

# Распределение поля световой волны в окрестности магнитного дефекта в одномерных фотонных кристаллах

© С.Г. Ерохин, А.П. Виноградов\*, А.Б. Грановский, М. Инуе\*\*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119992 Москва, Россия

\* Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук,  
125412 Москва, Россия

\*\* Технологический университет Тояхаши,  
441-8580 Тояхаши, Япония

E-mail: granov@magn.ru

(Поступила в Редакцию 8 февраля 2006 г.  
В окончательной редакции 30 мая 2006 г.)

Анализируется распределение поля световой волны в окрестности магнитного дефекта одномерного фотонного кристалла. Показано, что, варьируя толщину магнитного дефекта или изменяя параметры обрамляющего дефект фотонного кристалла, можно создать такую ситуацию, когда электрическое поле световой волны в основном сконцентрировано внутри магнитного слоя или, наоборот, максимально вблизи его поверхности. Это позволяет при наличии диссипации в магнитном слое оптимизировать добротность магнитного микрорезонатора и, следовательно, увеличить линейные и нелинейные магнитооптические эффекты. Обсуждается возможность разделения вкладов в нелинейную магнитооптику от поверхности и объема магнитного материала путем изменения распределения поля по толщине дефекта.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-16830), РФФИ–JSPS (гранты № 05-02-19886 и 06-02-16604).

PACS: 42.70.Qs, 42.60.Da, 78.20.Ls, 85.70.Sq

1. В настоящей работе анализируются распределение поля световой волны в окрестности магнитного дефекта одномерного фотонного кристалла (ФК) и влияние этого распределения на линейную и нелинейную магнитооптику таких структур. Рассматриваемая структура (рис. 1) представляет собой микрорезонатор, или так называемую оптическую микрополость типа резонатора Фабри–Перо, роль зеркал в котором выполняют конечные ФК. Оптические микрополости находят широкое применение в физике и технике [1], так как их использование позволяет значительно усилить поле световой волны и локализовать волну в ограниченной области. Ранее было показано, что в случае магнитного микрорезонатора, изображенного на рис. 1, называемого одномерным магнитофотонным кристаллом (МФК), в значительной степени усиливаются линейные и нелинейные магнитооптические (МО) эффекты (см. обзор [2], а также [3,4]). В частности, МО-эффект Фарадея возрастает на два порядка по сравнению со случаем однослойных структур, что позволило создать на базе МФК пространственные модуляторы света с рекордным быстродействием [2].

Три фактора отличают магнитный микрорезонатор от обычного резонатора Фабри–Перо: 1) гиротропия магнитного материала, при которой тензор диэлектрической проницаемости имеет недиагональные элементы; 2) малое, но неизбежное поглощение света в магнитном слое; 3) тот факт, что собственными решениями в ФК являются волны блоховского типа. Влияние первых двух факторов на линейные МО-эффекты детально исследо-

вано в работах [5,6] (см. также [2]). В настоящей работе показано, что третий фактор оказывается весьма существенным для распределения поля в окрестности магнитного слоя и повышения добротности магнитного микрорезонатора. При этом возможно создание такой ситуации, когда электрическое поле световой волны в основном сконцентрировано внутри магнитного слоя или, наоборот, максимально вблизи его поверхности, что оказывается весьма важным для нелинейной магнитооптики.

2. Метод расчета распределения поля и линейных МО-эффектов в МФК подробно описан в работах [4–6]. Оптические параметры слоев  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  и  $\text{Bi:DyIG}$  приведены в [4]. Толщины слоев  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  выбира-

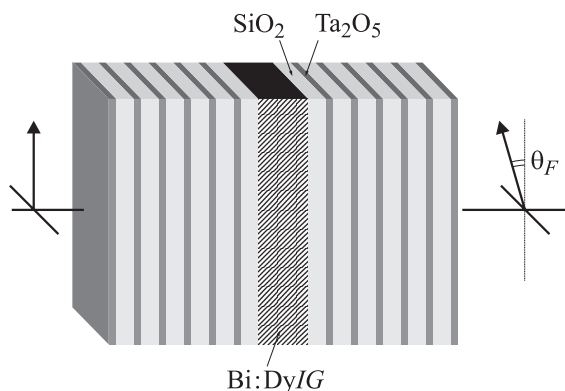
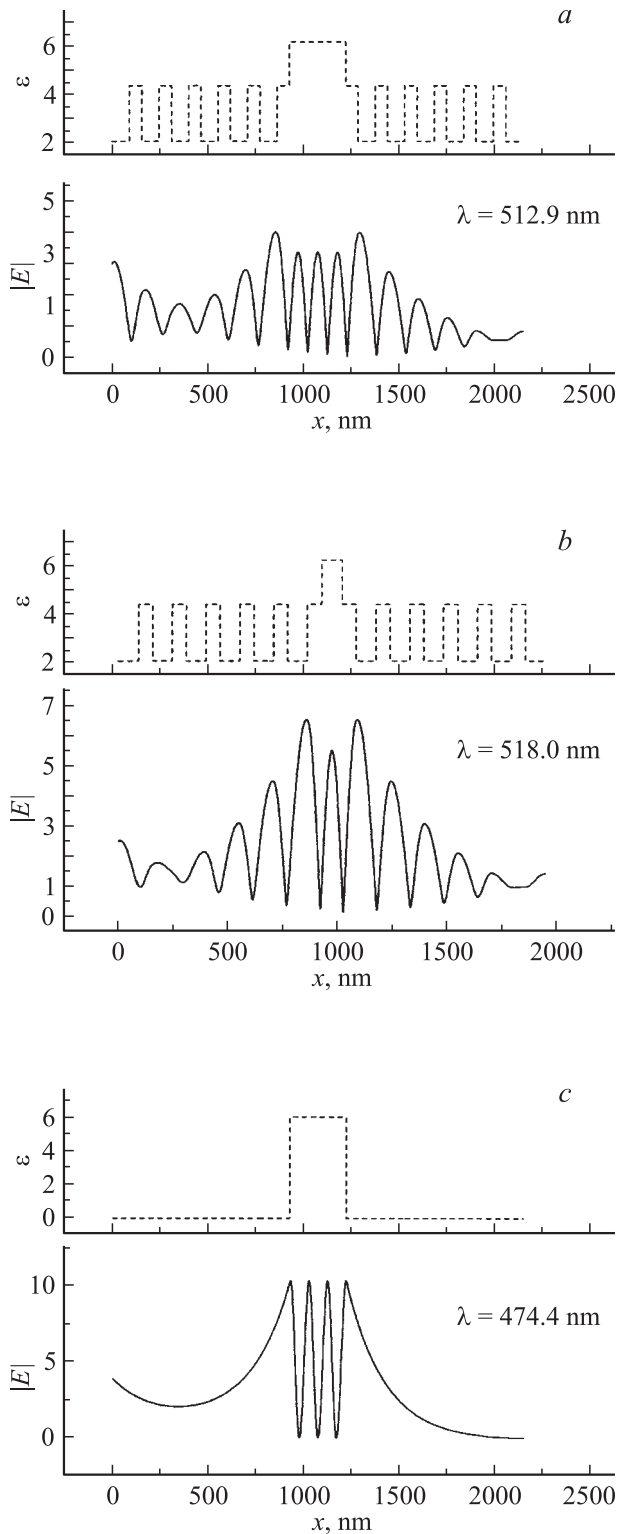


Рис. 1. Схематическое изображение магнитного микрорезонатора  $(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5) \cdot 6/\text{Bi:DyIG}/(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5) \cdot 6$ .

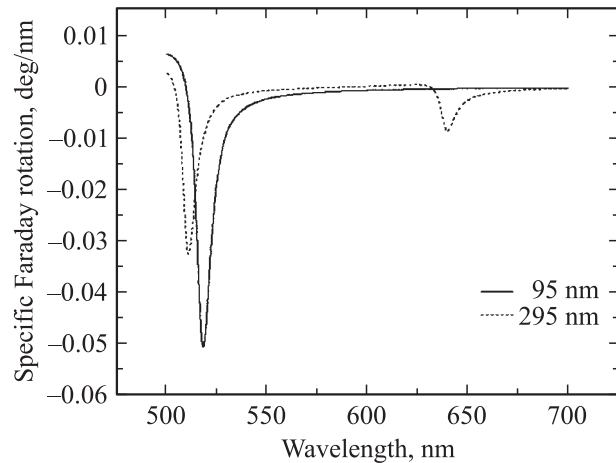


**Рис. 2.** Распределение поля в магнитном микрорезонаторе с толщиной магнитного слоя  $d_{\text{Bi:DyIG}} = 295 \text{ nm}$  (коэффициент прохождения  $T = 20.8\%$ , угол фарадеевского вращения  $\theta_F = -9.6^\circ$ ) (a) и  $d_{\text{Bi:DyIG}} = 95 \text{ nm}$  (коэффициент прохождения  $T = 56.7\%$ , угол фарадеевского вращения  $\theta_F = -4.8^\circ$ ) (b), в окрестности магнитного дефекта однородного образца с отрицательной диэлектрической проницаемостью (металлические зеркала) (c). На верхних графиках показан диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  компонент магнитного ФК.

лись из условия формирования запрещенной фотонной зоны в окрестности рабочей длины волны  $\lambda = 512 \text{ nm}$ , а толщина МО-слоя  $d_{\text{Bi:DyIG}}$  варьировалась.

Исследование структуры полей показало, что число проходов света через МО-слой, т.е. добротность, можно изменять за счет микроструктуры блоховских волн в ФК. Действительно, если при сшивке решений в ФК и МО-слое фазы волн подобраны так, что максимум поля в дефекте сшивается с минимумом поля в ячейке ФК, то по бокам дефекта будут наблюдаться два максимума интенсивности полей (рис. 2, a, b). Для сравнения на рис. 2, c приведено распределение поля в резонаторе Фабри–Перо, где куски ФК заменены материалом с отрицательной диэлектрической проницаемостью, обеспечивающей тот же индекс Ляпунова (см. [4]). Как и ожидалось, никаких боковых максимумов не наблюдается.

Таким образом, из данных рис. 2 следует, что энергия, запасенная в резонаторе с зеркалами, изготовленными из ФК, может быть выведена из зоны диссипации, что повысит добротность резонатора, т.е. число проходов волны в резонаторе, и как следствие усилит эффект Фарадея.



**Рис. 3.** Удельное (в расчете на единицу толщины магнитооптического слоя) фарадеевское вращение для магнитного микрорезонатора с толщиной образца  $d_{\text{Bi:DyIG}} = 95$  и  $295 \text{ nm}$ .

Реально, используя ячейку ФК, состоящую из двух слоев, не удастся получить сшивку минимума поля в ФК с максимумом поля в дефекте, но достичь частичного вывода поля из области диссипации все же можно. В результате наблюдается увеличение удельного (в расчете на единицу толщины МО-слоя) вращения плоскости поляризации (рис. 3). Заметим, что, если толщина дефекта  $d_{\text{Bi:DyIG}} = 295 \text{ nm}$ , поле в большей степени сосредоточено внутри дефекта, в то время как для  $d_{\text{Bi:DyIG}} = 95 \text{ nm}$  лишь малая часть поля находится в дефекте. Численно это обстоятельство можно подтвердить, если найти отношение интеграла модуля электрического поля внутри МО-слоя к интегралу по

всему кристаллу. Расчеты показывают, что эта величина составляет 18.6% в первом случае (295 nm) и 8% во втором случае (95 nm). Удельное фарадеевское вращение является важной характеристикой магнитного фотонного кристалла, так как использование более тонких слоев сравнительно дорогого висмутсодержащего феррита-граната существенно удешевляет и ускоряет производство резонатора. Другим несомненным преимуществом использования более тонкого МО-слоя является увеличение МО-добротности кристалла в целом на 20%, что является следствием увеличения амплитуды поля не только в ФК, но и собственно в дефекте.

Еще сильнее распределение поля в дефектной моде может сказаться на интенсивности генерации магнитоиндуцированных второй и третьей гармоник [3] либо других нелинейных МО-эффектов [7]. Это связано с тем, что все нелинейные эффекты определяются непосредственно амплитудой поля в МО-слое, тогда как линейные МО-эффекты от амплитуды поля не зависят. Более того, указанные выше особенности распределения поля могут быть использованы для разделения вкладов в наблюдаемые нелинейные МО-эффекты от объема и поверхности магнитного слоя. Так, хорошо известно (см. [3,8]), что магнитоиндуцированная вторая гармоника (MSHG) возникает только при нарушении центральной симметрии системы, т.е. в объеме нецентросимметричных кристаллов или на границе кристалла. Хотя в настоящее время нет однозначного экспериментального подтверждения, но принято считать, что при замещении центросимметричной решетки граната висмута возникает большой объемный вклад в MSHG (см. например, [8]). Создавая МФК различного строения, можно добиться ситуации, когда поле сосредоточено либо внутри слоя, либо на его границе. Измеряя MSHG в обоих случаях, можно составить представление об относительной роли объемного и поверхностного вкладов в MSHG. Это касается не только висмутзамещенных гранатов и MSHG.

Значительное усиление поля в магнитном микрорезонаторе может существенно упростить наблюдение предсказанной в [7] кубической нелинейности МО-эффектов (или так называемого самовоздействия). Первые эксперименты с микрорезонаторами в этом направлении являются весьма обнадеживающими [9].

## Список литературы

- [1] K.J. Vahala. *Nature* **424**, 839 (2003).
- [2] M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P.B. Lim, H. Uchida, O.A. Aktsipetrov, T.V. Murzina, A.A. Fedyanin, A.B. Granovsky. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39**, R 151 (2006).
- [3] O.A. Aktsipetrov, T.V. Dolgova, A.A. Fedyanin, T.V. Murzina, M. Inoue, K. Nishimura, H. Uchida. *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 176 (2005).
- [4] Ю.В. Борискина, С.Г. Ерохин, А.Б. Грановский, А.П. Виноградов, М. Инуе. *ФТТ* **48**, 674 (2006).
- [5] А.П. Виноградов, С.Г. Ерохин, А. Грановский, М. Инуе. *РЭ* **49**, 96 (2004).
- [6] А.П. Виноградов, С.Г. Ерохин, А. Грановский, М. Инуе. *РЭ* **49**, 726 (2004).
- [7] A. Granovsky, M. Kuzmichov, J.P. Clerc, M. Inoue. *J. Magn. Magn. Mater.* **258–259**, 103 (2003).
- [8] T.V. Murzina, R.V. Kapra, T.V. Dolgova, A.A. Fedyanin, O.A. Aktsipetrov, K. Nishimura, H. Uchida, M. Inoue. *Phys. Rev. B* **70**, 012 407 (2004).
- [9] О.А. Акципетров. Частное сообщение.