависит от угла падения. Напротив, для s-поляризованного излучения накачки спектр пропускания структуры определяется интерференцией полей диполей в направлении оси Ox. При этом с ростом θ увеличивается оптическая разность хода лучей между соседними частицами и резонансная длина волны сдвигается в красную область, что и наблюдается в эксперименте (рис. 2d) [24, 25].

4. Изучение оптических свойств рассматриваемых структур с различными периодами решетки при нормальном падении зондирующего излучения было проведено с помощью численного моделирования с использованием программы Lumerical FDTD. Его результаты представлены на рис. 3b. Расчетные спектры также демонстрируют сдвиг поверхностного решеточного резонанса в красную область при увеличении периода структуры, что соответствует данным эксперимента (рис. 3a). На рис. 3c приведен расчет пространственного распределения напряженности электрического поля в окрестности отдельного нанодиска в структуре с периодом решетки 400 нм при падении на структуру света с длиной волны 880 нм, что отвечает длинноволновому минимуму в спектре пропускания. Вид распределения поля в нанодиске соответствует возбуждению электродипольного резонанса.

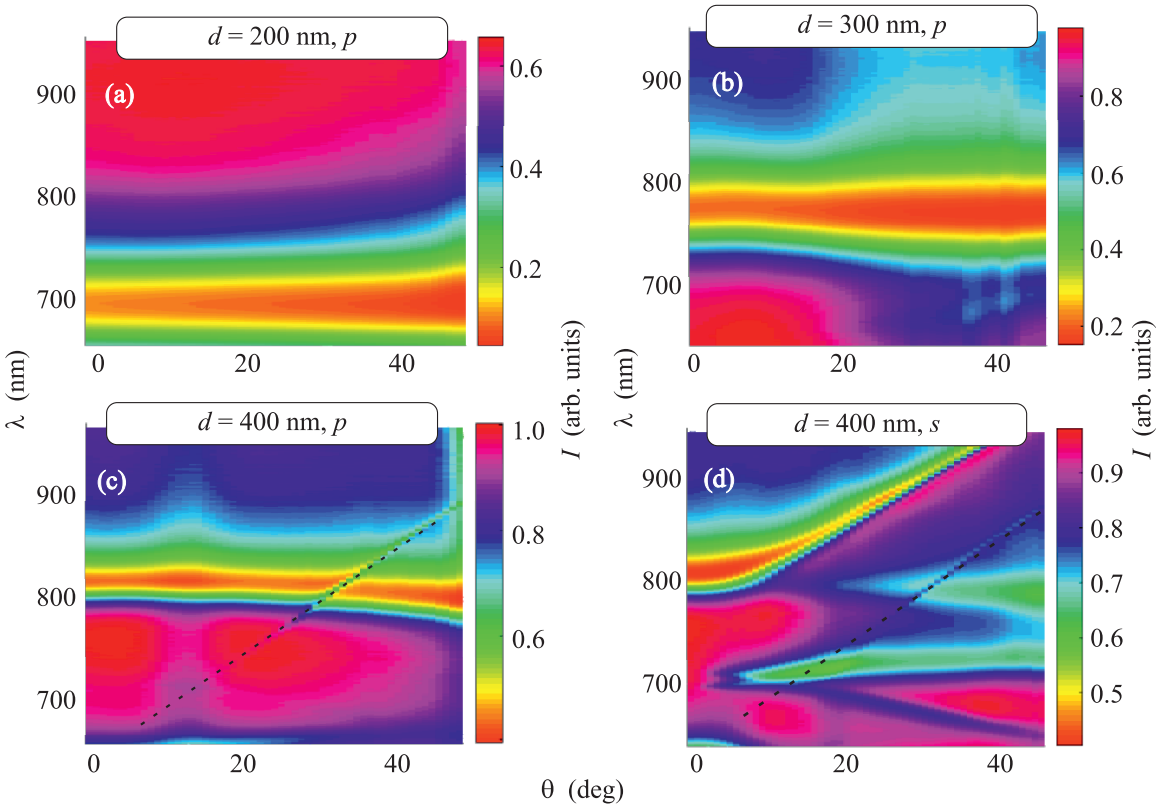

Рис. 2. Частотно-угловые спектры пропускания для структуры с периодами $d = 200$ нм (a), 300 нм (b), 400 нм (c, d). Поляризация падающего излучения: p (a–c), s (d)

5. Из приведенных на рис. 2c и d спектров пропускания также следует, что в образце с $d = 400$ нм в исследуемом спектральном диапазоне наблюдается высокодобротная особенность, положение которой смещается в длинноволновую область спектра при увеличении угла падения. Согласно проведенным оценкам данную особенность можно интерпретировать как волноводную моду (ВМ), возбуждаемую в диэлектрическом слое за счет наличия в структуре решетки золотых частиц. Следует особо отметить, что ВМ возбуждается при зондировании как p-, так и s-поляризованным светом. Закон дисперсии ВМ описывается выражением $k_0 \sin\theta + 2\pi m/d = k_{wg}$, где k_0 – волновой вектор падающего излучения, m – целое число, d – период решетки. На рис. 2c и d пунктирной линией показан рассчитанный закон дисперсии ВМ в исследуемой структуре. Для расчета были взяты значения $m = 1$, $d = 385$ нм. Эффективный показатель преломления $n_{\text{eff}} = 2.146$ был вычислен в рамках теории Максвелла–Гарнетта. Значения показателей преломления Bi:YIG и золота на длине волны 800 нм составляют $n_{\text{YIG}} = 2.17$ и $n_{\text{Au}} = 0.19$.

Поскольку спектральное положение ВМ, в отличие от положения локального плазмона, существенно зависит от угла падения зондирующего излучения, взаимным спектральным положением этих двух резонансных особенностей можно управлять выбором θ. При $\theta < 28°$ ВМ находится далеко от решеточного ЛПП и проявляется как минимум в спектре пропускания. При углах падения 28°–40° она проявляется как максимум, что связано с деструктурированной интерференцией вкладов локального плазмона и ВМ [17] в пропускание. Это аналогично результатам, полученным для упорядоченной 2D-структуры золотых частиц, расположенных на слое ITO [13]. При дальнейшем увеличении угла падения ВМ снова проявляется как минимум в спектре пропускания.

6. В данных структурах были исследованы спектры магнитооптического интенсивностного эффекта в геометрии “на прохождение” (рис. 1a). Характеристикой эффекта является магнитный контраст, вычисляемый по формуле $\rho = \frac{T(\text{up})-T(\text{down})}{T(\text{up})+T(\text{down})}$, где $T(\text{up})$ и $T(\text{down})$ – коэффициенты пропускания образца при противоположных направлениях внешнего магнитного поля. На рис. 4a–c приведены спектры пропускания и магнитного контраста структур с $d = 200$, 300 и 400 нм, измеренные при $\theta = 45°$. Видно, что в спектральной окрестности плазмонного резонанса

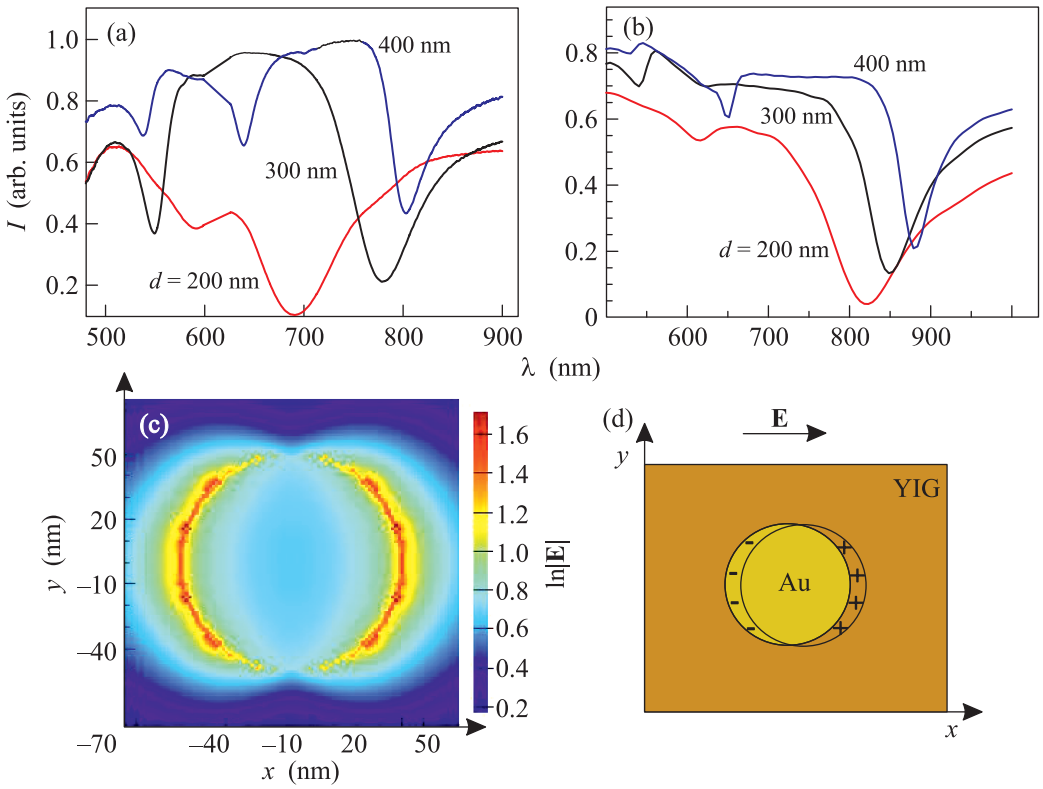

Рис. 3. Спектры пропускания при нормальном падении излучения на МПК с периодом 400 нм: экспериментальный (a), теоретический (b). (c) – Расчет пространственного распределения напряженности электрического поля для МПК с периодом $d = 400$ нм на длине волны 880 нм. (d) – Смещение свободных электронов под действием электрического поля излучения накачки

для всех трех структур наблюдается возрастание (по модулю) магнитного контраста, сопровождающееся сменой его знака. При этом необходимо отметить, что величина ρ как в области резонанса, так и вдали от нее различна для структур с разными периодами решетки: эффект максимален для образца с $d = 200$ нм.

При обсуждении результатов изучения магнитооптического эффекта в данных структурах заметим, что линейный по намагниченности интенсивностный эффект в проходящем свете в магнитной пленке с симметричными границами в геометрии Фохта наблюдаться не должен [26]. В нашем случае он появляется за счет несимметричности границ пленки Bi:YIG, преимущественно вследствие наличия на границе раздела Bi:YIG/кварц золотых нанодисков. При уменьшении d возрастает поверхностная плотность золота на границе с кварцем, что увеличивает разницу эффективной проницаемости приграничных слоев Bi:YIG и, следовательно, приводит к возрастанию ρ. Так, магнитный контраст в области возбуждения ЛПП достигает $3 \cdot 10^{-3}$, $1.5 \cdot 10^{-3}$ и $0.5 \cdot 10^{-3}$ для структур с $d = 200$, 300 и 400 нм соответственно. Изменение знака ρ вблизи резонанса ЛПП связано с линейным по намагниченности изменением диэлектрической проницаемости Bi:YIG, определяющей резонансные условия возбуждения ЛПП, что приводит к смене знака магнитного контраста в минимуме пропускания структуры.

На рис. 4d представлены спектры пропускания и магнитного контраста образца с $d = 400$ нм при угле падения 35°, т.е. для случая, когда волноводная мода находится в области возбуждения плазмона. В указанных условиях наблюдается возрастание магнитного контраста вплоть до 0.1 %, сопровождающееся дополнительной сменой его знака. Данный эффект, очевидно, определяется зависимостью закона дисперсии волноводной моды от намагниченности структуры, аналогично наблюдавшемуся для магнитоплазмонных кристаллов [10]. В рассматриваемом случае имеет место совместное влияние как ЛПП, так и волноводной моды на интенсивностный магнитооптический эффект.

7. Таким образом, в работе представлены результаты исследования оптического и магнитооптического отклика двумерных магнитных плазмон-

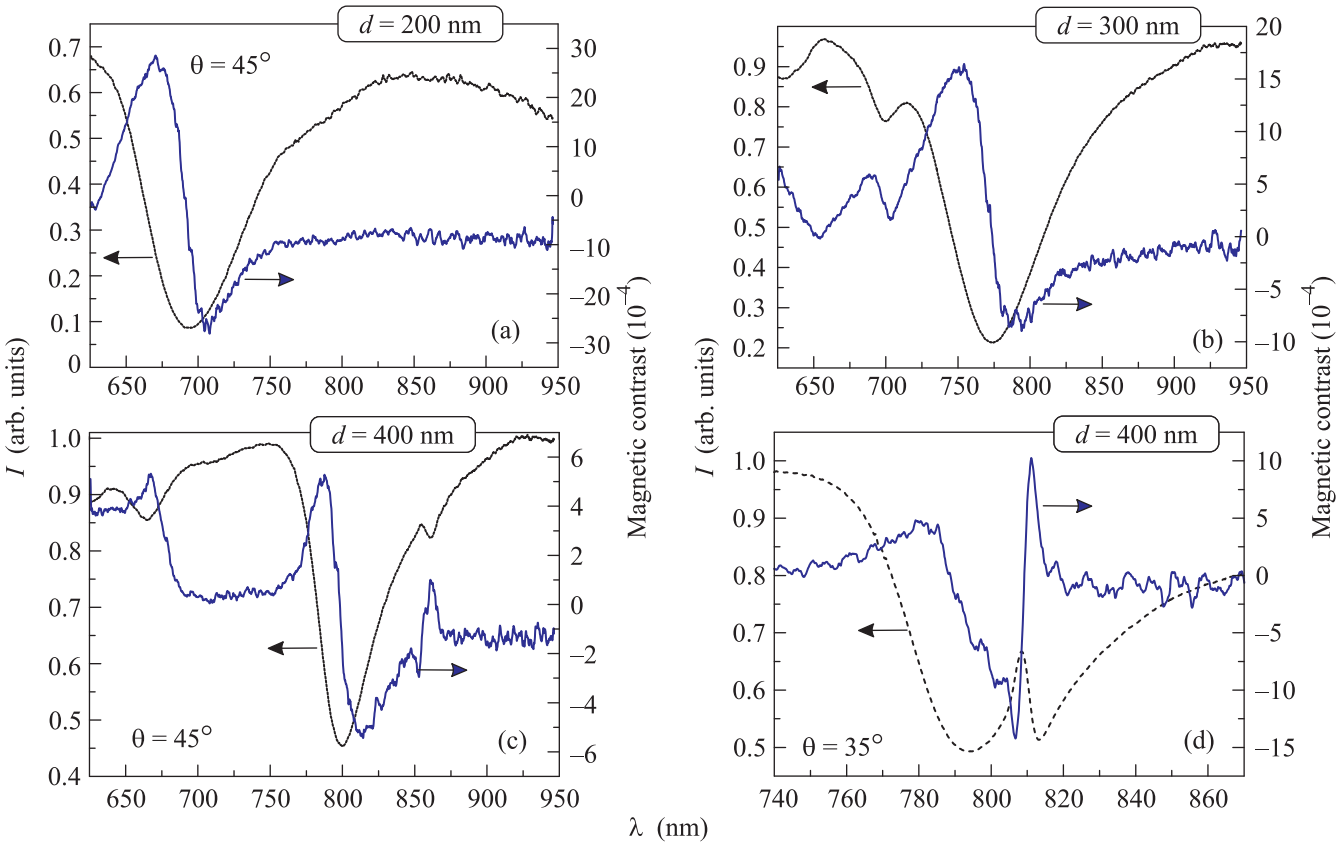

Рис. 4. Спектры пропускания и магнитного контраста при угле падения p-поляризованного зондирующего излучения 45° для МПК при $d = 200$ нм (a), 300 нм (b), 400 нм (c). (d) – Спектр пропускания и магнитного контраста при угле падения зондирующего излучения 35° для МПК с $d = 400$ нм

ных структур, образованных поверхностной квадратной решеткой золотых наночастиц, расположенных в пленке Bi:YIG. Экспериментально и с помощью численных расчетов показано, что в такой структуре наблюдаются особенности, связанные с возбуждением решеточного плазмонного резонанса и волноводной моды в слое магнитного диэлектрика. Обнаружен линейный по намагниченности интенсивностный эффект в проходящем излучении, обусловленный выраженной асимметрией границ раздела слоя Bi:YIG, а также зависимостью резонансных условий возбуждения плазмонного резонанса и волноводной моды от намагниченности образца.

Авторы признательны А.Л. Чехову и В.Л. Крутянскому за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ # 13-02-01102-а и стипендии Президента РФ СП-382.2015.5. Авторы также благодарят Фонд перспективных исследований (договор # 7/004/2013-2018 от 23.12.2013).

1. G. Armelles, A. Cebollada, A. Garcia-Martin, and M. U. Gonzalez, Adv. Opt. Mater. **1**, 10 (2013).
2. V. V. Temnov, Nat. Photon. **6**, 728 (2012).
3. J. F. Torrado, J. B. Gonzalez-Diaz, M. U. Gonzalez, A. Garcia-Martin, and G. Armelles, Opt. Express **18**, 15635 (2010).
4. I. A. Kolmychek, T. V. Murzina, S. Fourier, J. Wouters, V. K. Valev, T. Verbiest, and O. A. Aktsipetrov, Sol. State Phenomena **152–153**, 508 (2009).
5. I. A. Kolmychek, T. V. Murzina, A. A. Nikulin, E. A. Gan'shina, O. A. Aktsipetrov, JETP Lett. **90**(7), 552 (2009).
6. G. Armelles, A. Cebollada, A. Garcia-Martin, J. M. Garcia-Martin, M. U. Gonzales, J. B. Gonzalez-Diaz, E. Ferreiro-Vila, and J. F. Torrado, J. Opt. A.: Pure Appl. Opt. **11**, 114023 (2009).
7. A. V. Baryshev, K. Kawasaki, P. B. Lim, and M. Inoue, Phys. Rev. B **85**, 205130 (2012).
8. A. A. Grunin, A. G. Zdanov, A. A. Ezhov, E. A. Ganshina, and A. A. Fedyanin, Appl. Phys. Lett. **97** (26), 261908 (2010).
9. V. I. Belotelov, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, A. N. Kalish, and A. K. Zvezdin, J. Opt. Soc. Am. B **26** (8), 1594 (2009).

10. A. L. Chekhov, V. L. Krutyanskiy, A. N. Shaimanov, A. I. Stognij, and T. V. Murzina, Opt. Express **22**, 17762 (2014).
11. 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, and M. Bayer, Nat. Nanotech. **6**, 370 (2011).
12. L. E. Kreilkamp, V. I. Belotelov, J. Y. Chin, S. Neutzner, D. Dregely, T. Wehlus, I. A. Akimov, M. Bayer, B. Stritzker, and H. Giessen, Phys. Rev. X **3**, 041019 (2013).
13. S. Linden, A. Christ, J. Kuhl, and H. Giessen, Appl. Phys. B **73**, 311 (2011).
14. S. Linden, J. Kuhl, and H. Giessen, Phys. Rev. Lett. **86**, 4688 (2001).
15. A. Christ, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, J. Kuhl, and H. Giessen, Phys. Rev. B **91**, 183901(4) (2003).
16. Y. Hong and B. M. Reinhard, Opt. Mat. Express **4**, 2409 (2014).
17. S. Herminghaus, M. Klopfleisch, and H. J. Schmidt, Opt. Lett. **19** (4), 293 (1994).
18. A. V. Baryshev, H. Uchida, and M. Inoue, J. Opt. Soc. Am. B **30** (9), 2371 (2013).
19. A. Shahmansouri and B. Rashidian, J. Opt. Soc. Am. B **30** (8), 2286 (2013).
20. A. Shahmansouri and B. Rashidian, *Proceedings of the 4th international conference on nanostructures 1662* (2012).
21. M. Meier, A. Wokaun, and P. F. Liao, J. Opt. Soc. Am. B **2**(6), 931 (1985).
22. B. Lamprecht, G. Schider, R. T. Lechner, H. Ditlbacher, J. R. Krenn, A. Leitner, and F. R. Aussenegg, Phys. Rev. Lett. **84**(20), 4721 (2000).
23. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics. Oxford*, Pergamon Press (1959), 803 p.
24. K. T. Carron, W. Fluhr, M. Meier, and A. Wokaun, J. Opt. Soc. Am. B **3**(3), 430 (1986).
25. Y. Chu, E. Schonbrun, T. Yang, and K. B. Crozier, Appl. Phys. Lett. **93**, 181108 (2008).
26. А. К. Звездин, А. К. Котов, *Магнитооптика тонких пленок*, Наука, М. (1988), 192 с.