

Эффект Боррманна в фотонных кристаллах: нелинейно-оптические следствия

И. Э. Раздольский¹⁾, Т. В. Мурзина, О. А. Акципетров, М. Иноуэ²⁾*

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

* Toyohashi University of Technology, 441-8580 Toyohashi, Japan

Поступила в редакцию 27 декабря 2007 г.

После переработки 5 марта 2008 г.

В одномерных фотонных кристаллах обнаружены нелинейно-оптические проявления эффекта Боррманна, вытекающие из спектральной зависимости пространственного распределения электромагнитного поля в структуре. Вблизи края фотонной запрещенной зоны измерен спектр эффекта самофокусировки света, соответствующий результатам расчетов с помощью метода матриц распространения.

PACS: 7.57.Lm, 76.60.–k

Фотонные кристаллы (ФК) – микроstructures с периодической пространственной модуляцией показателя преломления, обладающие фотонной запрещенной зоной (ФЗ), являются в последнее время объектом интенсивных исследований [1, 2]. В фотонных кристаллах наблюдались различные нелинейно-оптические эффекты, в том числе генерация второй [3, 4] и третьей [5] оптических гармоник, а также эффекты самовоздействия (самофокусировки) излучения [6].

Эффект Боррманна заключается в аномальном пропускании рентгеновского излучения вследствие спектральной зависимости пространственного распределения электромагнитного поля в кристалле. Этот эффект наблюдался в кварце [7]; позднее схожее явление было обнаружено в кристаллах кальцита [8]. Объяснение аномального пропускания было дано Лауэ [9]: поскольку кристаллическое тело представляет собой периодическую структуру атомов, собственные моды электромагнитного поля в рентгеновском диапазоне являются стоячими волнами. В зависимости от длины волны пучность стоячей волны может попасть либо на атом, либо на промежуток между атомами – и во втором случае поглощение света в веществе существенно падает, вызывая аномально высокое пропускание рентгеновского излучения.

Можно предположить, что эффект Боррманна должен наблюдаться в фотонных кристаллах. Согласно оптическому аналогу теоремы Блоха, решение волнового уравнения в структуре с периодически изменяющимся показателем преломления будет пред-

ставлять собой плоскую волну, промодулированную по амплитуде с периодом, совпадающим с периодом модуляции показателя преломления. Таким образом, пространственное распределение оптического поля в одномерном ФК в направлении, перпендикулярном плоскости слоев, будет иметь узлы и пучности, взаимное расположение которых однозначным образом зависит от длины волны падающего излучения. Изменяя длину волны (или, для одномерных ФК, угол падения излучения), можно “передвигать” пучности стоячей волны с оптически более плотных слоев на оптически менее плотные, наблюдая при этом модификации различных нелинейно-оптических эффектов. Например, если нелинейно-оптические восприимчивости слоев ФК существенно различаются, величина наблюдаемого нелинейно-оптического эффекта будет зависеть от того, на какой тип слоев приходится пучности стоячей волны света внутри ФК.

Самовоздействие света – процесс, основанный на изменении показателя преломления вещества под действием мощного светового поля. Эффекты самофокусировки излучения для распространения мощных гауссовых световых пучков достаточно хорошо изучены [10]. Величина светоиндуцированной добавки к показателю преломления при эффекте самофокусировки квадратична по полю $\Delta n \sim \chi_{(\omega=\omega+\omega-\omega)}^{(3)} |E_\omega|^2$, где $\chi^{(3)}$ – тензор нелинейной восприимчивости третьего порядка, E_ω – напряженность электрического поля зондирующего излучения. Именно этот эффект ввиду своей нечувствительности к фазе участвующих во взаимодействии волн – в отличие, например, от генерации гармоник – и был выбран для визуализации эффекта Боррманна. Таким образом, в случае нелинейного

¹⁾ e-mail: jesper@shg.ru

²⁾ M. Inoue.

ФК, образованного чередующимися линейными и нелинейными слоями, эффект Боррманна должен проявляться в спектральной зависимости величины эффекта самофокусировки.

Целью работы было наблюдение оптического аналога эффекта Боррманна в нелинейных ФК с помощью метода нелинейного самовоздействия.

Исследуемые образцы ФК были изготовлены методом магнетронного напыления. На подложку из плавленного кварца наносилось фотонно-кристаллическое зеркало, представляющее собой одномерный фотонный кристалл из шести бислоев: железиттриевый гранат, легированный висмутом (Bi:YIG), толщиной 96 нм и оксид кремния SiO₂ толщиной 149 нм. Оптическая толщина каждой компоненты бислоя составляет $\lambda/4$, где $\lambda \simeq 870$ нм – центральная длина волны ФЗЗ. Кубичная нелинейность железиттриевого граната в оптическом и ближнем ИК диапазоне намного выше, чем слоев оксида кремния [11]. Экспериментально измеренный спектр пропускания структуры представлен на вставке на рис.1а.

Распределение электрического поля в описанной выше структуре было рассчитано с помощью метода матриц распространения [12]. Типичные результаты распределения квадрата электрического поля $|E_\omega|^2$ внутри структуры при длине волны излучения вблизи спектральных краев ФЗЗ приведены на рис.1б. На графике представлено пространственное распределение $|E_\omega|^2$ в структуре, поскольку исследуемый в эксперименте эффект самовоздействия света пропорционален именно этой величине.

Степень локализации излучения в слоях каждого типа определялась путем суммирования значений $|E_\omega|^2$ по 30 точкам в каждом слое; так были получены распределения $|E_\omega^L|^2$ и $|E_\omega^{NL}|^2$, где $|E_\omega^L|^2$ и $|E_\omega^{NL}|^2$ характеризуют интенсивность излучения в линейных (SiO₂) и нелинейных (Bi:YIG) слоях ФК. На рис.1а показаны спектральные зависимости интенсивности излучения $|E_\omega^L|^2$ и $|E_\omega^{NL}|^2$ в области длин волн, охватывающие ФЗЗ и оба ее края. Видно, что на коротковолновом краю ФЗЗ (верхняя панель рис.1б) свет в основном локализован в линейных слоях ФК, а на длинноволновом (нижняя панель рис.1б) – в нелинейных.

Относительная величина интенсивности излучения $|E_\omega^{NL}|^2$ немонотонна и имеет максимум в области длинноволнового края ФЗЗ; $|E_\omega^L|^2$, наоборот, – в области коротковолнового края. В середине ФЗЗ интенсивность распределена поровну между линейными и нелинейными слоями. Спектральная окрестность длинноволнового края ФЗЗ немонотонная и имеет максимум.

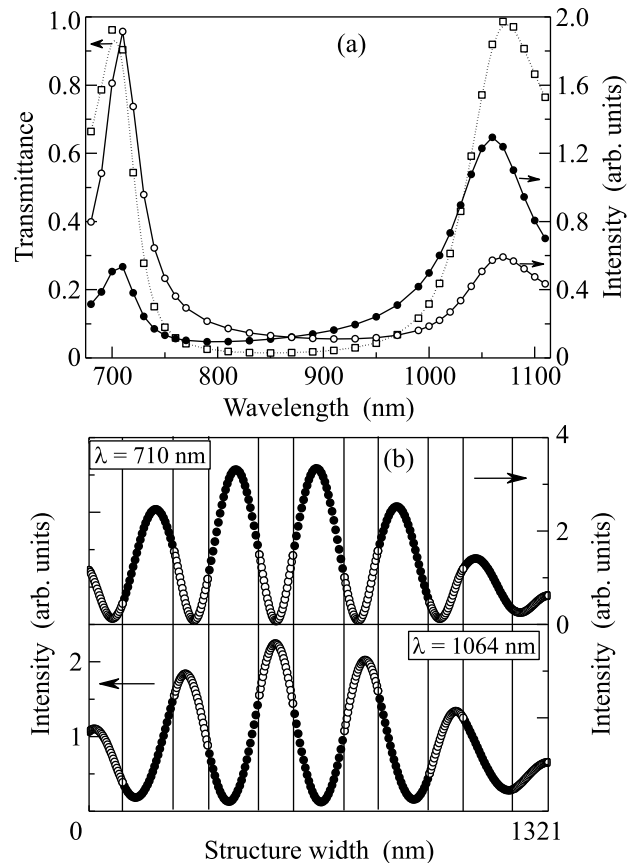


Рис.1. (а) Спектр коэффициента пропускания ФК (светлые квадратные символы, пунктирная линия). Светлыми кружками показан рассчитанный спектр интенсивности оптического поля, локализованного в линейных слоях ФК; черными – то же в нелинейных слоях. (б) Пространственное распределение квадрата оптического поля внутри ФК для двух значений длин волн 710 нм (верхняя панель) и 1064 нм (нижняя панель), рассчитанное с помощью метода матриц распространения. Черные кружки соответствуют линейным слоям структуры, светлые – нелинейным

Для изучения кубичных эффектов самовоздействия на длине волны зондирующего излучения был использован метод z -сканирования. Схема метода, предложенная в работе [13], была аналогична используемой в работе [6]. Излучение Nd³⁺-лазера (длина волны 1064 нм, длительность импульса 15 нс, частота повторения 25 Гц, импульсная плотность мощности до 10 МВт/см²) фокусировалось на образец линзой с фокусным расстоянием 6 см. С помощью транслятора образец перемещался вдоль направления распространения луча в области фокальной плоскости линзы, что позволяло контролировать величину плотности мощности излучения на образце.

При исследовании эффекта самофокусировки прошедшее через ФК излучение попадало на ограничи-

вающую диафрагму, фильтр ИКС-1 и регистрировалось фотодиодом UPD-70-IR2. В эксперименте измерялась зависимость эффективного коэффициента пропускания апертурного приемника от положения образца относительно фокуса линзы, $T(z)$, где $T(0)$ соответствует коэффициенту пропускания, когда образец находится вблизи фокальной плоскости линзы, а за $T = 1$ принято значение T при положении образца вдали от фокуса линзы. Измерение нелинейного (двухфотонного) поглощения проводилось по аналогичной схеме, только диафрагма перед фотодиодом ставилась в открытое положение.

На рис.2 приведены характерные зависимости эффективного коэффициента пропускания для

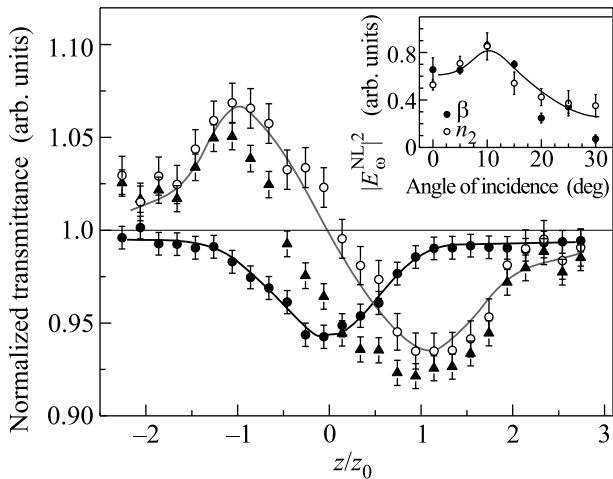


Рис.2. Характерные зависимости эффективного коэффициента пропускания для случая открытой диафрагмы (черные кружки), закрытой диафрагмы (черные треугольники), и их частное (светлые кружки). На вставке – угловая зависимость интенсивности излучения, локализованного в нелинейных слоях ФК $|E_{\omega}^{NL}|^2$. Светлые точки – определено по самофокусировке, черные – по двухфотонному поглощению

z -сканирования при открытой и закрытой диафрагме. Для учета влияния поглощения на эффект самовоздействия при апертурном z -сканировании зависимость эффективного коэффициента пропускания была отнормирована на кривую поглощения [13]. Результат нормировки, имеющий типичный для апертурного z -сканирования вид, также приведен на рис.2. Подобные измерения были проведены при углах падения от 0° до 30° , что соответствует диапазону длин волн от 1064 до 1090 нм. Характерные значения величины n_2 ($\Delta n = n_2 I$, где I – интенсивность излучения) в данном спектральном диапазоне составили $(3 \div 7) \cdot 10^{-15}$ СГС, что превышает аналогичное значение для магнитофотон-

ных микрорезонаторов со следующей структурой: $(\text{Ti}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^5/\text{Bi:YIG}/(\text{Ti}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^5$ [6]. Считая нелинейную восприимчивость $\chi_{(\omega=\omega+\omega-\omega)}^{(3)}$ и коэффициент двухфотонного поглощения β постоянными в этой спектральной области, из графиков зависимостей $T(z)$ определили значения $|E_{\omega}^{NL}|^2$, полученные для эффектов самофокусировки и двухфотонного поглощения (в относительных единицах) в этом спектральном диапазоне.

Угловой спектр нелинейных оптических эффектов (пропорциональных интенсивности поля накачки I_{ω}^{NL}) с помощью формулы $\lambda = \lambda_0(1 - n_{\text{YIG}}^{-2} \sin^2 \theta)^{1/2}$ был пересчитан в частотный. Величина этих эффектов зависит от пространственного распределения интенсивности излучения внутри структуры и от коэффициента пропускания ФК: $\Delta n = n_2 I^{NL} \propto |b(\lambda)|^2 \times T(\lambda)$, где введен $b(\lambda)$ – коэффициент Боррманна, характеризующий степень локализации электрического поля в нелинейных слоях структуры: $E_{\omega}^{NL} = b(\lambda)t(\lambda)E_{\omega}^{in}$, E_{ω}^{in} – поле накачки на входе в ФК, $t(\lambda)$ – коэффициент пропускания по электрическому полю, $|t(\lambda)|^2 = T(\lambda)$. Поскольку в доступной для измерения области – на краю ФЗЗ – коэффициент пропускания ФК меняется весьма резко, полученные кривые были нормированы на коэффициент пропускания ФК $T(\lambda)$, представленный на рис.1. Полученная спектральная зависимость квадрата модуля коэффициента Боррманна $|b(\lambda)|^2$, которому пропорциональна величина $|E_{\omega}^{NL}|^2$, представлена на рис.3, где наблюдается качественное согласие расчетов с наблюдаемыми величинами.

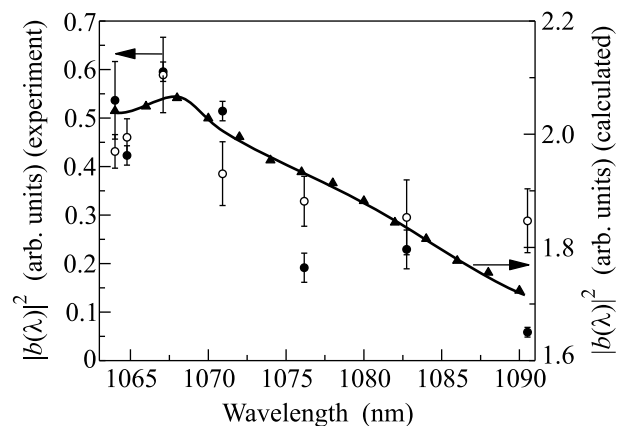


Рис.3. Спектр коэффициента Боррманна $|b(\lambda)|^2$. Черные точки соответствуют экспериментам по двухфотонному поглощению, светлые – экспериментам с самофокусировкой излучения. Треугольными точками показана расчетная спектральная зависимость величины $|b(\lambda)|^2$

Исключить влияние спектральной зависимости коэффициента пропускания на $|b(\lambda)|^2$ можно, если сравнивать величины самофокусировки и двухфотонного поглощения при одинаковых значениях коэффициента пропускания ФК, например, на разных краях ФЗЗ. Поскольку края ФЗЗ соответствуют локализации пучностей стоячей световой волны в слоях ФК разного типа, эффект самофокусировки на одном краю (в данном случае, на правом, как видно из рис.1а) будет существенно превышать аналогичный эффект на противоположном краю ФЗЗ. В этом случае максимально должно проявиться различие локализации светового поля в линейных и нелинейных слоях ФК на разных краях ФЗЗ. В то же время, спектральные зависимости вещественной и мнимой частей показателя преломления веществ, из которых состоит ФК, должны оказывать сильное влияние на наблюдаемые эффекты.

Таким образом, в работе наблюдались эффекты самофокусировки и двухфотонного поглощения в нелинейных ФК. В нелинейных ФК обнаружена спектральная зависимость коэффициента Боррманна, описывающего распределение электрического поля излучения в структуре. Данные экспериментальных исследований качественно совпадают с расчетными зависимостями и демонстрируют немонотонность спектральной зависимости коэффициента Боррманна вблизи длинноволнового края ФЗЗ.

Дальнейшие перспективы исследования проявлений оптического эффекта Боррманна связаны со

сравнением величин нелинейных эффектов на разных краях ФЗЗ для одного и того же значения пропускания ФК.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты ## 07-02-91352-ННФ-а, 07-02-01358-а, 06-02-91201-ЯФ-а).

1. E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987).
2. M. Inoue, K. Arai, T. Fujii et al., J. Appl. Phys. **85**, 5768 (1999).
3. V. Pellegrini, R. Colombelli, I. Carusotto et al., Appl. Phys. Lett. **74**, 1945 (1999).
4. T. V. Dolgova, A. I. Maidukovsky, M. G. Martemyanov et al., Appl. Phys. Lett. **81**, 2725 (2002).
5. Т. В. Долгова, А. И. Майдыковский, М. Г. Мартемьянов и др., Письма в ЖЭТФ **75**, 17 (2002).
6. И. Э. Раздольский, Р. В. Капра, Т. В. Мурзина и др., Письма в ЖЭТФ **8**, 84, 529 (2006).
7. G. Borrmann, Physik Z. **42**, 157 (1941).
8. G. Borrmann, Z. Phys. **127**, 297 (1950).
9. M. von Laue, Acta Crystallogr. **2**, 106 (1949).
10. E. W. Van Stryland and M. Sheik-Bahae, "Z-scan measurements of optical nonlinearities", Marcel Dekker, Inc., 2004.
11. H. P. Li, C. H. Kam, Y. L. Lam et al., Lasers and Electro- Opt. Society Ann. Meeting **1**, 314 (2000).
12. D. S. Bethune, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 5, 910 (1989).
13. M. Sheik-Bahae, A. A. Said, and E. W. Van Stryland, Optics Lett. **14**, 955 (1989).