

## Влияние намагниченности на отражение света от фотонного кристалла в брэгговской области

© Н.И. Юрасов

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Россия

*Построена модель магнитного фотонного кристалла с постоянной кристаллической решетки нанометрового диапазона и нанометровой пористой структурой. Исследовано брэгговское отражение при нормальном падении света. Получены формулы для изменения коэффициента отражения и смещения брэгговского максимума при введении в поры включений с магнитным порядком. Для фотонного кристалла на основе искусственного опала выполнены числовые оценки этих величин.*

**Ключевые слова:** брэгговское отражение, нанопоры, магнитные нано-включения, ширина стоп-зоны, параметр Войта, магнитострикция.

**Введение.** Физические нанометровые объекты отличаются большим разнообразием. К ним относятся квантовые точки, проволоки, а также нанотрубки, нанокристаллы [1]. Из нанокристаллов в настоящее время особое внимание уделяется оптическим фотонным кристаллам (ОФК).

Они состоят из нескольких трехмерных кристаллических решеток, вдвинутых одна в другую и имеющих постоянные порядка половины длины световой волны [2]. Одна из кристаллических решеток является базовой и образует матрицу. В свободном ОФК другие решетки отсутствуют и их место занято пустотами, которые сообщаются между собой и имеют размеры 10...100 нм.

В наиболее совершенных ОФК на основе искусственного опала элементами матрицы являются наночастицы с диаметрами порядка 100 нм [3]. Такие частицы образуют плотную структуру в виде гранцентрированной кубической решетки с ростовой плоскостью (111). В идеальной матрице объем пустот составляет 26 % объема кристалла. В искусственном опале наночастицы состоят из аморфного SiO<sub>2</sub>. Так как аморфный SiO<sub>2</sub> является широкозонным полупроводником, то управление его электромагнитными свойствами сильно ограничено. Поэтому в поры такого ОФК вводят вещества, свойства которых можно изменять с помощью электромагнитного поля. К ним относятся вещества с дальним дипольным порядком, а именно: сегнетоэлектрики, ферро- и ферримагнетики, антиферромагнетики, а также сверхпроводники, в которых электронные и дырочные пары образованы носителями тока с противоположной ориентацией спиновых магнитных моментов. Такие ОФК имеют широкие перспективы для создания материалов с наноразмерной структурой [4].

Особое место среди ОФК занимают магнитные фотонные кристаллы [4, 5]. В этих кристаллах могут быть реализованы две различные пространственные конфигурации областей с магнитным порядком. В первой конфигурации области с магнитным порядком занимают всю поверхность кристалла и заполняют поры, а во второй конфигурации они локализованы в порах. Имеется информация о получении таких магнитных конфигураций [6]. Каждая из конфигураций может быть связана со своим функциональным применением.

Рассмотрим возможности их применения. Первая конфигурация позволяет создать зеркало, отражение от которого управляется магнитным полем. Если такое зеркало входит в состав резонатора лазера, то, изменяя коэффициент отражения от зеркала в узкой спектральной области, соответствующей условиям генерации излучения, можно изменять добротность резонатора и модулировать лазерное излучение. Во второй конфигурации имеется трехмерная решетка магнитных квантовых точек, которые в зависимости от их размеров и фактического расположения в порах могут быть слабо или сильно взаимодействующими, образовывать лабиринтные и фрактальные структуры. Это позволяет геометрия пор. Положение магнитных квантовых точек можно зафиксировать, нагревая кристалл до температуры плавления. При охлаждении в достаточно сильном магнитном поле можно зафиксировать однонаправленную ориентацию магнитных моментов в магнитных квантовых точках. Такую систему магнитных квантовых точек можно использовать для практического применения. Отметим, что эта система является перспективной средой для записи и хранения информации, причем при хранении информации затраты энергии равны нулю. Трехмерная система квантовых магнитных точек является магнитооптической дифракционной решеткой. Ее дифракционными характеристиками можно управлять магнитным полем. Управление свойствами среды с помощью магнитного поля энергетически выгодно, так как в отличие от управления электрическим полем при использовании магнитного поля нагрев среды минимальный. Намагниченность и другие магнитные свойства в квантовых магнитных точках отличаются от таких характеристик в массивных магнетиках. При высокой концентрации квантовых магнитных точек между ними возможно туннелирование спинов, т. е. туннельный перенос магнитного момента. Поэтому трехмерные системы магнитных точек можно использовать в спинтронике. Магнитные свойства расширяют возможности применения квантовых точек и ОФК.

Теория электромагнитного отклика трехмерного ОФК с магнитными включениями к настоящему времени не разработана. Известно экспериментальное исследование магнитоотражения от поверхности трехмерного ОФК [7]. Цель данной работы – создание теоретической

модели магнитного трехмерного ОФК и решение задачи об отражении света при нормальном падении света на поверхность ОФК.

**Оптическая модель магнитного ОФК в области брэгговского отражения.** Важнейшей оптической характеристикой среды является показатель преломления. Считаем, что электромагнитная волна распространяется вдоль оптической оси ОФК из искусственного опала, перпендикулярной плоскости (111). Тогда показатель преломления среды имеет вид:

$$n = \frac{ck}{\omega(k)}, \quad (1)$$

где  $c, k, \omega$  – скорость света в вакууме, волновое число и круговая частота электромагнитной волны соответственно. В области брэгговского отражения  $\omega$  имеет конечный скачок вследствие образования стоп-зоны.

В ближней окрестности стоп-зоны показатель преломления можно представить приближенной формулой

$$n_q = \frac{\lambda}{2d} \left( 1 + (-1)^q \frac{n_{\text{eff}} E_g}{2E_d} \right), \quad q = 1, 2; \quad (2)$$

где  $\lambda$  – длина волны электромагнитного излучения;  $d$  – межплоскостное расстояние в направлении [111];  $n_{\text{eff}}$  – эффективный показатель преломления;  $E_g$  – ширина энергетической щели (стоп-зоны);

$E_d = \frac{\pi c \hbar}{d}$  – характеристическая энергия внутри щели;  $h = 2\pi \hbar$  – постоянная Планка. При выполнении условия  $E_d \gg E_g$  второе слагаемое в формуле (2) можно рассматривать как возмущение. Формула (2) получена для кристалла, в котором поглощение света отсутствует.

В реальном кристалле происходит поглощение света, поэтому в общем случае эффективный показатель преломления является комплексной величиной, т. е.  $n_{\text{eff}} = n'_{\text{eff}} + i n''_{\text{eff}}$ , и формула (2) принимает следующий вид:

$$n_q = \frac{\lambda}{2d} \left[ 1 + (-1)^q \frac{n'_{\text{eff}} E_g}{2E_d} + i \left( \frac{n''_{\text{eff}}}{n'_{\text{eff}}} + (-1)^q \frac{n''_{\text{eff}} E_g}{2E_d} \right) \right], \quad q = 1, 2. \quad (3)$$

В простейшем приближении эффективной среды

$$n_{\text{eff}} = \left[ n_{\text{SiO}_2}^2 (1 - \eta_1 - \eta_2) + n_F^2 \eta_1 + \eta_2 \right]^{1/2}, \quad (4)$$

где  $n_{\text{SiO}_2}, n_F$  – показатели преломления аморфного  $\text{SiO}_2$  и включения с магнитным порядком;  $\eta_1, \eta_2$  – доли включений с магнитным порядком и свободных пор. В этом случае все компоненты эффективной среды рассматривают как независимые составляющие.

Обычно включения содержат достаточно много молекул и в первом приближении их можно рассматривать как малые макроскопические объемы. В случае магнитных включений такое предположение является допустимым, если размер элементарной ячейки магнитной подрешетки много меньше поперечника включения в направлении ориентации дипольных моментов. У веществ с магнитным порядком объем такой элементарной ячейки обычно около  $1 \text{ нм}^3$  [8], т. е. принятое предположение обычно выполняется.

Поместим магнитный ОФК в магнитное поле, ориентированное вдоль направления [111]. Тогда показатель преломления будет различным для света с разными круговыми поляризациями и его изменение при изменении магнитного поля

$$\begin{aligned} \Delta n_q &= \Delta n'_q + i \Delta n''_q, \\ \Delta n'_q &= (-1)^q \frac{1}{4} \frac{\lambda}{d} \left( \frac{E_g}{E_d} \right) \left( \frac{\partial n'_{\text{eff}}}{\partial B} + \frac{n'_{\text{eff}}}{E_g} \frac{\partial E_g}{\partial B} - \frac{n'_{\text{eff}}}{E_d} \frac{\partial E_d}{\partial B} \right), \\ \Delta n''_q &= (-1)^q \frac{1}{4} \frac{\lambda}{d} \left( \frac{E_g}{E_d} \right) \times \\ &\times \left( \frac{\partial n''_{\text{eff}}}{\partial B} + \frac{n''_{\text{eff}}}{E_g} \frac{\partial E_g}{\partial B} - \frac{n''_{\text{eff}}}{E_d} \frac{\partial E_d}{\partial B} + (-1)^q 2 \frac{E_d}{E_g} \left( \frac{1}{n'_{\text{eff}}} \frac{\partial n'_{\text{eff}}}{\partial B} - \frac{n''_{\text{eff}}}{(n'_{\text{eff}})^2} \frac{\partial n'_{\text{eff}}}{\partial B} \right) \right), \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $B$  – индукция магнитного поля;  $\Delta n_q = (\Delta n_q)_{\pm}$ ;  $n_{\text{eff}} = (n_{\text{eff}})_{\pm}$ ; нижний индекс ( $\pm$ ) соответствует виду круговой поляризации электромагнитной волны, падающей на поверхность ОФК;

$$(n_{\text{eff}})_{\pm} = \left[ n_{\text{SiO}_2}^2 (1 - \eta_1 - \eta_2) + n_{F\pm}^2 \eta_1 + \eta_2 \right]^{1/2}. \quad (6)$$

Если второе слагаемое в скобках в формуле (6) намного меньше, чем первое, то формула упрощается и принимает вид

$$(n_{\text{eff}})_{\pm} = \left[ n_{\text{SiO}_2}^2 (1 - \eta_1 - \eta_2) + \eta_2 \right]^{1/2} \left[ 1 + \frac{1}{2} \frac{n_{F\pm} \eta_1}{n_{\text{SiO}_2}^2 (1 - \eta_1 - \eta_2) + \eta_2} + 0 \right]. \quad (7)$$

Далее предполагаем выполнение условия к формуле (6) и мнимой частью показателя преломления аморфного  $\text{SiO}_2$  пренебрегаем. Показатель преломления включения с магнитным порядком запишем, используя комплексный магнитооптический параметр  $Q = Q' + iQ''$  или параметр Войта [9]:

$$n_{F\pm} = n'_{xx} \left( 1 \pm \frac{Q'}{2} \right) \pm n''_{xx} \frac{Q''}{2} + i \left[ n''_{xx} \left( 1 \pm \frac{Q'}{2} \right) \pm n'_{xx} \frac{Q''}{2} \right], \quad (8)$$

где  $n_{xx} = n'_{xx} + in''_{xx}$  – диагональная компонента тензора показателя преломления магнитного включения. В результате с учетом параметра Войта получим

$$(n_{\text{eff}\pm})^2 = n_{\text{SiO}_2}^2 (1 - \eta_1 - \eta_2) + \left[ (n'_{xx})^2 - (n''_{xx})^2 + 2in'_{xx}n''_{xx} \right] (1 \pm Q' \pm iQ'') \eta_1 + \eta_2. \quad (9)$$

Из формулы (5) следует, что при помещении магнитного ОФК в магнитное поле изменение показателя преломления зависит от изменения комплексного показателя преломления включения с магнитным порядком.

**Расчет коэффициента отражения магнитного ОФК.** В геометрии задачи магнитная индукция пропорциональна напряженности магнитного поля. В первом приближении параметр Войта пропорционален намагниченности. Производные  $\frac{\partial E_d}{\partial B}$  и  $\frac{\partial E_g}{\partial B}$  не равны нулю, если магнитострикционное взаимодействие приводит к деформации решетки из наночастиц. Следовательно, в развитом формализме учитываются несколько причин для изменения показателя преломления в окрестности стоп зоны при помещении магнитного ОФК в магнитное поле.

При нормальном падении коэффициент отражения света с круговой поляризацией определяется формулой Френеля:

$$R_{\pm} = \left| \frac{1 - n_{\pm}}{1 + n_{\pm}} \right|^2. \quad (10)$$

Относительное изменение коэффициента отражения [5]:

$$\delta R = \frac{R_{\pm}(B, \lambda)}{R_{\pm}(0, \lambda)} - 1, \quad (11)$$

где  $R_{\pm}(B, \lambda)$ ,  $R_{\pm}(0, \lambda)$  – коэффициенты отражения в магнитном поле и без него;  $\lambda$  – длина электромагнитной волны в вакууме.

Используя формулы (3), (5), (10), (11), получаем

$$\delta R = -\frac{4}{|1-n_{q\pm}^2|^2} \left[ \Delta n'_{q\pm} (1-(n'_{q\pm})^2 + (n''_{q\pm})^2) \right] \left[ +2n'_{q\pm} n''_{q\pm} \Delta n''_{q\pm} + 0 \right]. \quad (12)$$

Если знаменатель в формуле (12) меньше единицы и порядка 0,1 (это достижимо для ОФК из синтетического опала), то первый сомножитель в этой формуле имеет порядок 10. Тогда при изменении показателя преломления ОФК  $\Delta n$  в магнитном поле порядка 0,01 можно получить для  $\delta R$  оценку порядка 10 %. В работе [6] при измерении относительного изменения коэффициента отражения установлено, что  $\delta R$  имеет порядок 10 % в области края стоп-зоны.

**Расчет изменения положения брэгговского максимума при намагничивании ОФК.** Перейдем к анализу изменения положения брэгговского максимума отражения при помещении магнитного ОФК в магнитное поле. Для оценки используем формулу Брэгга для нормального падения света на поверхность ОФК:

$$\lambda_m = 2nd, \quad (13)$$

где  $\lambda_m$  – длина волны, соответствующая брэгговскому отражению. Тогда смещение брэгговского максимума отражения в магнитном поле, согласно общей формуле (13) и принципу выделения вещественной части для наблюдаемой величины [9],

$$\delta\lambda_{\pm} = 2Re(n_{\text{eff}\pm} - n_{\text{eff}0})d, \quad (14)$$

где  $n_{\text{eff}0} = \left[ n_{\text{SiO}_2}^2 (1 - \eta_1 - \eta_2) + \eta_1 + \eta_2 \right]^{1/2}$ . Используя формулу (6), получаем

$$\delta\lambda_{\pm} = 2Re \left[ \left( 1 + \frac{(n_{\pm F}^2 - 1)\eta_1}{n_{\text{SiO}_2}^2 (1 - \eta_1 - \eta_2) + \eta_1 + \eta_2} \right)^{1/2} - 1 \right] \times \left[ n_{\text{SiO}_2}^2 (1 - \eta_1 - \eta_2) + \eta_1 + \eta_2 \right] d. \quad (15)$$

Оценим порядок  $\delta\lambda_{m\pm}$ . Для опаловой матрицы  $n_{\text{SiO}_2}^2 \approx 2$ . Поэтому формулу (14) для этого случая можно привести к виду

$$\delta\lambda_{\pm} = 2Re \left[ \left( 1 + \frac{(n_{\pm F}^2 - 1)\eta_1}{2 - \eta_1 - \eta_2} \right)^{1/2} - 1 \right] (2 - \eta_1 - \eta_2) d. \quad (16)$$

Запишем зависимость  $n_{\pm F}^2$  от параметра Войта:

$$n_{\pm F}^2 = \left[ (n'_{xx})^2 - (n''_{xx})^2 \right] (1 \pm Q') \mp 2n'_{xx}n''_{xx}Q'' + \\ + i \{ \mp \left[ (n'_{xx})^2 - (n''_{xx})^2 \right] Q'' + 2n'_{xx}n''_{xx}(1 \pm Q') \}. \quad (17)$$

Модуль параметра Войта имеет порядок  $10^{-5} \dots 10^{-2}$  [8, 9]. Обычно параметр  $\eta_1$  приблизительно равен 0,05 [7]. Поэтому формулу (16) можно упростить и записать в виде разложения в ряд по малому параметру:

$$\delta\lambda_{\pm} / d = Re \left[ (n_{\pm F}^2 - 1)\eta_1 \left( 1 - \frac{1}{4} \left( \frac{(n_{\pm F}^2 - 1)\eta_1}{2 - \eta_1 - \eta_2} \right) + 0 \right) \right]. \quad (18)$$

При нулевом значении параметра Войта формула (18) принимает вид

$$\delta\lambda_0 / d = Re \left[ (n_{0F}^2 - 1)\eta_1 \left( 1 - \frac{1}{4} \left( \frac{(n_{0F}^2 - 1)\eta_1}{2 - \eta_1 - \eta_2} \right) + 0 \right) \right]. \quad (19)$$

Числовые оценки с использованием данных по параметру Войта и компонентам комплексного показателя преломления [9–12] показали, что второе слагаемое в формулах (18), (19) приблизительно равно  $\eta_1$ . При условии, что  $\eta_1 \leq 0,05$ , в формулах (18) и (19) можно использовать только первое слагаемое ряда и эти формулы принимают следующий вид:

$$\delta\lambda / d = Re \left[ (n_F^2 - 1)\eta_1 \right]. \quad (20)$$

Результаты расчета по формуле (20) приведены в таблице.

### Относительное смещение брэгговского максимума отражения

Ферромагнетик	$\lambda$ , нм	$\delta\lambda_+ / d$	$\delta\lambda_- / d$	$\delta\lambda_0 / d$
Fe	430	-0,290	-0,300	-0,240
Co	430	-0,400	-0,410	-0,360
Ni	430	-0,286	-0,288	-0,237
TbFeCo	450	-0,302	-0,318	-0,260
(Bi <sub>2,0</sub> Dy <sub>1,0</sub> )(Fe <sub>3,5</sub> Ga <sub>1,0</sub> O <sub>x</sub> )	450	0,316	0,314	0,365

**Обсуждение результатов.** Отношение смещения брэгговского максимума к межплоскостному расстоянию для всех ферромагнитных

включений порядка 10 % и может быть как положительным (стоксовское смещение), так и отрицательным (антистоксовское смещение). Параметр Войта, пропорциональный намагниченности, дает вклад приблизительно 5 % для всех ферромагнитных включений. Если взять типичное значение межплоскостного расстояния в направлении [111] равным 200 нм, то сдвиг максимума брэгговского отражения при изменении намагниченности ферромагнитного включения от нуля (размагниченный ферромагнетик) до магнитного насыщения составит 10 нм. Этот сдвиг достаточно велик как для измерения, так и для управления им. Следует отметить, что в рамках этого анализа не учитывалась магнитострикция, так как точный анализ ее влияния на данном этапе исследования требует решения ряда сложных теоретических и экспериментальных задач, а приблизительный анализ дает влияние существенно более слабое, чем параметр Войта.

**Заключение.** Развитый теоретический подход к анализу отражения света от магнитного фотонного кристалла в области брэгговского отражения открывает новые возможности для корректного анализа экспериментальных данных, получаемых при изменении магнитного поля, в которое помещается магнитный ОФК. Этот подход может быть полезен при выполнении расчетов поведения ОФК в магнитном поле.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Stroschio M.A., Dutta M. *Phonons in nanostructures*. Cambridge Univ. Press, 2001, 310 p.
- [2] John S. Strong Localizations of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices. *Phys. Lett.*, 1987, vol. 58, pp. 2486–2489.
- [3] Барышев А.В., Каплинский А.А., Кособукин В.А., Лимонов М.Ф., Усвят Д.Е. Брэгговская дифракция света в искусственных опалах. *ФТТ*, 2003, т. 45, № 3, с. 434–445.
- [4] Самойлович М.И., Клещева С.М., Белянин А.Ф., Житковский В.Д., Гурьянов А.В., Цветков М.Ю. Исследование свойств и перспективы применения трехмерных нанокмозитов на основе упорядоченных упаковок наносфер кремнезема. *Высокие технологии в промышленности России*. Москва. Изд-во ОАО ЦНИТИ «Техномаш», 2003, с. 196–234.
- [5] Lyubchansky L.L., Dadoenkova N.N., Lyubchansky M.L., Shapovalov E.A., Rasing Th. Magnetic Photonic Crystals. *J. Phys., D: Appl. Phys.*, 2003, vol. 36, pp. 277–291.
- [6] Максимочкин В.И., Самойлович М.И., Юрасов Н.И. Магнитный рельеф на поверхности оптических фотонных кристаллов на основе опаловых матриц с магнитными включениями в нанополостях. *Высокие технологии в промышленности России*. Москва, Изд-во ОАО ЦНИТИ «Техномаш», 2010, с. 165–168.
- [7] Gorelik V.S., Yurasov N.I., Voinov Y.P., Samoilovich M.I., Gryasnov V.V. The Reflectance Spectra of Photonic Crystals with Embedded Ferrite Inclusions. *Solid State Phenomena*, 2009, vol. 152, 153, pp. 518–521.
- [8] Вонсовский С.В. *Магнетизм*. Москва, Наука, 1971, 1031 с.



- [9] Sokolov A.V. *Optical Properties of Metals*. Moscow, Nauka, 1961, 464 p.
- [10] Криччик Г.С. Магнитооптический резонанс в ферромагнетиках. Т. 1: Видимая область. *ФММ*, 1959, Т. 7, вып. 2, с. 181–185.
- [11] Schoenes J. Magneto-optical Data. *Material Science and Technology*. 1990. vol. 3, pp. 3.
- [12] *Hand Book of Magneto-optical Data Recording: Materials, Subsystems, Technique*. Edited Terry W., McDaniel C., Randeel H.V. Magneto-optical Data Recording. pp. 360–385. Naves Publications, Westwood, New Jersey, 1998.

Статья поступила в редакцию 05.06.2013

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Юрасов Н.И. Влияние намагниченности на отражение света от фотонного кристалла в брэгговской области. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2013, вып. 8. URL: <http://engjournal.ru/catalog/fundamentals/physics/880.html>

**Юрасов Николай Иванович** окончил МИФИ в 1974 г. Канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры «Физика» им. Н.Э. Баумана. Автор более 70 научных работ по физике магнитных, кинетических процессов, волновых спектральных кроссоверов и электронных фазовых переходов в конденсированном состоянии, квантовой гравитации и стабильности тяжёлых атомных ядер. e-mail: [nikyurasov@yandex.ru](mailto:nikyurasov@yandex.ru)