

СЕКЦИЯ 1. МЕТАМАТЕРИАЛЫ И ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

Самосогласованные точные уравнения Дайсона для среднего электрического поля и среднего локального поля в неупорядоченных дискретных диэлектрических средах	
<i>Ю.Н. Барабаненков, М.Ю. Барабаненков</i>	3
Оптические свойства ансамблей кремниевых нанонитей	
<i>К.А. Гончар, Л.А. Осминкина, В.Ю. Тимошенко</i>	7
Нестационарные флуктуации интенсивности и направления излучения YAG лазера	
<i>Ю.Ю. Климкина, И.А. Биленко</i>	9
Волны в магнитных метаматериалах с сильным взаимодействием между элементами.	
<i>А.А.Радковская, В.Н.Прудников, О.А.Котельникова, А.П.Сухоруков</i>	13
Особенности спектральных и скейлинговых характеристик оптических элементов с аперидической структурой	
<i>Ю.В. Рыжикова, П.В. Короленко, А.Ю. Мишин,</i>	17
Экспериментальное обнаружение дифракционно-индуцированного временного деления фемтосекундных лазерных импульсов в одномерном фотонном кристалле	
<i>С.Е. Сваховский, А.И. Майдыковский, В.Б. Новиков, А.А. Скорынин,</i>	20
Влияние поляризационного фактора на эффект дифракционного деления импульса в фотонном кристалле	
<i>А.А. Скорынин, Б.И. Манцызов, В.А. Бушуев,</i>	22
Локализованные плазмон-поляритоны и дипольный отклик малых металлических частиц	
<i>Ю.Е. Терехов, А.В. Журавлев, Г.В. Белокапытов</i>	28
Распространение упругих волн в функционально-градиентных и поврежденных фононных кристаллах	
<i>С.И. Фоменко, М.В. Голуб</i>	29
Подавление брэгговского отражения в непрерывном резонансном фотонном кристалле с нулевой начальной инверсией	
<i>Л.В. Фролова, Б.И. Манцызов</i>	32

Оптический контраст фотонного кристалла и собственно-энергетический сдвиг энергетических уровней атомов

Р.Х. Гайнутдинов, М.Х. Салахов, М.А. Хамадеев..... 34

САМОСОГЛАСОВАННЫЕ ТОЧНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДАЙСОНА ДЛЯ СРЕДНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И СРЕДНЕГО ЛОКАЛЬНОГО ПОЛЯ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ДИСКРЕТНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ

Ю.Н. Барабаненков¹, М.Ю. Барабаненков²

¹ *Институт радиотехники и электроника им. В.А. Котельникова РАН, Москва*

² *Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Моск. Обл.
barab624@mail.ru*

Возрастающее внимание к метаматериалам обусловлено их интересными физическими свойствами и возможными приложениями. Следует отметить, что обычно (см, напр., обзор [1]) металлические или диэлектрические композитные метаматериалы представляются как периодические структуры с последующим усреднением уравнений Максвелла по кристаллической ячейке и использованием некоторых интуитивно подобранных соотношений типа Клаузиуса-Мосотти для эффективных диэлектрической и магнитной проницаемости.

В докладе метаматериалы рассматриваются как случайные (не периодические) композиты, состоящие из статистического ансамбля немагнитных частиц произвольной формы с заданной диэлектрической проницаемостью и проводимостью и случайно расположенных в пространстве с произвольным параметром упаковки. Исходя из общей теории многократного рассеяния волн в неупорядоченных дискретных средах [2] и используя функциональный формализм Фуруцу-Донскера [3], выводятся точные соотношения, названные самосогласованными уравнениями Дайсона, для вычисления среднего по ансамблю волнового электрического поля и среднего локального волнового поля, с учетом взаимных пространственных корреляций частиц всех порядков (а не только парных) и взаимного облучения частиц в кластере произвольного порядка. Путем сравнения [4] исходных усредненных интегральных уравнений для электрического поля и локального поля получается в операторном виде обобщенная формула Лорентц-Лоренца для тензора эффективной диэлектрической проницаемости, содержащая в себе практически все известные ее варианты для вычисления эффективной диэлектрической проницаемости случайно-неоднородных сред из немагнитных частиц. Тензор эффективной магнитной проницаемости рассматриваемого случайного композита получается из тензора эффективной диэлектрической проницаемости с помощью правила Линдхарда [5].

Электрическое поле $\vec{E}(\vec{r})$ монохроматической электромагнитной волны в случайно-неоднородной дискретной среде удовлетворяет

стохастическому интегральному уравнению, которое в символическом операторном виде записывается как

$$E = E^{(0)} + G^{(0)} V E \quad (1)$$

Здесь $E^{(0)}$ - падающее поле от заданного источника, $G^{(0)}$ - тензорная функция Грина электрического поля в однородной среде и V - рассеивающий потенциал среды, равный сумме потенциалов ее отдельных частиц. Тензор эффективной диэлектрической проницаемости среды ϵ_{eff} определяется соотношением $\langle \hat{\epsilon} E \rangle = \epsilon_{eff} \langle E \rangle$, где угловые скобки означают усреднение по ансамблю. Усреднение исходного уравнения (1) приводит согласно [6] к самосогласованному уравнению Дайсона для вычисления среднего электрического поля

$$\langle E \rangle = E^{(0)} + G^{(0)} \langle M E \rangle \quad (2)$$

В правой части этого уравнения выступает под знаком усреднения случайный массовый оператор M , имеющий представление

$$M = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \int d1 \cdots \int dn g_n(1, \dots, n) T_{1 \dots n}^{gr} \quad (3)$$

Под знаком суммы представления $g_n(1, \dots, n)$ - n -частичная корреляционная функция и $T_{1 \dots n}^{gr}$ - случайный групповой оператор рассеяния системы n частиц, который строится из случайных операторов рассеяния $T_{1 \dots n}$ системы n частиц с помощью алгебраической операции вычитания [6]. Каждый случайный оператор рассеяния системы n частиц удовлетворяет уравнению Липпмана-Швингера

$$T_{1 \dots n} = V_{1 \dots n} + V_{1 \dots n} G T_{1 \dots n} \quad (4)$$

с потенциалом рассеяния $V_{1 \dots n}$ системы n частиц и случайной тензорной функцией Грина G (эффект самосогласования) исходного интегрального уравнения (1).

Тензорная функция Грина $G^{(0)}$ электрического поля в однородной среде сильно сингулярна в начале отсчета и распадается [4] в сумму члена с дельта-функцией Дирака $(1/3k_0^2)I$, где k_0 - волновое число в однородной среде и I - единичный оператор в пространстве координат и тензорных индексов, и главное значение $\tilde{G}^{(0)}$. Эта сингулярность позволяет преобразовать исходное интегральное уравнение (1) к виду

$$F = E^{(0)} + \tilde{G}^{(0)} \tilde{V} F \quad (5)$$

Здесь новое поле F мы называем локальным электрическим полем, а символ \tilde{V} обозначает преобразованный потенциал случайно-неоднородной среды. Усреднение преобразованного уравнения (5) приводит к

самосогласованному уравнению Дайсона для вычисления среднего локального поля

$$\langle F \rangle = E^{(0)} + \tilde{G}^{(0)} \langle \tilde{M} F \rangle \quad (6)$$

В правой части этого уравнения выступает под знаком усреднения преобразованный случайный массовый оператор \tilde{M} , который может быть получен из случайного массового оператора (3) формальной заменой в уравнениях Липпмана-Швингера (4) случайной тензорной функции Грина G на ее специальное главное значение \tilde{G} .

Аппроксимация в выражении для случайного массового оператора M случайной тензорной функции Грина G ее средним значением $\langle G \rangle$ превращает M в неслучайный массовый оператор M_1 нелинейного одногруппового приближения [6]. Аналогичная аппроксимация в выражении для преобразованного случайного массового оператора \tilde{M} специального главного значения \tilde{G} случайной тензорной функции Грина его средним значением $\langle \tilde{G} \rangle$ превращает \tilde{M} в неслучайный преобразованный массовый оператор \tilde{M}_1 нелинейного одногруппового приближения.

Далее мы производим детальное сравнение, следуя [4], усредненных исходных интегральных уравнений (1) и (5) для электрического поля и локального поля, что позволяет записать обобщенную формулу Лорентц-Лоренца в операторном виде для тензора эффективной диэлектрической проницаемости среды

$$(\varepsilon_{eff} - \varepsilon_0)(\varepsilon_{eff} + 2\varepsilon_0)^{-1} = -\frac{\tilde{M}_1}{3k_0^2} \quad (7)$$

где слева выступает диэлектрическая проницаемость ε_0 однородной среды и справа мы видим преобразованный массовый оператор \tilde{M}_1 нелинейного одногруппового приближения. Вариант формулы Лорентц-Лоренца (7) получен в [7] путем более простого рассмотрения.

Формула Лорентц-Лоренца (7) позволяет изучать многие свойства тензора эффективной диэлектрической проницаемости, а на основе правила Линдхарда и тензора эффективной магнитной проницаемости случайного немагнитного композитного материала. В качестве примера мы рассматриваем систему малых сферических частиц с учетом их электрического и магнитного дипольного рассеяния и пространственно-группового резонанса [8] вследствие взаимного облучения сфер в составе двухчастичного кластера. Как известно [7], в модели независимых сферических частиц только магнитное дипольное рассеяние дает вклад в

формирование эффективной магнитной проницаемости μ_{eff} случайного композита на основе правила Лидхарда, $1 - 1/\mu_{eff} = (\omega^2 / c^2)[\varepsilon_{eff}^t(k) - \varepsilon_{eff}^l(k)]/k^2$, где ω = частота излучения, $\varepsilon_{eff}^t(k)$ и $\varepsilon_{eff}^l(k)$ - поперечная и продольная компоненты тензора эффективной диэлектрической проницаемости, соответственно, относительно волнового вектора \vec{k} и производится предельный переход $k \rightarrow 0$. Однако, вследствие взаимного облучения сфер в составе двухчастичного кластера электрическое дипольное рассеяние сфер тоже начинает принимать участие, как оказывается, в формировании эффективной магнитной проницаемости случайного композита. За это ответственны, по-видимому, кольцевые токи смещения, охватывающие сферы при их взаимном облучении.

Работа поддержана программой фундаментальных исследований ООФ РАН “Пассивная многоканальная радио и акусто-термография человека в ближней зоне”.

ЛИТЕРАТУРА

1. Q. Zhao, et al. // *Materialstoday*. 2009. V. 12. No. 12, P. 60.
2. Yu.N. Barabanenkov // *Physics-Uspekhi*. 2009. V. 52. No. 5, P.4
3. S.M. Rytov, Yu.A. Kravtsov, V.I. Tatarskii “Principles of statistical radiophysics, V.2. Random fields” Berlin: Springer, 1988.
4. V.M. Finkelberg // *JETP*. 1968. V. 26. P. 26.
5. J. Lindhard // *Dan. Mat. Fys. Medd.* 1954. V. 28. No. 8. P.3.
6. Yu.N. Barabanenkov, M.I. Kalinin // *Phys. Lett. A*. 1992. V. 163. P. 241.
7. Yu.N. Barabanenkov, M. Yu. Barabanenkov, S.A. Nikitov // arXiv 1009. 4770 v1 [cond-mat.dis-nn]. 2010. 24 Sep.
8. Yu.N. Barabanenkov, V.V. Shlyapin // *Phys. Lett. A*. 1992. V. 170. No.3. P. 239.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АНСАМБЛЕЙ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ

К.А. Гончар, Л.А. Осминкина, В.Ю. Тимошенко
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Физический факультет, 119992, ГСП-2, Ленинские горы, Москва, Россия
k.a.gonchar@gmail.com

В настоящее время всё больший интерес у исследователей вызывают кремниевые нанонити. Это связано с их необычными структурными и оптическими свойствами, которые можно использовать в фотовольтаике для повышения КПД солнечных батарей, фотонике для создания новых светоизлучающих устройств, сенсорике и других областях физики.

Образцы представляли собой неупорядоченные структуры в виде совокупности кремниевых нитей, выращенных на кремниевой подложке методом химического травления, последовательно используя два раствора на основе AgNO_3/HF и $\text{H}_2\text{O}_2/\text{HF}$. В первом растворе серебро наносилось на поверхность кремниевой пластины. Во втором растворе происходил процесс химического травления кремниевой пластины в местах, покрытых серебром. Для удаления серебра с образца использовалась концентрированная азотная кислота (HNO_3). Согласно данным электронной микроскопии (рис. 1) высота нитей составляла 1.5-2.5 мкм, а диаметр 30-80 нм. В обратно рассеянных электронах хорошо видно присутствие серебра на границе нити-подложка.

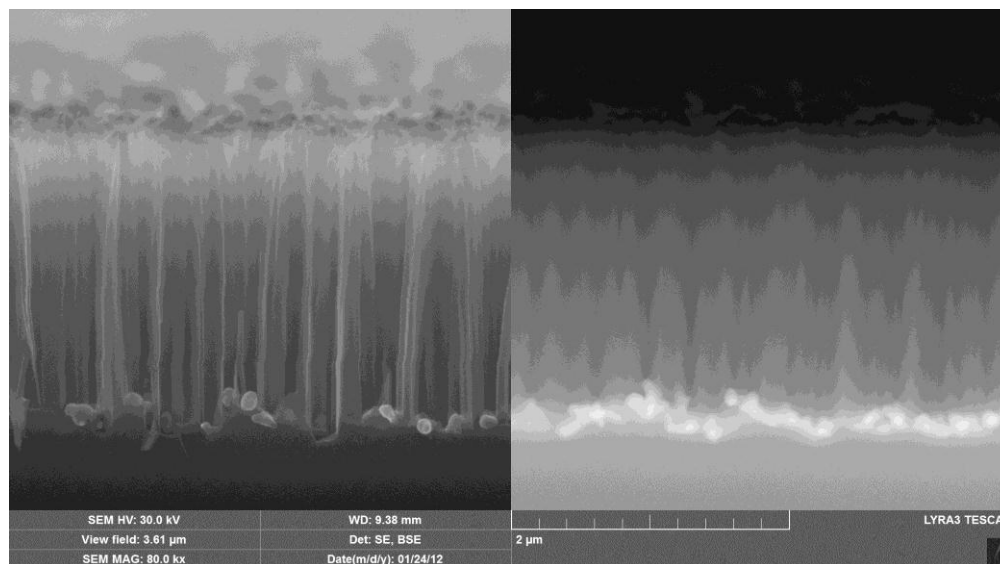


Рис. 1. Изображение в сканирующем электронном микроскопе бокового склона образца кремниевых нанонитей без удаления серебра. Слева изображение от вторичных электронов. Справа изображение от обратно рассеянных электронов.

В работе исследовались оптические свойства кремниевых нанонитей. Были сняты спектры пропускания и отражения в ближнем и среднем

инфракрасном (ИК) диапазоне, а также спектры полного отражения в видимом и ближнем ИК диапазоне (рис. 2). Было обнаружено, что в видимом диапазоне спектра, полное отражение составляет около 1%, что может быть использовано для создания антиотражающих покрытий для повышения эффективности солнечных батарей.

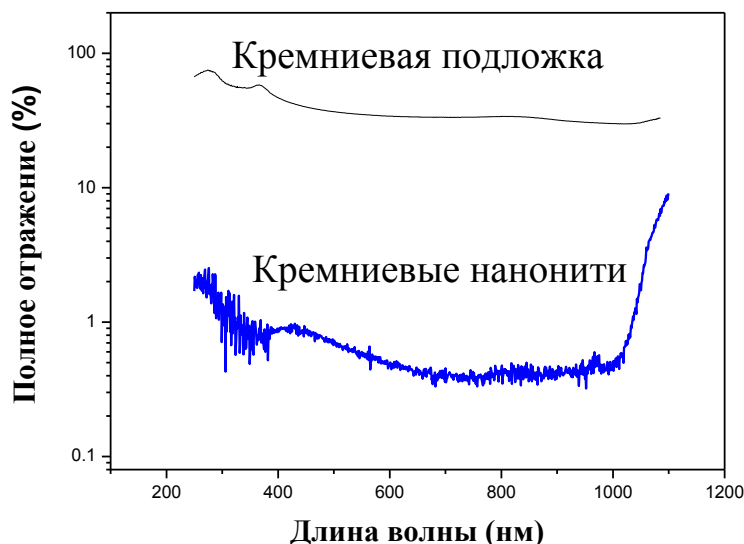


Рис. 2. Спектры полного отражения для кремниевой подложки (чёрная кривая) и кремниевых нанонитей (синяя кривая).

Были сняты спектры комбинационного рассеяния света и обнаружено усиление сигнала от образцов с кремниевыми нанонитями по сравнению с подложкой кристаллического кремния, что может говорить о проявлении эффектов локализации света в кремниевых нанонитях. Это может быть использовано для создания оптических сенсоров на токсичные вещества и биомолекулы.

Также наблюдалась фотолюминесценция от кремниевых нанонитей в диапазоне 600-1000 нм, что говорит о присутствии нанокристаллов кремния с размером 2-4 нм на поверхности нитей.

Полученные данные свидетельствуют о перспективности использования ансамблей кремниевых нанонитей в различных областях науки.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.A. Sivakov, G. Brönstrup, B. Pecz, A. Berger, G.Z. Radnoczi, M. Krause, S.H. Christiansen // J. Phys. Chem. C. 2010. V. 114. No. 9. P. 3798

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ И НАПРАВЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ YAG ЛАЗЕРА

Ю.Ю. Климкина, И.А. Биленко

*Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова
alen_rase@mail.ru*

Лазерные источники монохроматического излучения являются в настоящее время одним из основных инструментов при проведении прецизионных измерений малых перемещений и ускорений. Во многих случаях собственная нестабильность их частоты, интенсивности и направленности излучения являются факторами, определяющими предельно достижимую чувствительность и точность таких измерений. При использовании YAG лазеров непрерывного излучения на длину волны **1.06 мкм** с непланарным кольцевым резонатором (NPRO) в сочетании с системой обратной связи, управляющей током диодов накачки, величина стационарных флуктуаций интенсивности может быть доведена до уровня, соответствующего дробовому шуму в диапазоне частот от 150 Гц до нескольких десятков килогерц и составлять $\sim 6 \times 10^{-9} \frac{Bm}{\sqrt{Гц}}$ вблизи частоты

1 кГц [1]. Столь низкий уровень амплитудных шумов, в сочетании с возможностью привязки частоты излучения к эталонному резонатору, делает данный вид лазеров наиболее подходящим для целого ряда исследований, в частности для экспериментов с неклассическими состояниями света [2] и создания детекторов гравитационных волн [3].

В то же время, в случае, если целью эксперимента является обнаружения ограниченного во времени сигнала (импульса), время прихода которого не известно, существенную роль играют нестационарные флуктуации в измерительной системе. Редкие выбросы амплитуды, сдвиги частоты и направления излучения могут либо маскировать, либо имитировать такие сигналы.

В данной работе экспериментально исследовались стационарные и нестационарные флуктуации интенсивности и направления излучения лазера модели Light Wave 126.

Для проведения измерений была создана экспериментальная установка, позволяющая регистрировать отклонения интенсивности света, попадающего на фотодетекторы (Thorlabs PDA10CF) от ее среднего значения в течение длительного (до нескольких часов) времени (см. рис. 1). Оцифровка производилась с помощью многоканального АЦП РС11802 (12 разрядов, частота дискретизации до 300 кГц). Конструкция установки позволяла разделять пучок на два луча и сравнивать их интенсивности с целью исключения влияния собственных шумов детекторов и АЦП. Кроме

того, имелась возможность частично перекрывать пучок, выходящий из лазера, для того, что бы обнаруживать флуктуации его направления.

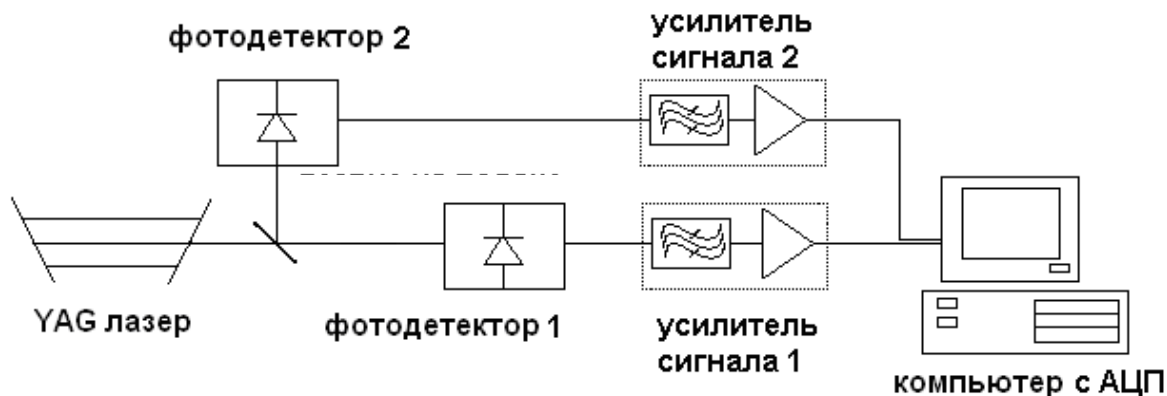


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки для исследования флуктуаций интенсивности и направления излучения NPRO YAG лазера.

На Рис. 2 приведен пример зависимости спектральной плотности относительных флуктуаций интенсивности, измеренных одним фотодетектором, в полосе частот от 1 до 1000 Гц . Видно, что флуктуации определяются собственными шумами лазера.

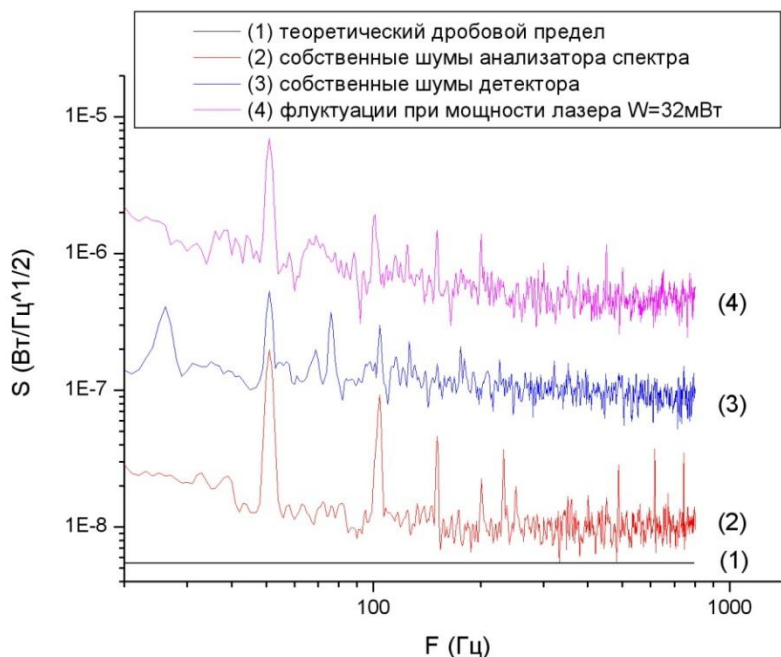


Рис. 2. Зависимость спектральной плотности флуктуаций от частоты.

Спектральный подход не позволяет обнаруживать редкие всплески (нестационарные шумы), поэтому нужно изучать флуктуации во временном представлении. Для обнаружения и оценки статистических характеристик таких шумов были использованы гистограммы. В случае стационарных шумов, вызываемых, в частности, дробовым эффектом, распределение вариаций амплитуды подчиняется нормальному закону:

$$P[A_t] \cong \sqrt{\frac{1}{2\pi A_t^2}} \exp\left[-\frac{A_t^2}{2A_t^2}\right] \quad (1)$$

(будем считать $A \cong \bar{A}$ - амплитуда колебаний не сильно отличается от средней величины). Обозначим $A_t^2 = Z$. Тогда математическое ожидание количества попаданий величины Z в интервал $X \div X + \Delta X$:

$$N(X \leq Z < X + \Delta X) = \frac{N_0}{\sqrt{2\pi\xi}} \int_X^{X+\Delta X} \exp\left(-\frac{Z}{2\xi^2}\right) dZ = \frac{N_0\xi}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{X}{2\xi^2}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta X}{2\xi^2}\right)\right] \quad (2)$$

Где N_0 - полное количество интервалов. Для нормального распределения гистограмма $N = f(X)$, построенная в логарифмическом масштабе, должна представлять из себя линейную зависимость. Отклонение от линейной зависимости в области больших значений X соответствует избыточным шумам. На Рис. 3 приведены гистограммы для флуктуаций интенсивности при различной средней мощности лазера. Видно, что при мощности, превышающей ~10 мВт, присутствует статистически значимое количество больших выбросов, несовместимых с нормальным распределением.

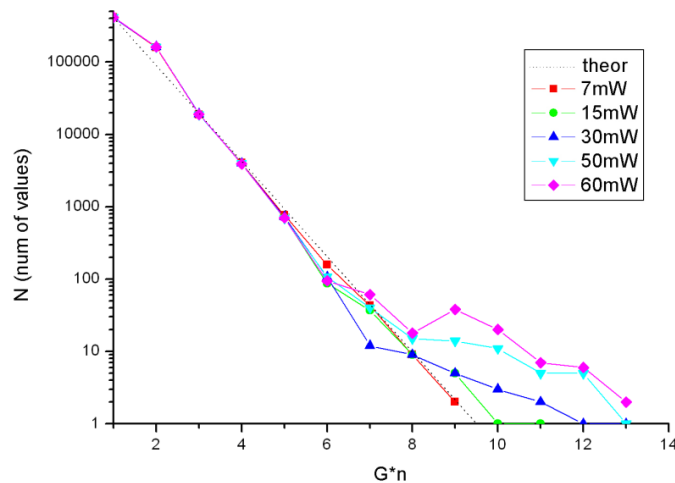


Рис. 3. Гистограмма для относительных флуктуаций интенсивности. По оси X отложена величина порога в единицах среднеквадратичного отклонения G , по оси Y – число попаданий в интервал $[G;G+1)$.

Для регистрации флуктуаций направления излучения лазера выходное окно лазера было наполовину перекрыто экраном. На Рис. 4 приведен пример гистограмм, полученных в данном эксперименте.

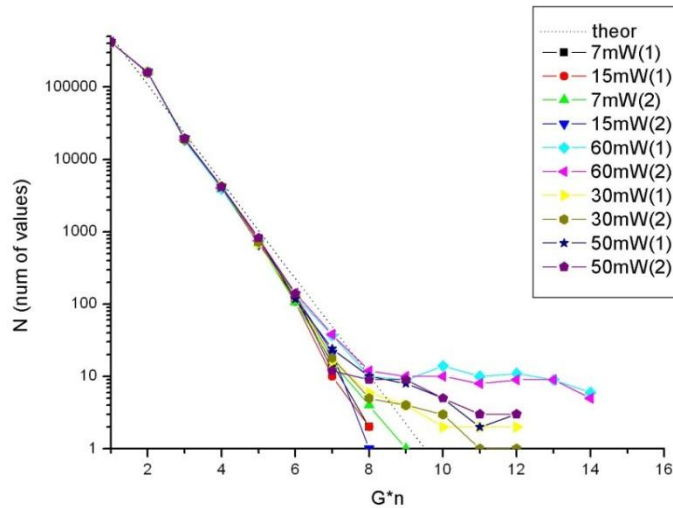


Рис. 4. Гистограмма для относительных флуктуаций интенсивности, измеренных первым (1) и вторым (2) детектором при различной мощности излучения и частично перекрытом пучке. По оси X отложена величина порога в единицах среднеквадратичного отклонения G , по оси Y – число попаданий в интервал $[G;G+1)$.

Хорошо видно, что отклонение от нормального распределения наблюдается при значительно меньших мощностях, чем в отсутствие экрана. Были проведены дополнительные измерения, при которых мощность излучения была фиксированной, а варьировалась температура кристалла лазера. При повышении температуры от 35°C до 65°C наблюдалось увеличение числа выбросов. Это позволяет предположить, что причиной обнаруженных нестационарных флуктуаций интенсивности и направления излучения данного лазера являются релаксационные процессы в кристалле YAG.

Так как опция изменения температуры кристалла в YAG-лазере предусмотрена с целью подстройки частоты излучения, в экспериментах, где необходима высокая точность измерений, не следует использовать данную функцию. Для получения наилучшего соотношения сигнал/шум температуру кристалла YAG следует поддерживать стабильной и минимальной.

ЛИТЕРАТУРА

1. B.W. Barr, K.A. Strain and C.J. Killow. // *Class. Quantum Grav.* 2005. V. 22. P. 4279.
2. H. Vahlbruch, S. Chelkowski, B. Hage et. al. *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95. P. 211102.
3. В.Б. Брагинский // *Успехи Физических Наук.* 2000. Т. 43. № 7, с. 691.

ВОЛНЫ В МАГНИТНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ С СИЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ МЕЖДУ ЭЛЕМЕНТАМИ.

А.А.Радковская¹, В.Н.Прудников¹, О.А.Котельникова¹, А.П.Сухоруков²

¹ МГУ им.М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра магнетизма

² МГУ им.М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра фотоники и физики
микроволн

a_radkovskaya@mail.ru

Обзорный доклад о метаматериалах, их основных свойствах, способах получения, возможных применениях. Рассмотрено определение отрицательных сред. Показано, как, изменяя взаимодействие между элементами, можно управлять дисперсией магнитоиндуктивных волн, которые определяют особенности взаимодействия метаматериалов с электромагнитным излучением. Рассмотрены принципы действия суперлинзы из магнитных метаматериалов. Обсуждаются проблемы, возникающие при уменьшении размеров элементов при стремлении к оптическим частотам.

Возникнув на стыке тысячелетий, метаматериалы привлекают внимание исследователей во всем мире, благодаря своим необычным свойствам, не достижимым в природных материалах. В 1968 году В.Г.Веселаго предложил рассмотреть гипотетическую среду с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ [1] и показал, что такая среда имеет отрицательное преломление. Естественные или искусственные среды с отрицательными по отдельности ϵ либо μ были известны достаточно давно, но только в 2000 году впервые был создан метаматериал с одновременно отрицательными ϵ и μ и экспериментально подтвержден отрицательный коэффициент преломления n при 10 ГГц [2,3]. Такие материалы называют дважды отрицательными средами, средами Веселаго, средами с отрицательным коэффициентом преломления, средами с отрицательными индексами, левосторонними (left-handed) или средами обратной волны. В метаматериалах с отрицательными ϵ и μ вектор Пойтинга антипараллелен волновому вектору и также противоположны по направлению фазовая и групповая скорости. Однако идея отрицательного коэффициента преломления сначала встретила известный скептицизм. Более того, были сомнения, возможно ли вообще реализовать подобные структуры на оптических частотах.

Свойства метаматериалов из металлических резонансных элементов зависят от взаимодействия между индивидуальными метаатомами [4]. Взаимодействие приводит к распространению медленных волн, с длиной волны существенно меньше длины падающего электромагнитного излучения. Благодаря этим медленным волнам метаматериалы могут служить основой множества устройств по управлению ближним

электромагнитным полем, включая миниатюризацию волноводных устройств и линзы ближнего поля.

Основная часть доклада посвящена последним достижениям в изучении механизма взаимодействия в метаматериалах; свойствам медленных волн взаимодействия и перспективам в применении.

Механизм взаимодействия. Совсем недавно стало понятно, что свойства метаматериала и особенно его взаимодействие с ЭМ излучением определяется сильным взаимодействием между микрорезонаторами, составляющими метаматериал. Механизм взаимодействия сильно зависит от используемого частотного диапазона. В низкочастотных метаматериалах (на базе кольцевых резонаторов с впаянной емкостью) в МГц диапазоне взаимодействие между элементами имеет только магнитную природу. Это взаимодействие обладает сильной анизотропией в зависимости от взаимной ориентации элементов. Для расщепленных колец в ГГц диапазоне физическая картина существенно усложняется. Во-первых, наряду с магнитным взаимодействием появляется электрическое взаимодействие между элементами. В зависимости от взаимной ориентации элементов и расстояния между ними может доминировать либо электрическая, либо магнитная часть взаимодействия, либо взаимодействие представляет собой комбинацию взаимодействий (Рис.1).

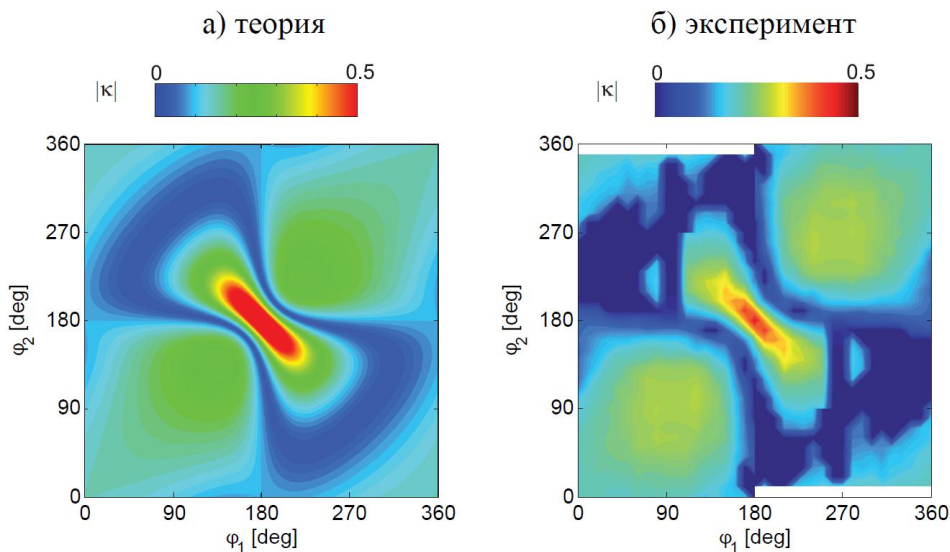


Рис.1. Модуль коэффициента взаимодействия двух расщепленных кольцевых резонаторов с резонансной частотой 1.8ГГц в зависимости от взаимной ориентации в одной плоскости: (а) – численный расчет [5] и (б) – результаты эксперимента. По осям отложены ориентации элементов.

Во-вторых, коэффициент связи становится комплексной величиной из-за влияния запаздывания [6].

С увеличением частоты, в ГГц диапазоне, возникают эффекты, связанные с кинетической индуктивностью. Так как размеры элементов уже порядка 100 нм, становится значительной инерция электронов и по

мере приближения к плазменной частоте возрастает роль плазмон-поляритонов на границе раздела металл-диэлектрик.

Магнитоиндуктивные (МИ) волны. Взаимодействие между индивидуальными метаатомами приводит к распространению медленных волн, с длиной волны существенно меньше длины волны электромагнитного излучения [4]. Эти медленные волны являются собственными модами метаматериала и можно ожидать, что они будут взаимодействовать с электромагнитным излучением, образуя связанные поляритонные моды, подобные плазмон-поляритонам в твердом теле.

Распространяющиеся по магнито-связанным резонаторам магнитоиндуктивные (МИ) волны проявляют все свойства, присущие обычным волнам, такие как рефракция, отражение или дифракция; в нелинейной среде, как было показано, они могут распространяться в виде солитонов; их можно использовать для параметрического усиления, эти волны существуют в объеме метаматериала и на его поверхности [7]. Существование медленных волн взаимодействия между элементами в широком частотном диапазоне, начиная с МГц и ГГц диапазонов вплоть до сотен ТГц, было подтверждено экспериментально. В уже созданных структурах МИ волны могут распространяться в узкой полосе пропускания вблизи резонансной частоты элементов, но эта частота может быть в любой области, начиная от радиочастот вплоть до инфракрасного спектра и возможно дальше. На практике, при конструировании реального прибора, необходимо иметь значительную свободу при выборе дисперсионных свойств метаматериала. Уже исследована возможность управления дисперсионными характеристиками метаматериала для создания структуры с заранее заданными свойствами. В частности, в биатомном метаматериале (с двумя метаатомами в элементарной ячейке) происходит расщепление дисперсии на две ветви, верхнюю обратную и нижнюю прямую, подобно дисперсии фононов в твердом теле. Однако в зависимости от знака взаимодействия, оптическая ветвь дисперсии (где колебания на соседних атомах происходят в противофазе) может меняться местами с акустической ветвью (где колебания происходят в фазе). В настоящее время реализованы два способа создания биатомного метаматериала: (I) можно, как в обычном твердом теле, использовать метаатомы двух сортов (например, с разной резонансной частотой), или (II) создавать бипериодичность, используя метаатомы одного сорта, меняя расстояние, а значит и взаимодействие между ними.

Благодаря медленным магнитоиндуктивным волнам, магнитные метаматериалы могут быть использованы для создания устройств управления ближним полем, включая миниатюризацию волноводных компонент, таких как делители мощности, концентраторы поля, линии задержки, устройства для сдвига фазы, линзы ближнего поля, МРТ (магнитная резонансная томография) приборы или оптические волновые

платы. Возможное применение биатомных структур - это использование их для волноводов, обеспечивающих две различные полосы пропускания. В частности в МРТ, где необходимо получить два изображения на удаленных друг от друга частотах. Другое практическое применение при нелинейном взаимодействии волн это параметрическое усиление. Более подробно рассмотрен механизм действия линзы ближнего поля, позволяющей получить изображение точечного источника в 300 раз меньше длины волны. Ключевым моментом здесь является возникновение двух резонансных мод на поверхностях магнитного метаматериала.

На физическом факультете для исследования магнитных метаматериалов в МГц и ГГц диапазоне создана установка, построенная на базе векторного анализатора цепей *Rohde&Schwarz ZVB20*, позволяющая в автоматическом режиме проводить одномерное сканирование поверхности с микронным разрешением [8].

Метаматериалы так популярны, поскольку их создание позволило значительно расширить привычные представления об электромагнетизме; в частности подтверждено отрицательное преломление, инверсия эффекта Доплера, излучения Черенкова, эффекта Гуса-Хансена, и «усиление» эванесцентных волн. Эти волны могут быть использованы для создания «суперлинзы», которая преодолевает обычный дифракционный дальнеполевой предел.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 11-02-00889-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г.Веселаго // УФН, 1967. Т. **92**. С. 517-526.
2. Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C., Nemat-Nasser S.C. and Schultz S. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 4184
3. Shelby R.A., Smith D.R., Shultz S. // Science, 2001. V. **292**. P. 77.
4. L.Solymar, E.Shamonina, “Waves in Metamaterials” Oxford Uni Press, 2009.
5. E. Tatartschuk, N. Gneiding, F. Hesmer, A. Radkovskaya, and E. Shamonina // J. Appl. Phys. 2012. to be published.
6. Radkovskaya A., Shamonin M., Stevens C.J., Edwards D.J., Shamonina E. and Solymar L. // J. Magn. Magn. Mater. 2006. V. 300. P. 29.
7. A. Radkovskaya, E. Tatartschuk, O. Sydoruk, E. Shamonina, C.J. Stevens, D. J. Edwards, and L. Solymar // Phys. Rev. B. 2010. V. **82**, P. 045430-045439.
8. Радковская А.А., Прудников В.Н., Захаров П.Н., Бабушкин А.К., Королев А.Ф., Сухоруков А.П. «Волны в метаматериалах с сильным взаимодействием между элементами. Суперлинза.» Специальный физический практикум, Москва, Физический факультет МГУ. 2010.

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ И СКЕЙЛИНГОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ С АПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ

Ю.В. Рыжикова, П.В. Короленко, А.Ю. Мишин,
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

ryzhikovaju@rambler.ru

Проведён сравнительный анализ спектральных и скейлинговых характеристик детерминированных апериодических дифракционных решёток (АДР) и апериодических многослойных структур (АМС). Рассмотрены три вида указанных оптических элементов. К первому виду относятся элементы с фрактальной структурой; ко второму – элементы, которые не являются в строгом смысле фракталами, но обладают определённой симметрией самоподобия; наконец, элементы третьего вида имеют специфическую апериодическую структуру, исключающую проявление самоподобия.

Цель анализа, основанного на численном моделировании, состоит в выяснении, как принадлежность устройств к тому или иному виду сказывается на их спектральных и скейлинговых свойствах. Наряду с общетеоретической проблемой, относящейся к установлению количественной связи между самоподобием в структуре элементов и скейлингом в их оптических характеристиках, рассматриваются некоторые практические вопросы, связанные с применением апериодических устройств.

В ходе моделирования структуры амплитудных АДР и диэлектрических АМС применялись подходы, основанные на использовании свойств канторовского множества, а также числовых последовательностей Морса-Туэ, двойного периода и Фибоначчи [1]. Кроме того, были использованы специальные функции [2], позволяющие генерировать разнообразные апериодические распределения. В пределах одного вида закон чередования слоёв с высоким и низким показателями преломления в АМС совпадал с законом чередования малых и больших промежутков между щелями амплитудных АДР. Считалось, что на АДР и АМС падают по нормали плоские однородные волны. Для определённости полагалось, что показатели преломления слоёв могли принимать два значения: $N_A = 2$, $N_B = 3$. Рассматривались два случая. В первом – фазовые набег в образующих слоях считались одинаковыми, во втором – одинаковой считалась физическая толщина слоёв.

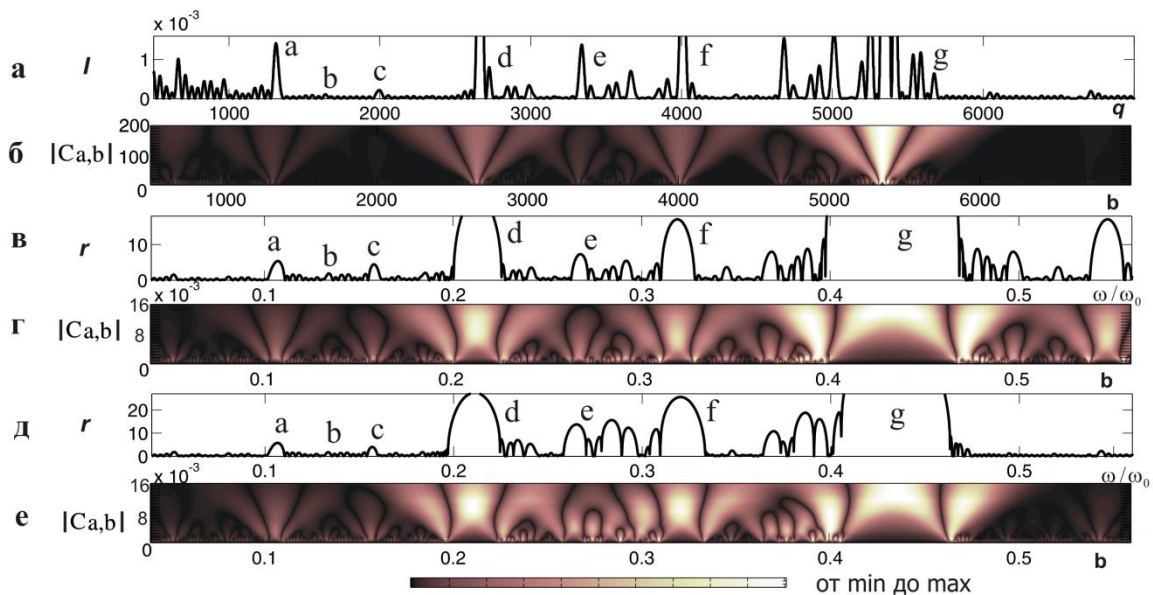
Для оценки скейлинга в характеристиках оптических элементов использовалось понятие кластерной (массовой) фрактальной размерности [3]. Размерность определялась по отношению как к распределению

амплитуды в картинах дифракции света на АДР, так и к спектрам отражения от АМС. При расчёте картины дифракции использовалось фурье-преобразование их структуры, а при определении спектральных характеристик АМС применялся матричный формализм. Для более наглядного представления формы и глубины запрещённых зон в спектрах АМС рассчитывалась зависимость от частоты приведённого коэффициента отражения, равного $r = -\ln(1 - R)$, где R – коэффициент отражения.

Было установлено, что в случае классической триадной канторовской модели, реализующей элементы 1-го вида, картина дифракции на АДР и спектры отражения от АМС имеют чётко выраженные фрактальные признаки, причём их кластерные размерности D оказываются близкими к топологической размерности канторовского множества ($D \approx 0,63$).

Важным, ранее не отмечающимся в литературе свойством рассматриваемых элементов второго вида (они строились на базе числовых последовательностей Морса-Туэ, двойного периода и Фибоначчи), является то, что внутреннему коэффициенту скейлинга, отражающему симметрию самоподобия в их структуре, оказываются весьма близки значения кластерной фрактальной размерности, оцениваемой в области расположения самоподобных фрагментов в графиках их оптических характеристик. Для систем Морса-Туэ и двойного периода коэффициент скейлинга ζ равен $\zeta = 2$, а для систем Фибоначчи он равен коэффициенту золотого сечения ($\zeta = \Phi$). В качестве примера проведенного анализа приведем спектральные характеристики АМС двойного периода (рис. 1).

Рис. 1. Спектральные характеристики АМС двойного периода (256 слоев). а –



распределение интенсивности I в поле дифракции, в – спектр отражения АМС с одинаковыми фазовыми набегам в слоях, д – спектр отражения АМС с одинаковыми толщинами слоев, б, г, е – картины вейвлет-коэффициентов $|C_{a,b}|$ распределений а, в, д.

На имеющее место структурное соответствие формы распределения интенсивности в поле дифракции и спектров отражения света от АМС указывают буквенные обозначения основных максимумов распределений. Обращает на себя внимание близость формы спектров отражения систем, представленных на рис. 1, в, д. Это подтверждают оценки их коэффициентов корреляции для самоподобных областей. Так, рассчитанные для этих областей значения коэффициентов корреляции спектров отражения равны: $K = 0,95$ (для системы Морса-Туэ), $K = 0,91$ (для системы двойного периода) и $K = 0,9$ (для системы Фибоначчи).

Для структур Морса-Туэ и Фибоначчи совпадение размерностей поля дифракции и спектров АМС выполняется с точностью до 4%, а для структуры двойного периода – с точностью до 12%.

Структурное соответствие анализируемых распределений подтвердили также расчеты глобальных спектров энергии, меры локальной перемежаемости и контрастности [4], полученные на основе расчета картин значений вейвлет-коэффициентов $|C_{a,b}|$. Для вейвлет-анализа использовалась вейвлетообразующая функция «мексиканская шляпа».

Что касается оптических элементов третьего вида, то, как показали расчеты, они не обладают ни признаками самоподобия, ни скейлингом в оптических характеристиках. Тем не менее их оптические характеристики при определенных структурных параметрах могут оказаться полезными в практическом отношении. Так, в некоторых случаях АМС данного вида могут обеспечить эффективное отражение, как в широком спектральном интервале, так и в широком диапазоне углов падения.

Таким образом, выполненный в рамках данной работы анализ показывает, что апериодические системы являются весьма интересным в физическом отношении объектом исследования, позволяющим заметно углубить представления современной фрактальной оптики. В то же время в силу своих уникальных характеристик они могут существенно расширить и по многим показателям улучшить элементную базу разнообразных оптических систем.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.М. Зотов, П.В. Короленко, А.Ю. Мишин // Кристаллография. 2010. Т.55. № 8. С. 965.
2. E.M. Nascimento, F.A.V.F. de Moura, M.L. Lyra // Photonics and nanostructures-fundamentals and applications. 2009. V. 7. P. 101.
3. Е. Федер. «Фракталы». М.: Мир, 1991.
4. Н.М. Астафьева. // Успехи физических наук, 1996, т. 166, №11, с. 1135.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ ДИФРАКЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННОГО ВРЕМЕННОГО ДЕЛЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ОДНОМЕРНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ

С.Е. Свяховский, А.И. Майдыковский, В.Б. Новиков, А.А. Скорынин,
В.А. Бушуев, Т.В. Мурзина, Б.И. Манцызов

Московский Государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет
sse@shg.ru

Многослойные структуры, периодические на масштабах порядка длины волны света, называемые в настоящее время фотонными кристаллами (ФК), известны уже на протяжении десятилетий. Тем не менее, интерес к подобным структурам не угасает до сих пор благодаря возможности наблюдению в них различных оптических эффектов.

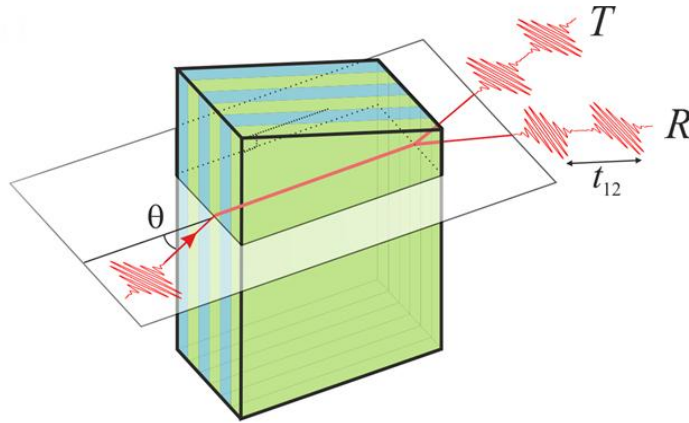


Рис. 1. Схема деления лазерного импульса в одномерном фотонном кристалле.

Было теоретически предсказано [1], что при распространении фемтосекундных импульсов света в ФК в схеме Лауэ при некоторых условиях возможно деление исходного импульса на 4, попарно распространяющихся в направлении нулевого и первого дифракционного максимумов (рис. 1), при этом может возникать временная задержка между импульсами из каждой пары, t_{12} . Механизм эффекта состоит в двух последовательных делениях импульса: пространственном (динамическая дифракция света на решетке ФК) и временном – формировании двух пространственных мод внутри ФК, поле каждой из которых локализовано преимущественно в одном из типов слоев фотонного кристалла. Каждая из мод распространяется в среде со своим показателем преломления и, следовательно, со своей эффективной групповой скоростью.

В данной работе представлены результаты экспериментального обнаружения временного деления фемтосекундных лазерных импульсов в одномерных фотонных кристаллах.

Был изготовлен фотонный кристалл из окисленного пористого кремния, изготовленный путем электрохимического травления p -Si(001) (сопротивление $0.002 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) [2] с последующим термическим окислением (950°C , 2 часа). Образец состоит из 375 пар слоев с показателями преломления 1.32 и 1.48, толщина каждого слоя составляет 400 нм, а период ФК - 800 нм. Размер кристалла в направлении периодичности 300 мкм, в направлении распространения света 2 мм. В качестве накачки использовался титан-сапфировый лазер (средняя мощность 100 мВт, $\lambda=800$ нм, длительность импульса 90 фс, свет поляризован в плоскости падения излучения на образец). Для регистрации импульсов на выходе из ФК использовался автокоррелометр Spectra-Physics PSCOUTSP LR.

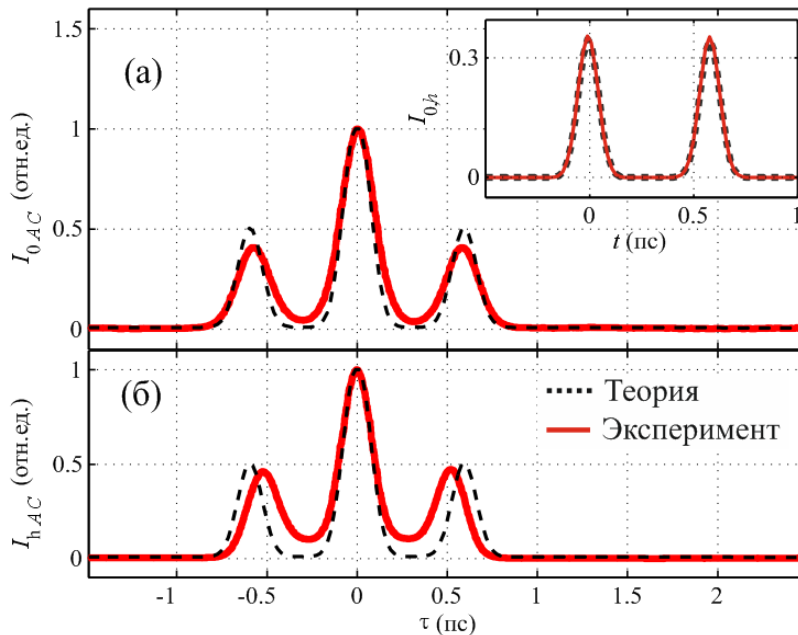


Рис. 2. Результаты измерения автокорреляционной функции оптического излучения на выходе из образца для нулевого ($I_{0,AC}$) и первого ($I_{h,AC}$) дифракционных максимумов в сравнении с теоретическим расчетом согласно [1] для структуры с параметрами, представленными выше. На вставке: временная форма импульса, соответствующая данной автокорреляционной функции.

Автокорреляционные функции интенсивности излучения на выходе из ФК представлены на рис. 2. Видно, что при соблюдении условия Брэгга $\lambda = 2dsina$ на выходе из ФК импульсы света делятся на пары для направлений, соответствующих нулевому и первому дифракционным максимумам. Временная задержка между импульсами составляет 570 ± 20 фс, что согласуется с теоретическим расчетом для исследованных ФК.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.A.Bushuev, B.I.Mantsyzov, A.A.Skorynin // Phys. Rev. A **79**, 053811-1-5 (2009)
2. V. Lehmann. "Electrochemistry of Silicon: Instrumentation, Science, Materials and Applications". Wiley-VCH Verlag GmbH, 2002

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ФАКТОРА НА ЭФФЕКТ ДИФРАКЦИОННОГО ДЕЛЕНИЯ ИМПУЛЬСА В ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ

А.А. Скорынин, Б.И. Манцызов, В.А. Бушуев,
С.Е. Свяховский, А.И. Майдыковский, Т.В. Мурзина

Московский Государственный Университет им. Ломоносова
skoraleks@ya.ru

Фотонные кристаллы (ФК) являются анизотропными средами. Подавляющее большинство эффектов, которые могут в них наблюдаться, зависят от взаимной ориентации плоскости поляризации электромагнитного излучения и выделенных направлений структуры. Так, например, при брэгговской геометрии дифракции, спектральное положение фотонно запрещенной зоны (ФЗЗ) ФК зависит от поляризации [1], что позволяет реализовать поляризатор на основе такой структуры. В данной работе рассматривается эффект дифракционного деления импульса (ДДИ), возникающий при брэгговской динамической дифракции в линейном одномерном ФК в геометрии Лауэ [2]. В этой геометрии (рис. 1) излучение распространяется вдоль слоев структуры и ФЗЗ отсутствует. Наличие ДДИ было предсказано для s-поляризации падающего излучения, и были получены количественные оценки параметров структуры и излучения, при которых эффект может наблюдаться для s-поляризации [2]. В данной работе рассматривается ДДИ для р-поляризованных импульсов.

Теория динамической дифракции в периодических структурах, учитывающая поляризацию излучения, была получена еще при описании взаимодействия рентгеновского излучения и традиционных кристаллов [3]. Используя предложенную там методику, можно получить следующую систему векторных динамических уравнений, описывающих взаимодействие прямой (E_0) и дифрагированной (E_n) волн в ФК:

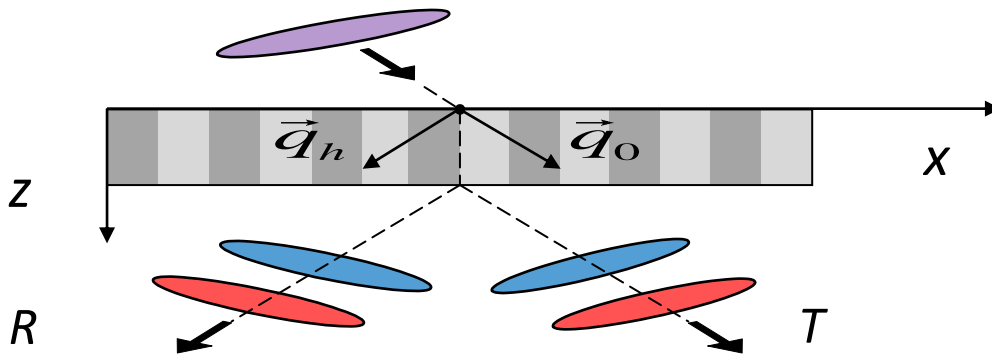


Рис. 1. ДДИ импульса при брэгговской дифракции в геометрии Лауэ

$$\begin{aligned} (k^2 \chi_0 - k_x^2 - q_z^2) \vec{E}_0 + k^2 \chi_{-h} \vec{E}_h &= 0, \\ [k^2 \chi_0 - (k_x - h)^2 - q_z^2] \vec{E}_h + k^2 \chi_h \vec{E}_0 &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где $k = \omega/c$ – волновое число в вакууме, k_x – его проекция на ось x , h – вектор обратной решетки, q_z – проекция волновых векторов $\vec{q}_{0,h}$ внутри ФК, χ_0 , χ_h , χ_{-h} – пространственные гармоники диэлектрической проницаемости [2]. Чтобы от векторной системы (1) перейти к скалярной, удобно произвольную поляризацию падающего излучения представить как суперпозицию s- и р-поляризаций. В случае s-поляризации вектора $\vec{E}_{0,h}$ сонаправлены и ортогональны плоскости рисунка 1, тогда как при р-поляризации угол между $\vec{E}_{0,h}$ совпадает с углом между волновыми векторами $\vec{q}_{0,h}$ в среде. В общем случае из (1) получается система скалярных уравнений:

$$\begin{aligned} \beta E_0 - C \chi_{-h} E_h &= 0, \\ (\beta - \alpha) E_h - C \chi_h E_0 &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\gamma = (k^2 \chi_0 - k_x^2)^{1/2}/k$, $\alpha = h(2k_x - h)/k^2$, $\beta = (q_z^2 - k^2 \gamma^2)/k^2$, C – поляризационный фактор, $C = 1$ и $C = \vec{q}_0 \cdot \vec{q}_h / q_0 \cdot q_h$, для s- и р-поляризаций соответственно. Из условия существования нетривиального решения (2) можно найти неизвестную величину q_z и получить дисперсионное уравнение (ДУ):

$$q_z^{(1,2)} = k \left(\gamma^2 + [\alpha \mp (\alpha^2 + 4C^2 \chi_h \chi_{-h})^{1/2}] / 2 \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где два решения $q_z^{(1,2)}$ соответствуют бормановской и антибормановской модам.

Так как для р-поляризованного импульса $C \approx \cos 2\theta_B < 1$, то можно предположить, что в этом случае величина задержки при ДДИ будет меньше, чем для s-поляризованного. Для более точного анализа запишем выражение для интервала времени между импульсами, возникающими при ДДИ на глубине z в ФК:

$$t = z (1/v_2 - 1/v_1), \quad (4)$$

где $v_{1,2}$ – групповые скорости вдоль оси z , которые определяется из (3) по формуле $v_{1,2} = (\partial q_z^{(1,2)} / \partial \omega)^{-1}$. С учетом выражения для фактора поляризации, получаем выражения для временных задержек для двух поляризаций, которые в случаи падения импульса под углом Брэгга θ_B , имеют следующий вид:

$$t_s = z \frac{\chi_h}{c\gamma^3} (\chi_0 - 2 \sin^2 \theta_B), \quad (5)$$

$$t_p = z \frac{\chi_h \cos 2\theta_B}{c\gamma^3} (\chi_0 - 2 \sin^2 \theta_B + 2\gamma^2 P), \quad (6)$$

где $P = (1/\cos 2\theta_B - 1) / \chi_0$.

Таким образом, разность величин групповых скоростей для р-поляризованного импульса оказывается даже больше чем для s-поляризованного.

В силу линейности эффекта, при падении на ФК импульса с произвольной поляризацией в результате ДДИ могут возникнуть до 4 импульсов попарно линейно s- и р-поляризованных.

Как было показано в [4], при ДДИ может происходить селективная компрессия импульсов, величина которой определяется дисперсионными зависимостями, получаемыми из ДУ (3). Это приводит к тому, что импульсы различной поляризации будут испытывать различную компрессию, что также расширяет возможности по управлению параметрами импульсов.

Было проведено экспериментальное наблюдение эффекта ДДИ в ФК, представляющем собой многослойную структуру из кварца различной пористости. Оно показало, что выражение (6) хорошо описывает линейную зависимость величины задержки от толщины ФК. При переключении поляризации падающего импульса между р- и s-поляризациями, наблюдалось изменение задержки в соответствии с выражением (5).

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Inoue, К. Ohtaka “Photonic Crystals: Physics, Fabrication and Application” Springer, 2004.
2. V.A. Bushuev, B.I. Mantsyzov, A.A. Skorynin // Phys. Rev. A. 2009. V. 79, 053811.
3. З.Г. Пинскер “Рентгеновская кристаллооптика” М.: Наука, 1982.
4. А. А. Скорынин, В.А. Бушуев, Б.И. Манцызов // ЖЭТФ 2012. Т. 141, № 6.

ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ И ДИПОЛЬНЫЙ ОТКЛИК МАЛЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

Ю.Е. Терехов, А.В. Журавлев, Г.В. Белокопытов
Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова
yury.terekhov@phys.msu.ru

Малые металлические частицы являются основными «строительными блоками» для создания метаматериалов [1–3], а также могут быть использованы в качестве излучающих элементов оптических антенн [4] и резонаторов (нано) лазеров [5].

За последнее десятилетие рабочие частоты метаматериалов увеличились от гигагерц до частот видимого света, причём характерные размеры резонансных частиц уменьшились с единиц миллиметров до десятков нанометров. Соответственно, представляет интерес вопрос о зависимости параметров поляризуемости металлических резонансных элементов от их размеров, с учётом того, что комплексная диэлектрическая проницаемость металлов в столь широком спектральном диапазоне испытывает сильную дисперсию. Ранее, конечно, проводились подобные исследования [6,7], однако, они ограничивались лишь закономерностями поведения резонансных частот. В настоящей работе также исследованы закономерности поведения добротностей и удельных поляризуемостей в зависимости от размеров частиц.

Исследование было проведено путём численного моделирования для объектов из золота двух различных конфигураций, планарных частиц П-образной формы и двухслойных сферических металлodieлектрических резонаторов. С одной стороны, такие резонаторы широко распространены в технологии метаматериалов, а с другой – очень разнятся по своей геометрической форме и симметрии.

В случае падения плоской электромагнитной волны на частицу произвольной формы в ней индуцируются электрический и магнитный дипольные моменты:

$$\begin{aligned}\vec{p} &= \hat{\alpha}^e \epsilon_0 \vec{E} + \hat{\alpha}^{em} \epsilon_0 Z \vec{H}, \\ \vec{m} &= \hat{\alpha}^{me} Z^{-1} \vec{E} + \hat{\alpha}^m \vec{H},\end{aligned}\tag{1}$$

где $\hat{\alpha}^e$, $\hat{\alpha}^m$, $\hat{\alpha}^{em}$, $\hat{\alpha}^{me}$ – тензоры (3×3) электрической и магнитной поляризуемости и пара тензоров магнитоэлектрической поляризуемости соответственно, $Z = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ – волновой импеданс вакуума, ϵ_0 и μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума. При варьировании формы, периода расположения частиц, а также при изменении материала будут меняться компоненты поляризуемости, и, следовательно, эффективный отклик метаматериала на внешнее излучение.

Нами были произведены расчёты компонент всех четырёх тензоров поляризуемости, входящих в материальное уравнение (1). Процедура расчёта подробно описана в [8]. Материальные параметры от видимого до ИК-диапазона взяты из работы [9], на больших длинах волн используется модель Друде-Лоренца с параметрами, взятыми из аппроксимации [9]. Для удобства сравнения поляризуемостей частиц разных размеров разной геометрии, производилась нормировка значений $\hat{\alpha}^e$, $\hat{\alpha}^m$, $\hat{\alpha}^{em}$, $\hat{\alpha}^{me}$ на соответствующие объёмы ($V = l^2 \cdot h$ для П-образных частиц и $V = \pi D^3/6$ для сферических). Использовалось временное представление $\exp(-i\omega t)$.

Результаты расчёта мнимой части электрической поляризуемости П-образных резонаторов и сферических металлодиэлектрических резонаторов представлены на рис. 1. При этом качественные закономерности поведения находятся в полном согласии с представлением о том, что колебания малых металлических частиц представляют собой локализованные поверхностные плазмон-поляритоны, то есть неразрывную комбинацию электромагнитной волны, сосредоточенной вблизи проводника и коллективных колебаний электронов в металле.

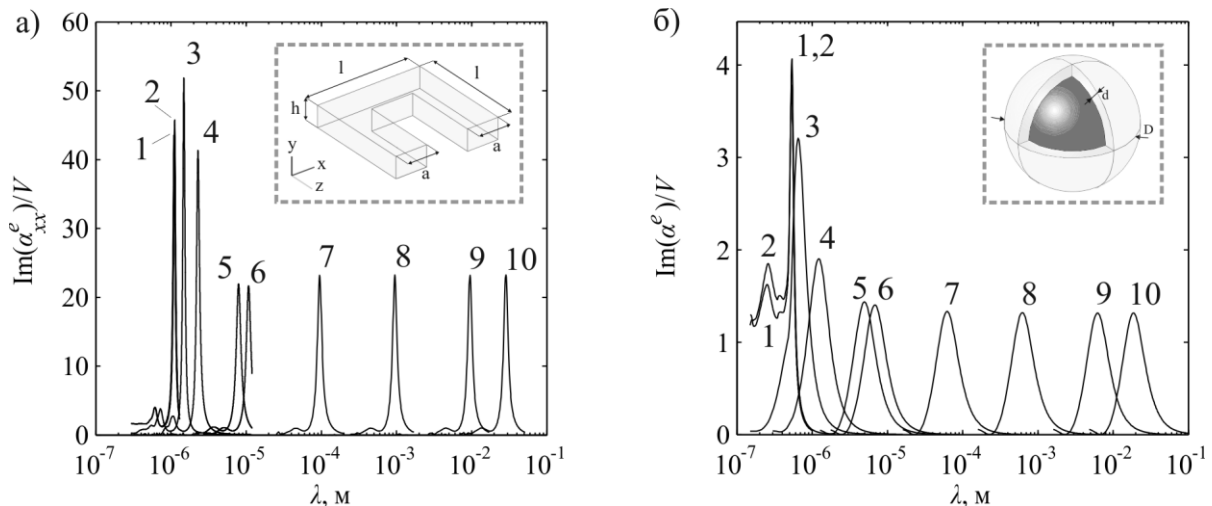


Рис. 1. Спектры мнимой части нормированной электрической поляризуемости для П-образных (а) и сферических (б) резонаторов. Во врезках их геометрия и характерные размеры. Цифрами обозначены зависимости, соответствующие параметрам $l \times h$ и $D \times d$: 1 – 25×5 нм, 2 – 50×10 нм, 3 – 200×40 нм, 4 – 400×80 нм, 5 – $1,6 \times 0,32$ мкм, 6 – $2,2 \times 0,44$ мкм, 7 – 20×4 мкм, 8 – 200×40 мкм, 9 – $2 \times 0,4$ мм, 10 – $6 \times 1,2$ мм.

Стоит отметить, что в отличие от сферических резонаторов, в которых выражены колебания только на одной моде (резонанс Ми), П-образные частицы имеют два типа резонансов. Основной резонанс на графиках (рис. 1) соответствует круговому движению токов в плоскости резонатора и носит название LC-резонанса. Слева у подножия этого резонанса находится слабозаметный плазмонный резонанс с амплитудой порядка нескольких единиц, он соответствует синфазному движению тока вдоль основания П-образной частицы.

Хорошо видно, что в длинноволновой области ($\lambda \geq 10^{-5}$ м) амплитуда резонансов нормированной поляризуемости слабо зависит от размеров, т.к. для этих длин волн основная часть энергии резонатора сосредоточена в малой области снаружи частицы. Основные потери энергии приходятся на излучение. Поскольку окружающая резонатор среда (вакуум) не имеет дисперсии, при переходе из одного частотного диапазона в другой, с одновременным изменением размеров резонатора доля потерь на излучение в соответствии с энергией колебаний вне проводника остаётся неизменной, а зависимость резонансной частоты от характерных размеров резонатора можно описать формулой:

$$\omega_0 = s^{-1}, \quad (2)$$

где $s = \{l, D\}$ – характерный размер резонатора. Эту линейную зависимость иллюстрируют результаты представленные на рис. 2а в диапазоне от СВЧ до дальнего ИК. Эта же область частот характеризуется практически неизменной добротностью резонансов (рис. 2б).

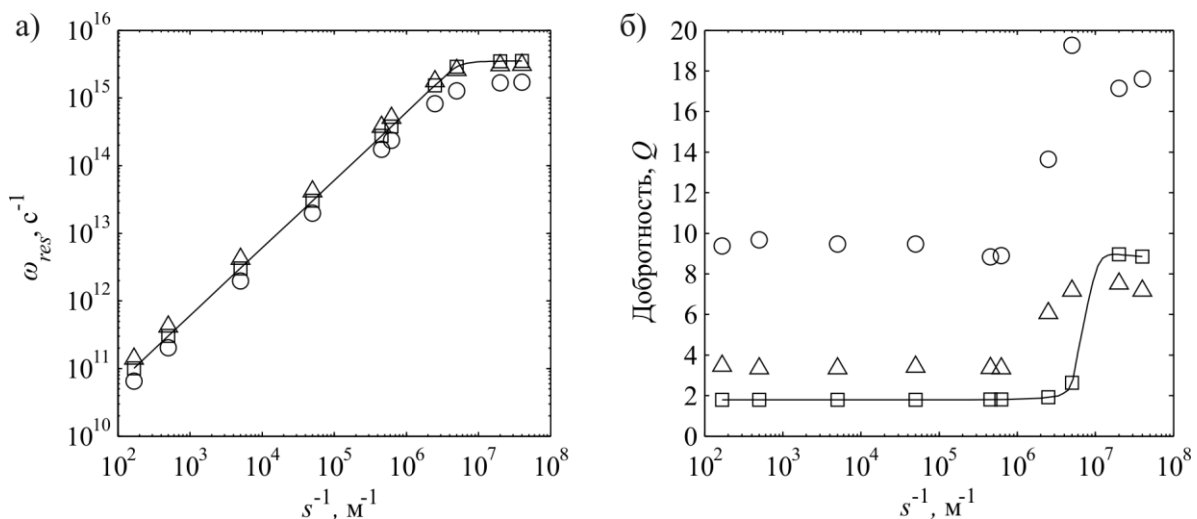


Рис. 2. Зависимости резонансных частот (а) и добротностей (б) от обратных размеров s^{-1} . Кружками отмечены LC-резонансы, треугольниками – плазмонные резонансы П-образных частиц. Сплошные линии с квадратиками – зависимости для плазмонных резонансов сферических частиц.

Однако при дальнейшем уменьшении размеров резонатора отношение толщины скин-слоя к размеру области концентрации колебаний вне резонатора возрастает, а мнимая часть диэлектрической проницаемости падает. Энергия вынужденных колебаний в большей степени концентрируется в электронной подсистеме (кинетическая индуктивность), потери на излучение уменьшаются. Кроме того, на этих частотах $\varepsilon''/|\varepsilon'| \ll 1$, то есть потери связанные с поглощением в резонаторе малы. Как следствие на частотах ИК и видимого диапазона добротность повышается, и наблюдается максимум резонансных значений удельной поляризуемости.

В этой области, вследствие влияния эффектов кинетической индуктивности, резонансная частота зависит от характерных размеров следующим образом [6]:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{b \cdot s^2 + B^2}}. \quad (3)$$

Интересно, что зависимость (3) первоначально полученная для LC-резонанса, выполняется также для плазмонной моды как П-образной частицы, так и для моды металлодиэлектрического резонатора.

Исходя из полученных данных, можно сказать, что полученные закономерности будут также выполняться для малых частиц произвольной геометрии. То есть линейная зависимость резонансных частот от обратных размеров в области СВЧ – дальний ИК, с последующим выходом резонансной частоты на насыщение при её приближении к ленгмюровской частоте металла резонатора. Кроме того, существует оптимальный размер резонатора, при котором максимальна как удельная поляризуемость частицы, так и добротность.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Linden, C. Enkrich, G. Dolling, et al. // IEEE J. Sel. Top. in Q. Electr. 2006. V. 12. No. 6. P. 1097.
2. L. Solymar, E. Shamonina “Waves in Metamaterials” Oxford Univ. Press, 2009.
3. H. Tao, W.J. Padilla, X. Zhang, R.D. Averitt // IEEE J. Sel. Top. in Q. Electr. 2011. V. 17. No. 1. P. 92.
4. L. Novotny // Nature. 2008. V. 455. P. 887.
5. M.A. Noginov, G. Zhu, A.M. Belgrave, et al. // Nature. 2009. V. 460. P. 1110.
6. M.W. Klein, C. Enkrich, M. Wegener, et al. // Optical Letters. 2006. V. 31. No. 9. P. 1259.
7. L. Novotny // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. No. 26. P. 266802.
8. Ю.Е. Терехов, А.В. Журавлев, Г.В. Белокопытов // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2011. №3. С. 47.
9. H.J. Hagemann, W. Gudat, C. Kunz // DESY SR-74. 1974. V. 7.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ УПРУГИХ ВОЛН В ФУНКЦИОНАЛЬНО-ГРАДИЕНТНЫХ И ПОВРЕЖДЕННЫХ ФОНОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

С.И. Фоменко, М.В. Голуб

*Институт математики, механики и информатики,
Кубанский государственный университет, Краснодар.
m_golub@inbox.ru*

В последние годы большой интерес исследователей и индустрии привлекают новый класс материалов, как правило, с периодической структурой. Периодические композиты, например, фотонные и фононные кристаллы, а также метаматериалы могут иметь уникальные свойства по сравнению с традиционными материалами [1]. В настоящей работе изучается распространение продольных и поперечных упругих волн в периодических функционально-градиентных волноводах и слоистых волноводах с внутренними повреждениями (одиночные трещины и поврежденные интерфейсы, описываемые с помощью пружинных граничных условий или периодическим набором трещин). Нередко упругие свойства фононных кристаллов изменяются непрерывно, то есть являются функционально-градиентными. Волновые процессы в функционально-градиентных фононных кристаллах мало изучены, см. например, [2]. В процессе эксплуатации рассматриваемых материалов или при их производстве могут возникать одиночные трещины и повреждения в структуре целых слоев. Наличие повреждений в фононном кристалле может расширить запрещенные зоны, стать концентратором напряжений, а в некоторых случаях привести к резонансным колебаниям большой амплитуды – все эти явления также составляют предмет настоящего исследования.

Для построения волнового поля в периодических структурах без повреждений (Рис. 1а) используется матричный подход, в рамках которого решение представляется через T -матрицу для одной ячейки, компоненты которой выводятся из уравнений движения и граничных условий (метод T -матриц, например [3]). При этом плохая обусловленность систем алгебраических уравнений, возникающих при удовлетворении граничным условиям на границах нижнего и верхнего полупространств, устраняется с помощью явного выделения сингулярных составляющих результирующей T -матрицы. Для построения T -матрицы функционально-градиентной ячейки используются два подхода: первый предполагает разбиение повторяющихся ячеек на слои меньшей толщины с заменой их изотропными подслоями с усредненными свойствами, а второй предусматривает точное решение краевой задачи [4]. В обоих случаях решение представимо в виде произведения матриц отдельных слоев.

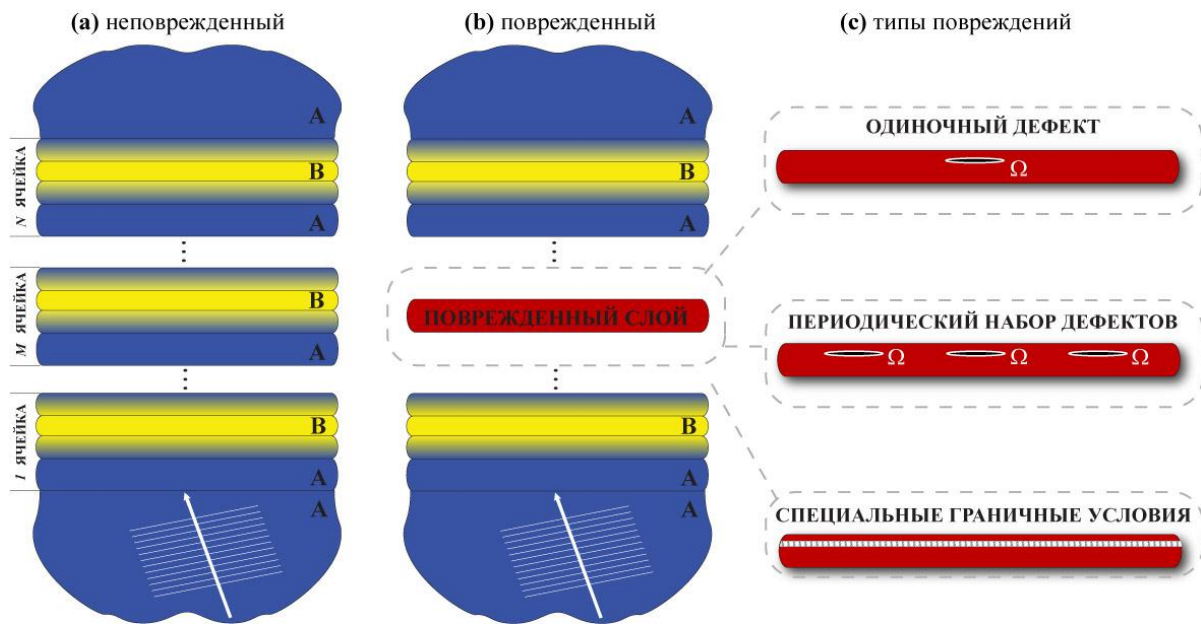


Рис. 1. Постановка задачи (a) неповрежденный фоновый кристалл, (b) поврежденный фоновый кристалл, (c) типы повреждений.

Для описания рассеяния плоских волн на одиночных трещинах совместно с методом Т-матриц используется техника интегральных преобразований [5], где решение представляется в виде свертки матриц Грина и скачка смещений на берегах трещины (Рис. 1b, 1c). Этот подход применим и для периодического набора трещин: используя теорию Флоке-Блоха, интегралы могут быть преобразованы в соответствующие ряды. Описание поврежденного участка с помощью пружинных граничных условий [6] позволяет использовать метод Т-матриц, где повреждение описывается дополнительной матрицей, компоненты которой определяются поврежденностью и упругими свойствами слоя [7].

Изучается влияние законов изменения свойств (степенные законы и скачкообразный – случай слоистого волновода) на запрещенные зоны и волновые явления в периодическом пакете слоев, в том числе и при наличии повреждений. Анализируется связь между резонансами, величинами функции раскрытия трещин, коэффициентами интенсивности напряжений и энергетическими коэффициентами прохождения, а также локализацией волновых процессов в окрестности повреждений. Установлена различная природа резонансов в запрещенных и разрешенных зонах и связь с положением дефекта в поврежденном слое. Приводятся характерные ситуации, возникающие при колебаниях периодических слоистых композитов, ослабленных трещиной или при наличии поврежденных слоев.

Авторы благодарят профессора Ч. Жанга (Университет г. Зиген, Германия), инициировавшего работу в данном направлении, а также

профессоров Е.В. Глушкова и Н.В. Глушкову за плодотворное обсуждение данной проблемы и ряд ценных замечаний.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (ФЦП № 1.1.2/10463) и Германской службы академических обменов DAAD.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.G. Martinsson, A.B. Movchan // *Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*. 2003. V. 56. P. 45-64.
2. M.-L. Wu, L.-Y. Wu, W.-P. Yang, L.-W. Chen // *Smart Materials and Structures*. 2009. V. 18. P. 115013.
3. F.-M. Li, Y.-S. Wang // *International Journal of Solids and Structures*. 2005. V. 42. P. 6457-6474.
4. M.V. Golub, S.I. Fomenko, T.Q. Bui, Ch. Zhang, Y.-S. Wang // *International Journal of Solids and Structures*. 2012. V. 49. P. 344-354.
5. Бабешко В.А., Глушков Е.В., Зинченко Ж.Ф. “Динамика неоднородных линейно-упругих сред” М.: Наука, 1989.
6. J. Baik, R. Thompson // *Journal of Nondestructive Evaluation*. 1984. V. 4. P. 177-196.
7. M.V. Golub, A. Boström // *Wave Motion*. 2011. V. 48. P. 105-115.

ПОДАВЛЕНИЕ БРЭГГОВСКОГО ОТРАЖЕНИЯ В НЕПРЕРЫВНОМ РЕЗОНАНСНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ С НУЛЕВОЙ НАЧАЛЬНОЙ ИНВЕРСИЕЙ

Л.В.Фролова, Б.И.Манцызов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

lidiya.frolova@gmail.com; bmantsyzov@gmail.com

В случае произвольного периодического распределения резонансных атомов взаимодействие оптического излучения и непрерывного резонансного фотонного кристалла (РФК) описывается системой двухволновых уравнений Максвелла-Блоха (ДВУМБ) [1]:

$$\pm\Omega_{\xi}^{(\pm)}(\xi, \tau) + \Omega_{\tau}^{(\pm)}(\xi, \tau) = 4 \left\langle P(\xi, \tau) \rho'(\xi) e^{\pm ik'\xi} \right\rangle_{\lambda'}, \quad (1)$$

$$P_{\tau}(\xi, \tau) = n(\xi, \tau) [\Omega^{(+)}(\xi, \tau) e^{ik'\xi} + \Omega^{(-)}(\xi, \tau) e^{-ik'\xi}], \quad (2)$$

$$n_{\tau}(\xi, \tau) = -\text{Re} \left\{ P^{*}(\xi, \tau) [\Omega^{(+)}(\xi, \tau) e^{ik'\xi} + \Omega^{(-)}(\xi, \tau) e^{-ik'\xi}] \right\}, \quad (3)$$

где $\Omega^{(\pm)} \equiv 4(\mu\tau_c/\hbar)E_0^{\pm}$, E_0^{\pm} - комплексные амплитуды электрического поля падающей (+) и дифрагированной (-) волн, μ - матричный элемент дипольного момента перехода, P - безразмерная характеристика среднего дипольного момента атома, n - инверсия атомов, $\rho(\xi, \tau) = \rho_0\rho'(\xi)$ - концентрация резонансных атомов, $\rho'(\xi)$ - безразмерная периодическая функция концентрации резонансных атомов, $\tau_c^2 = 8T_1/3c\rho_0\lambda^2$ - кооперативное время, $\xi = x/2\tau_cc$, $\tau = t/2\tau_cc$ - безразмерные координаты пространства и времени соответственно, $k' = 2\pi/\lambda'$, $\lambda' = \lambda/2\tau_cc$; угловые скобки обозначают усреднение по пространственной области $\sim\lambda'$; нижние индексы ξ , τ обозначают частные производные по ξ и τ соответственно.

Ранее система (1)-(3) была решена для случая изначально невозбужденного непрерывного РФК ($n(\xi, \tau=0) = -1$) [2]. Было показано, что в этом случае, благодаря брэгговскому отражению, в структуре распространяется брэгговский солитон самоиндуцированной прозрачности, включающий в себя поля $\Omega^{(+)}$ и $\Omega^{(-)}$ и возбуждение среды.

В данной работе получено аналитическое решение системы ДВУМБ (1)-(3) для непрерывного РФК с нулевой начальной инверсией ($n(\xi, \tau=0) = 0$):

$$\begin{aligned}\Omega^{(+)}(\xi, \tau) &= \Omega^{(+)}(\phi), \quad \phi = \frac{\xi - v\tau}{v\tau_p}, \\ \Omega^{(-)} &= 0, \\ n(\xi, \tau) &= -\sin(k'\xi) \sin \theta; \\ \operatorname{Re} P(\xi, \tau) &= -\sin(2k'\xi) \sin^2 \frac{\theta}{2}; \\ \operatorname{Im} P(\xi, \tau) &= \sin^2(k'\xi) \cos \theta + \cos^2(k'\xi),\end{aligned}\tag{4}$$

где $\theta = \int_{-\infty}^{\tau} \Omega^{+}(\xi, \tau') d\tau'$ - блоховский угол, τ_p - длительность падающего импульса, v - скорость импульса, нормированная на скорость света c .

Площадь импульса, описываемого системой (4), равна 2π .

Из решения (4) видно, что в случае нулевой начальной инверсии перекачка энергии из падающей волны в дифрагированную не происходит. Распространяющаяся вдоль среды волна оказывает влияние на атомы, но сама при этом не испытывает на себе влияния среды. Таким образом, в случае начальной нулевой инверсии в непрерывном РФК брэгговское отражение подавляется.

Также проведено численное моделирование системы ДВУМБ (1)-(3) для частного случая непрерывного РФК с $\rho'(\xi) = [1 + \cos(2k'\xi)]/2$ при следующих начальных и граничных условиях:

$$\begin{aligned}\Omega^{(\pm)}(\xi; \tau = 0) &= 0, \quad n(\xi; \tau = 0) = 0, \quad \operatorname{Re} P(\xi; \tau = 0) = 0, \quad \operatorname{Im} P(\xi; \tau = 0) = 1, \\ \Omega^{(+)}(\xi = 0; \tau) &= \Omega_0^{(+)}(\tau), \quad \Omega^{(-)}(\xi = l; \tau) = 0,\end{aligned}$$

где l - длина непрерывного РФК. Асимптотика аналитического решения (4) при $\tau \rightarrow \pm\infty$ соответствует выбранным начальным условиям. Показано, что полученное численное решение хорошо согласуется с аналитическим решением.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. И. Манцызов, *Когерентная и нелинейная оптика фотонных кристаллов*, Физматлит, Москва (2009).
2. Л.В. Фролова, Б.И. Манцызов // Учён. зап. Казан. гос. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки 2010, 152, № 2, стр. 172–178.

ОПТИЧЕСКИЙ КОНТРАСТ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА И СОБСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СДВИГ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ АТОМОВ.

Р.Х. Гайнутдинов, М.Х. Салахов, М.А. Хамадеев

Казанский Федеральный Университет

Renat.Gainutdinov@ksu.ru

С тех пор, как в 1947 году Лэмбом и Резерфордом был открыт лэмбовский сдвиг, и зародилась квантовая электродинамика, исследование вопросов взаимодействия частиц с собственным полем излучения стало мощным фактором, определяющим развитие теорий фундаментальных взаимодействий. Создание и изучение новых классов материалов позволяет исследователям обнаружить невидимые ранее аспекты таких взаимодействий. В данном контексте особый интерес представляют фотонные кристаллы. Фотонные кристаллы — это оптические аналоги полупроводников. При этом поле внутри фотонного кристалла сильно модифицируется. Они представляют собой среду, чаще всего диэлектрическую, чей показатель преломления модулируется периодически с периодом порядка длины волны. В качестве примера может служить фотонный кристалл, представляющий собой диэлектрик с периодически упорядоченными пустотами. Атомы, помещенные в такие пустоты, являются свободными и не взаимодействующими со стенками, поскольку характерный размер пустот (сотни нанометров) много больше боровского радиуса. Это значит, что у таких атомов будет линейчатый спектр, однако этот спектр будет изменяться благодаря влиянию среды фотонного кристалла на характер взаимодействия атомов с собственным полем излучения. Это дает нам возможность увидеть фундаментальные закономерности совершенно с новой точки зрения.

Большинство работ исследователей традиционно было сконцентрировано вокруг расчета лэмбовского сдвига атома водорода в среде фотонных кристаллов. Интересен тот факт, что результаты расчетов, получаемые авторами разных работ, очень сильно различались по порядку величин и по значимости взаимодействия с вакуумом [1-4]. Долгие споры дали, наконец, ответ на этот вопрос: было предсказано немарковское поведение и гигантский лэмбовский сдвиг [5]. Характерной особенностью всех работ является формальное применение стандартных процедур регуляризации и перенормировки. Однако, как будет показано в данной работе, последовательный анализ всех стандартных процедур может привести к неожиданным следствиям. В частности, это может оказаться очень существенным при описании радиационных поправок к спектрам атомов в фотонных кристаллах. Дело в том, что в лэмбовский сдвиг существенный вклад дают КЭД процессы, которые не проявляются при описании спектров излучения атомов в вакууме. Важным оказывается то,

что массовый контрчлен в стандартном гамильтониане, который в случае атомов в вакууме компенсирует часть лэмбовского сдвига, описывающую вклад в массу электрона, не производит этого в случае атомов в фотонном кристалле. Таким образом, после перенормировки выражение для лэмбовского сдвига все еще будет содержать члены, которые будут иметь ту же структуру, что и собственно-энергетический вклад. Во всех работах, посвященных лэмбовскому сдвигу в фотонных кристаллах, этот первый член не учитывался. Однако он фактически является дополнительной поправкой к энергетическому уровню атома, помещенного в фотонный кристалл. При вычислении этой поправки оказалось, что интеграл расходится линейно. Эта расходимость исчезает, если мы учтем тот факт, что показатель преломления среды будет достаточно быстро стремиться к единице при больших энергиях, Рис. 1.

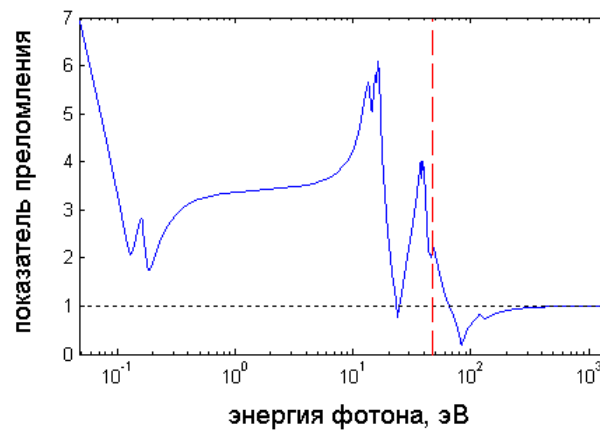


Рис. 1. Зависимость показателя преломления арсенида галлия от энергии фотона. Пунктиром показана условная граница, за которой взаимодействием фотона с материалом можно пренебречь.

Отталкиваясь от простых физических соображений, в работе сделана оценка поправки к энергии уровней атома в фотонном кристалле. Оказалось, что она зависит от оптического контраста фотонного кристалла и может быть гораздо больше обычного лэмбовского сдвига.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. John, J. Wang // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. No 20. P. 2418.
2. S. Y. Zhu, Y. Yang, H. Chen, H. Zheng, and M. S. Zubairy // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. No 10. P. 2136.
3. Z.Y. Li, Y. Xia // Phys. Rev. B. 2001. V. 63. No 12. P. 121305.
4. X.-H. Wang, B.-Y. Gu, Y.S. Kivshar // Phys. Rev. B. 2004. V. 93. No 7. P. 073901.
5. D. P. Fussell, R. C. McPhedran, C. Martijn de Sterke // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. No 4. P. 046605.