

СЕКЦИЯ 5. МЕТАМАТЕРИАЛЫ И ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

Явление диамагнетизма в теории многократного рассеяния волн неупорядоченными дискретными диэлектрическими средами <i>Ю.Н. Барабаненков, М.Ю. Барабаненков, С.А. Никитов</i>	2
Поверхностные волны на границе «правой» и «левой» сред <i>Е.И. Барыкина, Д.И. Семенцов, Л.Д. Филатов</i>	4
Прохождение электромагнитной волны через бианизотропную метаплёнку <i>Г.В. Белокопытов, А.В. Журавлев, Ю.Е. Терехов</i>	8
Изогнутые графеновые наноленты и туннельный ток <i>М.Б. Белоненко, Н.Н. Яньюшкина, Н.Г. Лебедев</i>	13
Выполнение принципа причинности в акустических дважды отрицательных средах <i>В.А. Буров, К.В. Дмитриев, С.Н. Сергеев</i>	15
Двумерный электромагнитный кристалл на основе медных периодических структур <i>И.В. Бычков, И.С. Зотов, Д.А. Павлов, А.А. Федий</i>	20
Спектры одномерного фотонного кристалла с дефектами внедрения <i>С.В. Елисеева, В.А. Остаточников, Д.И. Семенцов</i>	23
Нанокompозитный полярирующий сплиттер <i>С.Г. Моисеев, С.В. Виноградов</i>	26
Дифракция Лауэ в одномерных фотонных кристаллах: маятниковое решение <i>С.Е. Сваховский, А.И. Майдыковский, А.А. Скорынин, Т.В. Мурзина</i>	29
Математическое моделирование открытого микрорезонатора со слоем метаматериала <i>А.Н. Семенов, А.П. Смирнов, Д.О. Игнатьева, А.П. Сухоруков</i>	33
Концепция эффективной среды и ее применение для описания оптических свойств полупроводниковых наноструктур <i>В.Ю. Тимошенко</i>	38

ЯВЛЕНИЕ ДИАМАГНЕТИЗМА В ТЕОРИИ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ВОЛН НЕУПОРЯДОЧЕННЫМИ ДИСКРЕТНЫМИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ СРЕДАМИ

Ю.Н. Барабаненков¹, М.Ю. Барабаненков², С.А. Никитов¹

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. В то время как большая часть таких искусственных материалов изготавливалась на основе металлических резонансных структур, резонансы Ми в диэлектрических частицах открыли простой и разнообразный способ конструирования изотропных метаматериалов с высокими рабочими частотами (см, напр., обзор [1]). Следует отметить, что обычно вышеупомянутые металлические или диэлектрические композиты 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 проницаемостей.

Доклад представляет недавний прогресс в изучении основанных на резонансах Ми случайных (не периодических) диэлектрических композитов, исходя из общей теории многократного рассеяния волн в неупорядоченных дискретных средах [2]. Подход усредняет уравнения Максвелла по статистическому ансамблю частиц и дает последовательное описание физического механизма появления диамагнетизма в немагнитной случайно-неоднородной дискретной среде. Основными уравнениями подхода являются, во -первых, обобщенная формула Лорентц-Лоренца [3]

$$\frac{\varepsilon_{eff}^{t,l}(k) - \varepsilon_0}{\varepsilon_{eff}^{t,l}(k) + 2\varepsilon_0} = -\frac{\tilde{M}^{t,l}(k)}{3k_0^2} \quad (1)$$

для поперечной $\varepsilon_{eff}^t(k)$ и продольной $\varepsilon_{eff}^l(k)$ компонент тензора эффективной диэлектрической проницаемости относительно волнового вектора \vec{k} и, во -вторых, правило Lindhard [4] для эффективной магнитной проницаемости, $1 - 1/\mu_{eff} = (\omega^2 / c^2)[\varepsilon_{eff}^t(k) - \varepsilon_{eff}^l(k)]/k^2$, в пределе $k \rightarrow 0$. Трансформированный массовый оператор \tilde{M} в правой части (1) имеет во втором порядке по плотности частиц $f_1 = f_1(\vec{r}_1)$ символическое операторное представление

$$\tilde{M} \approx \int d1 f_1 T_1 + \frac{1}{2} \iint d1 d2 f_2(1,2) (T_{12} - T_1 - T_2 - T_1 \tilde{G} T_2 - T_2 \tilde{G} T_1) + \iint d1 d2 g_2(1,2) T_1 \tilde{G} T_2 \quad (2)$$

Здесь $f_2(1,2)$ и $g_2(1,2)$ это двухчастичные функция распределения и корреляционная функция, T_1 и T_{12} - операторы рассеяния изолированной частицы и системы двух частиц, соответственно; символ \tilde{G} обозначает главное значение тензорной функции Грина электрического волнового поля в однородной среде.

Первый член в правой части (2) описывает независимые частицы и ведет в случае малых сферических частиц из кремния или золота к явлению диамагнетизма в видимом или терагерцовом диапазоне частот, соответственно, когда только магнитное дипольное рассеяние M_i дает вклад в формирование эффективной магнитной проницаемости. Вторым членом в правой части (2) используется для учета эффекта пространственно-группового резонанса в системе двух частиц [5], вследствие которого электрическое дипольное рассеяние M_i тоже дает вклад в эффективную магнитную проницаемость. Наконец, третий член в правой части (2) может обусловить уменьшение мнимой части эффективной магнитной проницаемости при специальном виде двухчастичной корреляционной функции согласно старому обсуждению [6] вопроса об уменьшении явления экстинкции света при его многократном рассеянии в плотных дискретных средах.

Работа поддержана грантом РФФИ 09-02-00920-а и 09-02-12433-FIM, а также 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. Yu.N. Barabanenkov, M. Yu. Barabanenkov, S.A. Nikitov // arXiv 1009.4770 v1 [cond-mat.dis-nn]. 2010. 24 Sep.
4. J. Lindhard // *Dan. Mat. Fys. Medd*. 1954. V. 28. No. 8. P.3.
5. Yu.N. Barabanenkov, V.V. Shlyapin // *Phys. Lett. A*. 1992. V. 170. No.3. P. 239.
6. Yu.N. Barabanenkov // *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Radiofiz.* 1985. V. 28. No. 9. P. 1136.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦЕ «ПРАВОЙ» И «ЛЕВОЙ» СРЕД

Е.И. Барыкина¹, Д.И. Семенцов², Л.Д. Филатов²
¹Ульяновский государственный технический университет
²Ульяновский государственный университет
elenabarykina@rambler.ru

Известно, что в области частот, где диэлектрическая или магнитная проницаемости одной из граничащих сред отрицательна, вдоль плоской границы их раздела возможно распространение поверхностных волн (ПВ). Свойства ПВ во многом определяются материальными параметрами и состоянием граничащих сред, поэтому отвечающие им решения волновых уравнений широко используются для изучения оптических свойств различных материалов. В настоящей работе исследуются особенности распространения ПВ вдоль границы раздела «правой» и «левой» сред, получены дисперсионные соотношения для поверхностных ТЕ и ТМ волн, обсуждаются критерии реализации ПВ с учетом зависимости материальных параметров от частоты и внешнего магнитного поля.

Будем считать, что область $z > 0$ занимает «правая» среда с положительными и не зависящими от частоты диэлектрической и магнитной проницаемостями ε_1 и μ_1 . Область $z < 0$ занимает метаматериал с параметрами:

$$\varepsilon_2 = 1 - (\omega_p / \omega)^2, \quad \mu_2(\omega) = 1 - F \omega_0^2 / (\omega^2 - \omega_0^2), \quad (1)$$

где, как правило, плазменная частота ω_p и параметр F существенно зависят от состава и структуры материала, а резонансная частота ω_0 – от внешнего магнитного поля. Метаматериал находится в состоянии «левой» среды в том случае, если его диэлектрическая и магнитная проницаемости одновременно отрицательны. Определим этот частотный интервал. Частотная область существования «левой» среды лежит в пределах $\omega_0 < \omega < \omega_b$, если $\omega_b < \omega_p$, и в пределах $\omega_0 < \omega < \omega_p$, если $\omega_b > \omega_p$. Выберем следующие численные значения входящих в (1) параметров: $\omega_p = 3 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\omega_0 = 1.55 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\omega_b = \omega_0 \sqrt{1 + F}$, $F = 0.65$. На рис.1 для указанных параметров представлены частотные зависимости величин ε_2 , μ_2 и действительной части показателя преломления метаматериала. Как известно, для «левой» среды в области частот, где диэлектрическая и магнитная проницаемости отрицательны, показатель преломления среды

$n_2 = \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}$ также отрицателен. При увеличении внешнего магнитного поля частотный интервал, на котором $n_2 < 0$, расширяется.

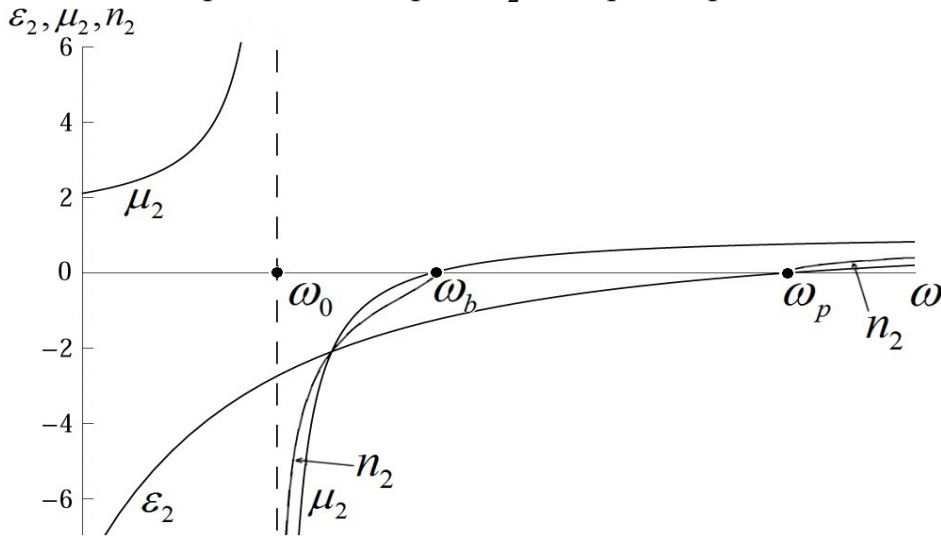


Рис. 1. Частотная зависимость материальных параметров.

Рассмотрим распространение поверхностной волны вдоль плоской границы раздела «правой» и «левой» сред. Направим ось z перпендикулярно границе раздела, ось x – вдоль направления распространения волны, а внешнее магнитное поле H_0 – вдоль оси y . С учетом гармонических зависимостей полей от времени запишем уравнения, связывающие компоненты поля для собственной ТЕ волны:

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} + q_j^2 E_y = 0, \quad ik_0 \mu_j H_x = \frac{d E_y}{dz}, \quad k_0 \mu_j H_z = \beta E_y, \quad (2)$$

где $j=1,2$, $k_0 = \omega/c$, где ω и c – частота и скорость света в вакууме, β – константа распространения, а поперечные компоненты волнового вектора в каждой из сред определяются выражением $q_j^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_j \mu_j$.

С учетом непрерывности электрического поля на границе раздела сред решение уравнений (2) может быть представлено следующим образом:

$$E_y = E_0 e^{-i\beta x} \cdot \begin{cases} e^{-q_1 z}, & z > 0, \\ e^{q_2 z}, & z < 0. \end{cases} \quad (3)$$

С учетом непрерывности при $z=0$ компоненты магнитного поля H_x приходим к дисперсионному соотношению

$$\frac{q_1}{\mu_1} + \frac{q_2}{\mu_2(\omega)} = 0. \quad (4)$$

Важными характеристиками поверхностной волны являются глубины проникновения поля в соответствующую среду, которые определяются выражениями $\lambda_j = q_j^{-1}$. Их частотные зависимости приведены на рис. 2.

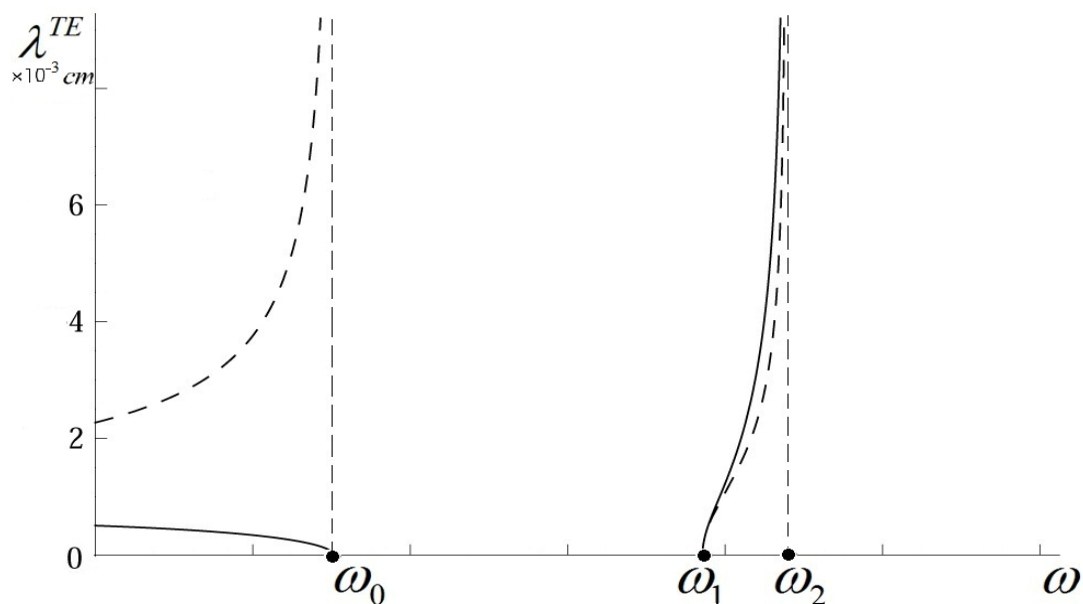


Рис. 2. Частотная зависимость глубин проникновения поля в соответствующую среду.

С учетом явного вида параметров q_j запишем выражение для константы распространения ТЕ волны:

$$\beta^{TE} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \mu_2(\omega) - \varepsilon_2(\omega) \mu_1}{\mu_2^2(\omega) - \mu_1^2} \mu_1 \mu_2(\omega)}. \quad (5)$$

Продольная компонента плотности потока энергии (вектора Пойнтинга) для каждого из слоев дается следующими выражениями:

$$S_j^{TE} = \frac{c E_0^2 \beta^{TE}}{4\pi k_0 \mu_j} \exp\left((-1)^j 2q_j z\right), \quad (6)$$

где $j=1$ относится к области $z > 0$, а $j=2$ – к области $z < 0$. Так как для «левой» среды $\mu_2 < 0$, то отрицательные значения S_2 указывают на встречное (по отношению к S_1) направление потока энергии в этой среде.

Для ТМ волны в приведенных выражениях необходимо произвести следующие замены: $E_\alpha \rightarrow H_\alpha$, $H_\alpha \rightarrow E_\alpha$, $\varepsilon_j \rightarrow \mu_j$, $\mu_j \rightarrow \varepsilon_j$. Полученные соотношения описывают все особенности распространения поверхностных волн на границе раздела рассматриваемых сред. На область существования «левой» среды накладываются ограничения $q_j^2 > 0$, которые сужают вышеуказанную область. В докладе будут приведены графические

представления дисперсионных зависимостей для обоих типов собственных волн и дан полный анализ полученных соотношений. Будет также показано влияние подмагничивающего поля на характеристики ПВ.

ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ БИАНИЗОТРОПНУЮ МЕТАПЛЁНКУ

Г.В. Белокопытов¹, А.В. Журавлев¹, Ю.Е. Терехов¹

¹Физический Факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Кафедра Физики Колебаний
gvb@phys.msu.ru

Прямая задача определения электромагнитных свойств метаплёнок состоит в нахождении коэффициентов прохождения и отражения света по известной матрице поляризуемости отдельных частиц и параметрам двумерной решётки, которую они образуют. Данная работа посвящена исследованию прямой задачи для общего случая, когда частицы метаплёнки обладают бианизотропией.

Если на метаплёнку, находящуюся в однородной изотропной среде, имеющей материальные параметры ϵ_0 и μ_0 , падает плоская однородная электромагнитная волна, то в результате её рассеяния образуются прошедшая и отражённая волны, причём комплексные коэффициенты прохождения и отражения зависят от электродинамических параметров частиц, составляющих метаплёнку.

Свойства частиц метаплёнки описывает матрица коэффициентов поляризуемости, которые входят в уравнения, выражающие линейную зависимость электрического и магнитного дипольных моментов от напряжённостей полей, действующих на частицу:

$$\begin{pmatrix} \vec{p} / \epsilon_0 \\ Z\vec{m} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{\alpha}^e & \vec{\alpha}^{em} \\ \vec{\alpha}^{me} & \vec{\alpha}^m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{E} \\ Z\vec{H} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $Z = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ – волновой импеданс вакуума. Матрица $\|\alpha\|$ размером 6×6 и является матрицей поляризуемости частицы.

Размеры частиц в метаплёнке и расстояния между ними d много меньше длины волны. Благодаря этому отражённую и прошедшую волны можно также считать плоскими и однородными везде за исключением тонкого слоя (высотой в 2-4 d в непосредственной близости от метаплёнки). Волновые векторы падающей, прошедшей и отражённой волн (\vec{k}^i, \vec{k}^t и \vec{k}^r) лежат в плоскости падения xz .

Для рассматриваемых плоских волн имеются два основных состояния поляризации, которые будем обозначать индексом s или p , в зависимости от ориентации вектора электрического поля перпендикулярно плоскости падения или в плоскости падения. В общем случае падающая, прошедшая и отражённая волны могут иметь как s -, так и p - составляющие. При этом задача определения коэффициентов прохождения и отражения сводится к нахождению зависимости комплексных амплитудных

коэффициентов прошедшей и отражённой волн от амплитуд ${}^s E^0$ и ${}^p E^0$, характеризующих падающую волну.

Для получения требуемых зависимостей используем граничные условия, предложенные в работах [1, 2], которые определяют связь между скачком напряжённости поля при переходе через метаплёнку и поверхностными плотностями поляризации и намагничённости и их производными:

$$\begin{aligned} \left[\vec{e}_z \times \vec{H} \Big|_{z=0^-}^{0+} \right] &= j\omega \vec{\mathcal{P}}_t - [\vec{e}_z \times \nabla_t \mathcal{M}_z], \\ \left[\vec{E} \Big|_{z=0^-}^{0+} \times \vec{e}_z \right] &= j\omega \mu_0 \vec{\mathcal{M}}_t - [\nabla_t (\mathcal{P}_z / \epsilon_0) \times \vec{e}_z]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\vec{E} \Big|_{z=0^-}^{0+}$ и $\vec{H} \Big|_{z=0^-}^{0+}$ – величины скачков напряжённости регулярного макроскопического поля при переходе через метаплёнку, а $\vec{\mathcal{P}}$ и $\vec{\mathcal{M}}$ – соответственно векторы поверхностной плотности электрического и магнитного дипольного моментов, (дипольный момент на единицу поверхности).

Если известны величины электрического и магнитного полей $\vec{E}^{act}(\vec{r}_i)$ и $\vec{H}^{act}(\vec{r}_i)$, действующие на частицы метаплёнки, то поверхностные плотности поляризации и намагничённости $\vec{\mathcal{P}}$ и $\vec{\mathcal{M}}$ можно найти, просуммировав соотношения (1) для поверхности единичной площади:

$$\begin{aligned} \vec{\mathcal{P}} &= \langle \epsilon_0 N \alpha^e \rangle \vec{E}^{act}(\vec{r}_i) + \langle \epsilon_0 Z N \alpha^{em} \rangle \vec{H}^{act}(\vec{r}_i), \\ \vec{\mathcal{M}} &= \langle N Z^{-1} \alpha^{me} \rangle \vec{E}^{act}(\vec{r}_i) + \langle N \alpha^m \rangle \vec{H}^{act}(\vec{r}_i), \end{aligned} \quad (3)$$

где угловые скобки означают усреднение, \vec{r}_i – координаты точек, где располагаются частицы, а N – число частиц на единицу площади метаплёнки. Эти соотношения являются обобщением формул статьи [2]. В упомянутой работе предложены также выражения для напряжённостей действующих полей в континуальном приближении:

$$\vec{E}^{act}(\vec{r}_i) = (\vec{E}^{av} - \vec{E}^{disk}) \Big|_{z=0}, \quad \vec{H}^{act}(\vec{r}_i) = (\vec{H}^{av} - \vec{H}^{disk}) \Big|_{z=0}, \quad (4)$$

где $\vec{E}^{av}, \vec{H}^{av}$ – среднее арифметическое значение макроскопического поля над и под поверхностью пленки, $\vec{E}^{disk}, \vec{H}^{disk}$ – деполяризующие поля, равные по величине средним полям малого диска, находящегося в месте расположения частицы и поляризованного с поверхностной плотностью $\vec{\mathcal{P}}$ и $\vec{\mathcal{M}}$. В общем случае можно записать:

$$\vec{E}^{disk} \Big|_{z=0} = \vec{\Delta} \vec{\mathcal{P}}, \quad \vec{H}^{disk} \Big|_{z=0} = \vec{\Gamma} \vec{\mathcal{M}}, \quad (5)$$

где $\vec{\Delta}$ и $\vec{\Gamma}$ – тензоры деполяризации и размагничивания. В соответствии с исследованием [2], в том случае, когда метаплёнка представляет собой

квадратную решётку, с элементарными ячейками, ориентированными вдоль осей координат x и y , можем полагать:

$$\bar{\Delta} = \begin{pmatrix} -1/4R\varepsilon_0 & 0 & 0 \\ 0 & -1/4R\varepsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/2R\varepsilon_0 \end{pmatrix}, \quad \bar{\Gamma} = \begin{pmatrix} -1/4R & 0 & 0 \\ 0 & -1/4R & 0 \\ 0 & 0 & 1/2R \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где $R = 0.6956 d$, d – постоянная решетки. При этом поверхностная плотность числа частиц $N = 1/d^2$.

Подставив (4), (5) и (6) в уравнения (3), можем переписать их в виде:

$$\begin{pmatrix} \vec{\beta}^e & \vec{\beta}^{em} \\ \vec{\beta}^{me} & \vec{\beta}^m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{\mathcal{D}} / \varepsilon_0 \\ \vec{Z} \vec{\mathcal{M}} \end{pmatrix} = N \begin{pmatrix} \vec{\alpha}^e & \vec{\alpha}^{em} \\ \vec{\alpha}^{me} & \vec{\alpha}^m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{E}^{av} \\ \vec{Z} \vec{H}^{av} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где в левой части стоит матрица деполяризации $\|\beta\|$ (6×6), коэффициенты которой определены следующим образом:

$$\begin{aligned} \beta_{ij}^e &= \delta_{ij} + N\varepsilon_0 \alpha_{ik}^e \Delta_{kj}, & \beta_{ij}^{em} &= N\alpha_{ik}^{em} \Gamma_{kj}, \\ \beta_{ij}^{me} &= N\varepsilon_0 \alpha_{ik}^{me} \Delta_{kj}, & \beta_{ij}^m &= \delta_{ij} + N\alpha_{ik}^m \Gamma_{kj}. \end{aligned} \quad (8)$$

Если ввести матрицу эффективной поверхностной дипольной поляризуемости: $\|\bar{\alpha}\| = \|\vec{\beta}\|^{-1} \cdot N \cdot \|\vec{\alpha}\|$, то решение уравнений (7) для плотности поляризации и намагниченности можем записать в виде:

$$\begin{pmatrix} \vec{\mathcal{D}} / \varepsilon_0 \\ \vec{Z} \vec{\mathcal{M}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{\alpha}^e & \bar{\alpha}^{em} \\ \bar{\alpha}^{me} & \bar{\alpha}^m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{E}^{av} \\ \vec{Z} \vec{H}^{av} \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Исходя из граничных условий (2) и используя (9), была получена линейная система уравнений четвёртого порядка для комплексных коэффициентов прохождения ${}^s T, {}^p T$ и отражения ${}^s R, {}^p R$ для волн двух ортогональных поляризаций. В матричном виде система имеет вид:

$$\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} & M_{14} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} & M_{24} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} & M_{34} \\ M_{41} & M_{42} & M_{43} & M_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} {}^s R \\ {}^s T \\ {}^p R \\ {}^p T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} {}^s F_1 \\ {}^s F_2 \\ {}^s F_3 \\ {}^s F_4 \end{pmatrix} \cdot {}^s E^0 + \begin{pmatrix} {}^p F_1 \\ {}^p F_2 \\ {}^p F_3 \\ {}^p F_4 \end{pmatrix} \cdot {}^p E^0. \quad (10)$$

При этом коэффициенты матрицы рассеяния метаплёнки $\|M\|$ и «силовых» вектор-столбцов ${}^s \hat{F}$ и ${}^p \hat{F}$ являются известными функциями коэффициентов поляризуемости (то есть, элементов матрицы $\|\alpha\|$) и коэффициентов деполяризации (см. матрицы (6)). Таким образом, решение линейной системы (10) можно записать в виде:

$$\hat{S} = \|M\|^{-1} \cdot ({}^s \hat{F} {}^s E^0 + {}^p \hat{F} {}^p E^0), \quad (11)$$

где $\hat{S} = ({}^s R, {}^s T, {}^p R, {}^p T)^{tr}$ – вектор рассеянных волн (четырёхмерный вектор-столбец). В частном случае, когда магнитоэлектрическая связь отсутствует

($\vec{\alpha}^{em} = \vec{\alpha}^{me} = 0$), полученные выражения могут быть представлены в аналитической форме и совпадают с результатами [3].

Разумеется, общие развернутые выражения (11) слишком громоздки, тем не менее, численные расчёты с их помощью на несколько порядков более экономичны, чем при использовании конечно-элементного или конечно-разностного моделирования для нахождения характеристик метаплёнок [4]. При этом наибольший выигрыш имеет место тогда, когда необходимо получить параметры отражения и прохождения в зависимости от параметра решетки d . В качестве примера на рис. 1 представлены результаты расчёта характеристик метаплёнок, состоящих из наночастиц П-образной формы из золота, имеющих размеры 200 нм.

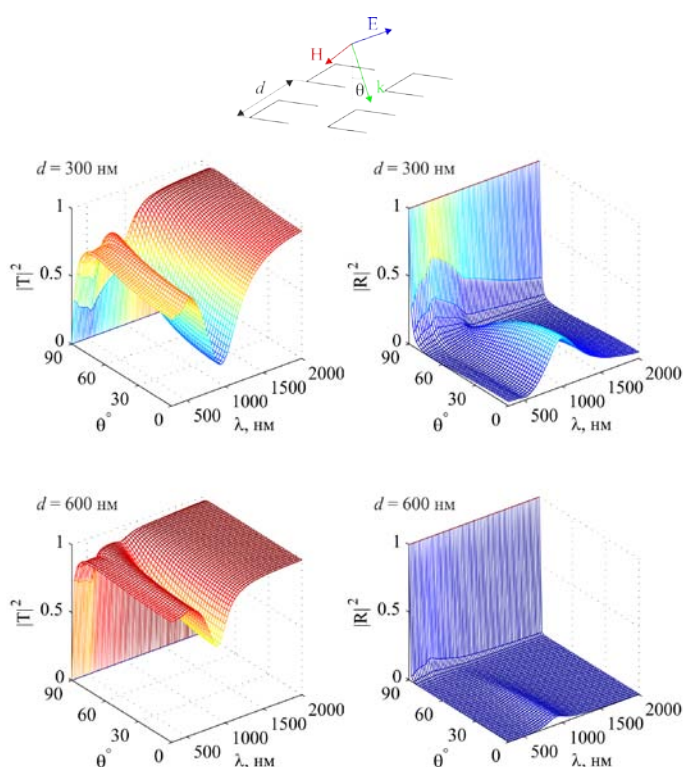


Рис. 1. Зависимость энергетических коэффициентов прохождения $|T|^2$ и отражения $|R|^2$ метаплёнки от длины волны и угла падения

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Idemen. // J. Phys. Soc. Japan. 1990. V. 59. No.1. P. 71-80.
2. E. Kuester, M. Mohamed, M. Picket-May, C. Holloway. // IEEE Trans. 2003. V. AP-51. No.10. P. 2641-2651.
3. C. Holloway, M. Mohamed, E. Kuester, A. Dienstfrey. // IEEE Trans. 2005. V. EC-47. No.4. P. 853-865.

4. C. Rockstuhl T. Zentgraf, H. Guo, N. Liu, C. Etrich, I. Loa, K. Syassen, J. Kuhl, F. Lederer, H. Giessen, // Appl. Phys. 2006. B 84. P. 219-227.

ИЗОГНУТЫЕ ГРАФЕНОВЫЕ НАНОЛЕНТЫ И ТУННЕЛЬНЫЙ ТОК

М.Б. Белоненко², Н.Н. Янюшкина¹, Н.Г. Лебедев¹

¹Волгоградский государственный университет

²Волгоградский институт бизнеса

mbelonenko@yandex.ru

Начиная с открытия графена и его уникальных характеристик [1], которые позволяют рассматривать его как базу для электроники будущего, интерес исследователей в последнее время все больше и больше смещается в сторону изучения свойств графена, который модифицирован тем или иным образом (примеси, дефекты, графеновые наноленты и др.) [2]. Последнее обстоятельство связано с тем, что чистый графен не имеет энергетической щели в зонной структуре и, следовательно, создание на его основе различных структур (например, аналогов транзисторов) затруднено. Особенный интерес возникает при этом к графеновым нанолентам, которые вследствие ограниченности в пространстве в одной измерении имеют квантованный в данном направлении энергетический спектр электронов, что может также приводить к образованию энергетической щели. Кроме того, известно, что плоская структура графеновых листов неустойчива и графен имеет волнообразную искривленную поверхность. Все эти обстоятельства стимулировали в последнее время и изучение различных искривленных модификаций графена [3]. Последнее связано также и с тем, что широко используемое для описания свойств электронов в графене длинноволновое приближение приводит к аналогу уравнения Дирака, что, в свою очередь, позволяет легко произвести обобщение на случай если лист графена искривлен. Отметим, что и в этом случае вырождение в дираковских точках снимается и становится возможным создание различных структур с разной шириной запрещенной зоны. Рассмотрение уравнения Дирака для искривленного графена приводит также к тому, что происходит изменение плотности состояний электронов и, следовательно, возможно изменение всего набора электрофизических характеристик графенового образца. По-видимому, наиболее простым способом экспериментальной проверки изменения плотности состояний является изучение туннельного тока [4], например, для контакта с металлом или квантовыми точками.

Свойства электронов в графеновой наноленте в длинноволновом приближении в окрестности дираковской точки (например, для определенности К) будем описывать на основании обобщения уравнения Дирака для искривленного пространства времени:

$$\gamma^\mu (\partial_\mu - \Omega_\mu) \Psi = 0 \quad (1)$$

здесь и далее по повторяющимся индексам, если не оговорено обратное, подразумевается суммирование. ∂_μ - частная производная по координате μ , Ω_μ - компонента спиновой связности, Ψ - волновая функция, состоящая из волновых функций, описывающих электроны различных подрешеток графена в окрестности дираковской точки К.

В случае если задан метрический тензор:

$$ds^2 = g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta \quad (2)$$

$$g_{\alpha\beta} g^{\beta\gamma} = \delta_\alpha^\gamma$$

(δ_α^γ - дельта символ Кронекера) можно определить поля реперы (тетрады):

$$g_{\alpha\beta} = e_\alpha^a e_\beta^b \eta_{ab}$$

$$g^{\alpha\beta} = e_a^\alpha e_b^\beta \eta^{ab} \quad (3)$$

$$\eta_{ab} \eta^{bc} = \delta_a^c$$

где для двумерной изогнутой поверхности $\eta_{ab} = \text{diag}(1, -1, -1)$. Тогда:

$$\Omega_\mu = \frac{1}{4} \gamma_a \gamma_b e_\lambda^a g^{\lambda\sigma} (\partial_\mu e_\sigma^b - \Gamma_{\mu\sigma}^\lambda e_\lambda^b)$$

$$\Gamma_{\mu\sigma}^\lambda = \frac{1}{2} g^{\lambda\nu} (g_{\sigma\nu,\mu} + g_{\nu\mu,\sigma} - g_{\mu\sigma,\nu}) \quad (4)$$

$$\gamma^\mu = e_a^\mu \gamma_a$$

На основании уравнения Дирака в криволинейном пространстве-времени, примененном для описания длинноволновых электронов в изогнутой графеновой наноленте, вычислен электронный спектр и плотность состояний. На основании рассчитанной плотности состояний была рассчитана вольтамперная характеристика туннельных контактов нанолента-металл и нанолента-квантовые точки. Обнаружена зависимость от геометрических характеристик наноленты.

Работа проведена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (проект № НК-16(3)).

ЛИТЕРАТУРА

1. K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, I.V. Grigorieva, A.A. Firsov // Science. 2004. V. 306. P. 666.
2. Y. Zhang, J.W. Tan, H.L. Stormer, P. Kim // Nature. 2006. V. 442. P. 282.
3. L. Brey, H.A. Fertig // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. P. 235411.
4. M.B. Belonenko, N.G. Lebedev, N.N. Yanyushkina // J. Of Nanophot. 2010. T. 4. P. 041670.

ВЫПОЛНЕНИЕ ПРИНЦИПА ПРИЧИННОСТИ В АКУСТИЧЕСКИХ ДВАЖДЫ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ СРЕДАХ

В.А. Буров, К.В. Дмитриев, С.Н. Сергеев
Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова
burov@phys.msu.ru

Широко обсуждаемые в настоящее время в оптике и в акустике метаматериалы могут обладать весьма необычными свойствами. Одним из направлений исследований является рассмотрение дважды отрицательных сред (далее они будут для краткости называться отрицательными, а "обычные" среды – положительными). Эти среды обладают одновременно отрицательными эффективными динамическими параметрами: магнитной μ и диэлектрической ϵ проницаемостью (в оптике) или плотностью ρ и сжимаемостью η (в акустике). Экспериментально реализованные, они оказались достаточно сильно диспергирующими и обладающими существенным поглощением. В связи с этим представляет интерес вопрос о принципиальных ограничениях на величину дисперсии и поглощения в подобных средах.

Для моделирования волновых процессов в системах, содержащих, наряду с положительными, включения из отрицательных сред, целесообразно вести рассмотрение на основе исходной для акустики системы уравнений гидродинамики [1], которая в линеаризованном виде для монохроматического случая при временной зависимости полей $\sim \exp(-i\omega t)$ имеет вид

$$\nabla \vec{v} - i\omega \eta p = \varphi; \quad \nabla p - i\omega \rho \vec{v} = \vec{f}. \quad (1)$$

Вводя вектор-столбцы поля в системе $\vec{u} \equiv \begin{pmatrix} \vec{v} \\ p \end{pmatrix}$, падающего поля $\vec{u}_0 \equiv \begin{pmatrix} \vec{v}_0 \\ p_0 \end{pmatrix}$

и оператор $\hat{A}_1 \equiv \begin{pmatrix} i\omega(\rho(\vec{r}) - \rho_0) & \vec{0} \\ \vec{0} & i\omega(\eta(\vec{r}) - \eta_0) \end{pmatrix}$, характеризующий

неоднородность, можно представить (1) в виде уравнения типа Липпмана-Швингера, имеющего в интегральной форме вид

$$\vec{u}(\vec{r}) = \vec{u}_0(\vec{r}) + \int \hat{G}(\vec{r} - \vec{r}') [\hat{A}_1(\vec{r}') \vec{u}(\vec{r}')] d\vec{r}', \quad (2)$$

где $\hat{G}(\vec{r} - \vec{r}') \equiv \begin{pmatrix} i\omega \eta_0 & \nabla_{\vec{r}'} \\ \nabla_{\vec{r}} & i\omega \rho_0 \end{pmatrix} G(\vec{r} - \vec{r}')$ и $G(\vec{r} - \vec{r}')$ – функция Грина

уравнения Гельмгольца соответствующей размерности. Решение уравнения (2) может быть получено численно образом при произвольной конфигурации положительных и отрицательных сред в системе.

Прежде всего исследовалась гипотетическая отрицательная среда без дисперсии. Моделировалось прохождение через слой такой среды по нормали к нему сигнала, являющегося суммой 11 гармонических составляющих. Их длины волн менялись от $0.5\lambda_0$ до $1.5\lambda_0$ с шагом $0.1\lambda_0$. Амплитуды задавались по гауссовому закону: $A(\lambda) = 1 \cdot \exp(-(\lambda - \lambda_0)^2 / \lambda_0^2)$, где амплитуда центральной волны была принята за единицу. Результат расчета поля колебательной скорости в системе в определенный момент времени представлен на рис. 1.

В точках *A* и *B* формы сигналов совпадают. При приближении импульса к одной из границ слоя на расстояние, равное его толщине, на второй границе слоя появляется возмущение, которое распадается на два импульса: один продолжает движение в фоновой среде за слоем, второй двигается внутри слоя навстречу первоначальному импульсу. На передней границе слоя происходит их взаимное подавление. Следует отметить, что в силу отсутствия дисперсии в рассматриваемой отрицательной среде, движение максимума огибающей в ней (и определяемая таким образом групповая скорость) происходит в ту же сторону, куда направлена фазовая скорость, т.е. и фазовая, и определяемая выше указанным образом групповая скорость отрицательны.

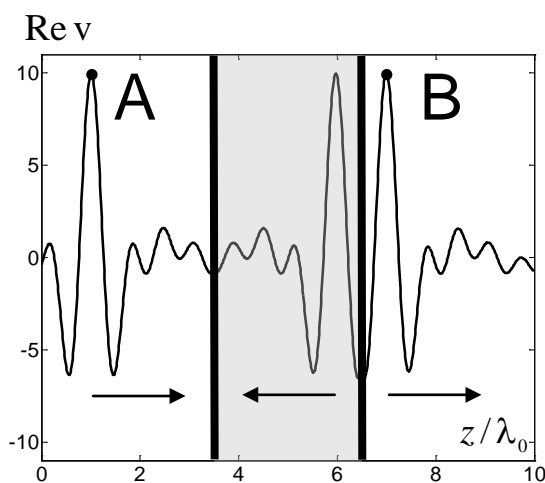


Рис. 1. Действительная часть рассчитанного поля колебательной скорости $v(z, t)$ в фиксированный момент времени при падении на пластину из отрицательного вещества импульсов, являющихся суперпозицией 11 плоских монохроматических волн. Границы пластины обозначены черными вертикальными линиями. Стрелками показаны направления распространения импульсов в пластине и в фоновой среде.

Появление импульса в точке *B* одновременно с приходом импульса в точку *A* не свидетельствует о нарушении принципа причинности, поскольку рассматривается совокупность нескольких монохроматических процессов, бесконечных по времени. Однако результат моделирования не зависит от числа этих процессов и, следовательно, скважности импульсов.

Это позволяет предположить, что и для уединенного сигнала с широким непрерывным спектром ситуация не изменится.

Для проверки этого утверждения необходимо получить уравнение типа (2) на основе исходной системы уравнений гидродинамики, не ограничивающейся монохроматическим случаем. Для одномерного случая такое уравнение имеет следующий вид:

$$\begin{pmatrix} v(z, t) \\ p(z, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_0(z, t) \\ p_0(z, t) \end{pmatrix} - \frac{1}{2} \iint dz' dt' \delta\left(\frac{|z-z'|}{c} - (t-t')\right) \times \\ \times \begin{pmatrix} \sqrt{\eta_0/\rho_0} & \text{sgn}(z-z') \\ \text{sgn}(z-z') & \sqrt{\rho_0/\eta_0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho(z') - \rho_0 & 0 \\ 0 & \eta(z') - \eta_0 \end{pmatrix} \frac{\partial}{\partial t'} \begin{pmatrix} v(z', t') \\ p(z', t') \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Оно позволяет анализировать распространение любых сигналов через одномерную систему с произвольным распределением плотности и сжимаемости.

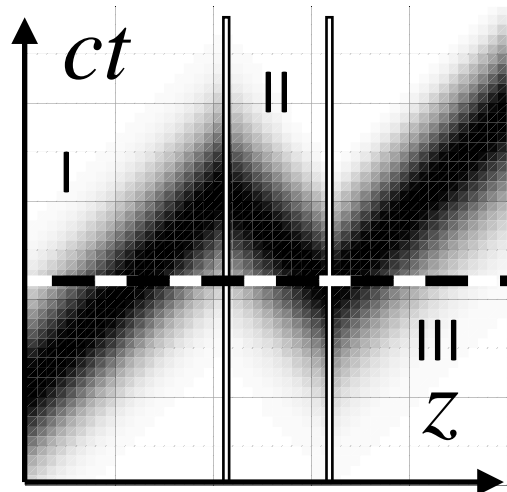


Рис. 2. Действительная часть промоделированного поля акустического давления, соответствующего падению по нормали к пластине из отрицательного вещества (координаты границ пластины обозначены двойными вертикальными линиями) волнового пакета, имеющего гауссову форму.

На рис. 2 изображен результат моделирования поля акустического давления $p(z, t)$ при падении волнового пакета гауссовой формы на слой отрицательной среды. По горизонтальной оси отложена координата, а по вертикальной – величина, пропорциональная времени. На участках I и III пакет распространяется в положительном направлении, а на участке II, соответствующем отрицательной среде – в отрицательном направлении. При этом, как и в случае присутствия нескольких частот в спектре сигнала, изображенном на рис. 1, при подходе пакета к слою отрицательной среды на расстояние, меньшее его толщины, начинает формироваться возмущение на противоположной границе слоя. Этот момент времени

отмечен пунктирной линией. Появление пакета "заранее" на выходе из системы противоречит принципу причинности и свидетельствует о том, что отрицательные среды без дисперсии существовать не могут.

Особенностью рассмотренного случая является сонаправленность групповой и фазовой скорости. Пусть теперь рассматривается отрицательная среда, в которой фазовая скорость c и групповая скорость c_g направлены противоположно и равны по абсолютной величине:

$$c = \omega/k; \quad c_g = \partial\omega/\partial k; \quad c = -c_g, \quad (4)$$

где ω – частота, $k(\omega) = k_1(\omega) + ik_2(\omega) = \omega/c(\omega) + i\alpha(\omega)$ – волновое число, $\alpha(\omega)$ – поглощение в среде. Представляет интерес возможность оценки поглощения в такой среде. Связь дисперсии в среде с поглощением в ней дается соотношениями Крамерса-Кронига. В том случае, когда эти характеристики в среде являются достаточно плавными (отсутствуют резонансы), может быть установлена следующая локальная связь [2]:

$$k_2(\omega) = -\frac{\pi}{2}\omega \frac{\partial k_1(\omega)}{\partial \omega} \quad \text{или} \quad \alpha(\omega) = \frac{\pi\omega^2}{2c^2} \frac{\partial c}{\partial \omega}, \quad (5)$$

которая позволяет выразить поглощение через значения фазовой и групповой скоростей:

$$\alpha(\omega) = \frac{\pi\omega}{2} \left(\frac{1}{c} - \frac{1}{c_g} \right) = \frac{\pi^2}{\lambda_0} \left(1 - \frac{c}{c_g} \right). \quad (6)$$

Из (6) следует, что при $c = -c_g$ на длине волны должно происходить затухание в $\exp(2\pi^2)$ раз, и волна не распространяется. Это позволяет сделать вывод, что волновой процесс в среде с противоположной направленностью фазовой и групповой скоростей может проходить без существенного поглощения только тогда, когда дисперсия в среде достаточно сильна, имеет резонансный характер в интересующей области частот. В этом случае формулы (5, 6) не являются применимыми.

При анализе среды, содержащей резонаторы, в (3) вместо скалярных величин $\rho(z) - \rho_0$ и $\eta(z) - \eta_0$ следует положить операторы в виде свертки по временной переменной функций отклика резонаторов. Моделирование этого случая показывает отсутствие пакета-предвестника, т.е. принцип причинности не нарушается. При этом в установившемся режиме наблюдается отрицательное преломление, не сопровождающееся существенным поглощением в широкой полосе частот.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Буров, К.В. Дмитриев, С.Н. Сергеев // Акустич. журн., 2009. Т. 55. № 3. С. 292.
2. M. O'Donnel, E.T. Jaynes, J.G. Miller // JASA. 1981. V. 69. No 3. P. 696.

ДВУМЕРНЫЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ КРИСТАЛЛ НА ОСНОВЕ МЕДНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР

И.В. Бычков, И.С. Зотов, Д.А. Павлов, А.А. Федий
Челябинский Государственный Университет
zotovis@mail.ru

Целью работы являлось исследование электродинамических характеристик двумерного электромагнитного кристалла, изготовленного на основе диэлектрической матрицы ($\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$) и регулярно расположенных медных цилиндров (рис.1).

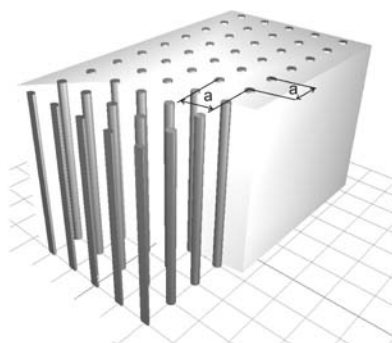


Рис. 1. Внешний вид двумерного электромагнитного кристалла.

Электромагнитный кристалл – это нелинейные искусственно созданные среды из регулярно расположенных структур с резко изменяющейся диэлектрической проницаемостью и периодом сравнимым с длиной падающей электромагнитной волны. Главным свойством, отличающим электромагнитный кристалл от дифракционной решетки, является наличие у него абсолютной запрещенной зоны. Существование такой зоны означает, что электромагнитное излучение определенной длины не может распространяться в данной структуре, ни в одном из направлений.

Данные уникальные свойства электромагнитных кристаллов вызывают значительный научный интерес, и открывают широкие возможности создания устройств на их основе, таких как полосовые фильтры, резонаторы, переключатели, разветвители, широкополосные экраны и поглотители.

В данной работе исследовался коэффициент пропускания электромагнитного излучения композитным материалом, изготовленным из диэлектрической матрицы $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, в которой сформирована регулярная проводящая структура из медных цилиндров. Необходимо отметить, что здесь рассматривается двумерная периодическая структура, строго говоря, не являющаяся электромагнитным кристаллом. Однако, при

распространении электромагнитных волн вдоль определённых направлений, такую структуру можно считать электромагнитным кристаллом. Период решётки кристалла варьировался от 2 до 12 мм с шагом 1 мм, при этом диаметр цилиндров составлял 0.7 мм. Измерения коэффициента пропускания электромагнитного излучения проводились в диапазоне 8 -12 ГГц, с использованием автоматизированного измерителя P2-61 и углового спектрометра [1].

Результаты измерений показали, что для данного диапазона частот чётко выраженные запрещённые зоны и окно прозрачности наблюдается на образце с постоянной решётки 10 мм (рис.2).

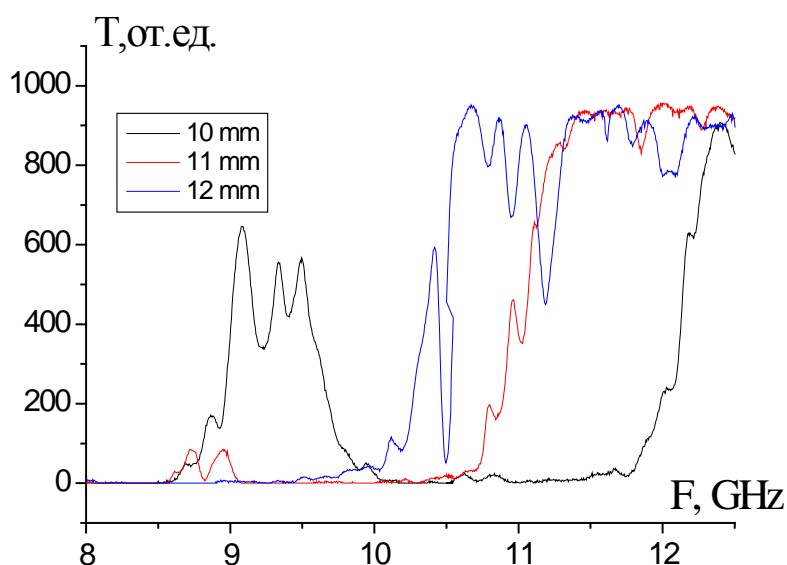


Рис. 2. Частотная характеристика коэффициента пропускания электромагнитного кристалла с периодом решётки 10, 11, 12 мм.

На графике хорошо видно окно прозрачности (8.8 – 9.6 ГГц) и запрещённые зоны (8 – 8,8 и 9,6 – 12 ГГц). При уменьшении постоянной решётки наблюдается смещение окна прозрачности и запрещённых зон в область более высоких частот.

Результаты проведённых исследований показывают наличие зонной структуры у композитного материала, изготовленного на основе диэлектрической матрицы в которой сформирован электромагнитный кристалл из медных цилиндров с постоянной решётки 10 мм. Данный материал может быть полезен при изготовлении полосовых фильтров, а также высокоэффективных радиопоглощающих покрытий.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.F.Starr, P.M.Rye, J.J.Mock, D.R.Smith. // Review of scientific instruments, V. 75, No 4, p.820-825.

СПЕКТРЫ ОДНОМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА С ДЕФЕКТАМИ ВНЕДРЕНИЯ

С.В. Елисеева, В.А. Остаточников, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет

ostatochnikov_vladimir@mail.ru

При введении одного или нескольких дефектных слоев в слоисто-периодическую структуру (СПС) возможна локализация излучения в так называемых дефектных модах, частоты которых лежат в узких частотных интервалах, принадлежащих зонам непропускания бездефектной структуры [1,2]. С помощью формирования в СПС различных типов дефектов возможно эффективное управление ее оптическими свойствами. В связи с этим важную роль приобретает анализ влияния типа дефекта, его параметров и положения в структуре на положение, интенсивность и ширину спектральной линии дефектной моды. В настоящей работе данный анализ проводится для СПС с дефектом внедрения, т.е. с дополнительным слоем, который нарушает периодичность структуры.

Рассмотрим распространение электромагнитной волны в СПС, в периоде которой содержится два слоя непоглощающего диэлектрика. Для простоты будем считать оба диэлектрика оптически изотропными с диэлектрическими проницаемостями (ДП) ϵ_1 и ϵ_2 . Магнитные проницаемости μ_1 и μ_1 каждого из слоев в оптическом диапазоне будем считать скалярными и равными единице. Среда, в которой находится СПС является вакуумом. Волна распространяется перпендикулярно границам раздела слоев, т.е. вдоль оси периодичности структуры (ось OZ). Решение уравнений Максвелла приводит к двум ортогонально поляризованным собственным волнам с компонентами поля $(H_x, E_y, 0)$ и $(E_x, H_y, 0)$ соответственно. Зависимость от времени компонент волнового поля считаем пропорциональной множителю $\exp(i\omega t)$.

Амплитудный коэффициент прохождения, найденный с учетом стандартных условий непрерывности и периодичности полей имеет вид:

$$t_n = \frac{2N_p}{\left[(M^n)_{11} + N_s (M^n)_{12} \right] N_p + \left[(M^n)_{21} + N_s (M^n)_{22} \right]} \quad (1)$$

где $N_p = \sqrt{\epsilon_p}$ и $N_s = \sqrt{\epsilon_s}$ - показатели преломления сред, граничащих с СПС со стороны входа и выхода из нее излучения. Величины $(M^n)_{\alpha\beta}$ являются матричными элементами матрицы, которая является целой степенью передаточной матрицы одного периода $M^n = (M)^n$.

Передаточная матрица одного периода M связывает волновые поля в начале и конце периода, а ее компоненты имеют вид

$$\begin{aligned} M_{11} &= C_1 C_2 - \frac{\varepsilon_1 v_2}{\varepsilon_2 v_1} S_1 S_2, & M_{12} &= \frac{k_0 \varepsilon_1}{i v_2} C_1 S_2 + \frac{k_0 \varepsilon_2}{i v_1} C_2 S_1, \\ M_{21} &= -\frac{i v_2}{k_0 \varepsilon_2} C_1 S_2 - \frac{i v_1}{k_0 \varepsilon_1} C_2 S_1, & M_{22} &= C_1 C_2 - \frac{\varepsilon_1 v_2}{\varepsilon_2 v_1} S_1 S_2, \end{aligned} \quad (2)$$

где введены обозначения $C_j = \cos(v_j L_j)$, $S_j = \sin(v_j L_j)$, период структуры $L = L_1 + L_2$, а $v_j = k_0 \sqrt{\varepsilon_j}$, $j = 1, 2$. Энергетический коэффициент прохождения $T_n = |t_n|^2$. В дальнейшем будем считать $N_p = N_s = 1$.

Передаточная матрица СПС, содержащей конечное число периодов и дефектный слой, располагаемый между a и b периодами, получается последовательным перемножением трех матриц: передаточной матрицы a периодов $(M)^a$, передаточной матрицы дефектного слоя D и передаточной матрицы b периодов $(M)^b$. Вид передаточной матрицы дефекта и всей СПС существенно зависит от типа дефекта. На представленных рисунках приведены частотные спектры пропускания СПС, имеющих один или несколько дефектов внедрения. Спектры получены на основе соотношения

$$T_n = 4 |S_{11} + S_{12} + S_{21} + S_{22}|^{-2}, \quad (3)$$

где $S_{\alpha\beta}$ - элементы передаточной матрицы СПС с дефектом. На рис. 1 представлены спектры пропускания $T(\omega)$ для бездефектной СПС с параметрами: $\varepsilon_1 = 11.9$ и $\varepsilon_2 = 5.835$, $L = 2.6 \cdot 10^{-6}$ м, $\theta = L_1 / L_2 = 1, 0.7$ (а, б), общее число периодов $n=20$. При $\theta = \sqrt{\varepsilon_2 / \varepsilon_1} = 0.7$ СПС имеет одинаковую оптическую толщину соседних слоев. Для такой структуры в спектре проявляются только нечетные области непропускания. Центральная частота первой зоны $\omega_0 \cong 1.33 \cdot 10^{14}$ с⁻¹, а ее ширина $\Delta\omega \cong 6.3 \cdot 10^{13}$ с⁻¹.

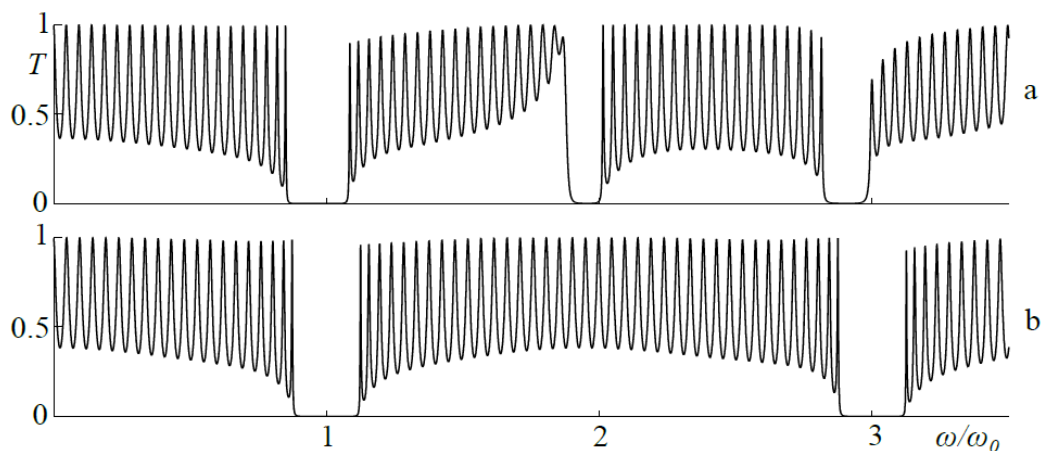


Рис. 1

На рис. 2 представлена модификация спектра при перемещении дефекта по структуре $(M)^a D(M)^b$, т.е. при изменении параметра a ; параметры дефектного слоя $\varepsilon_D = 4.5$ и $L_d = L_j \sqrt{\varepsilon_j / \varepsilon_d} = 1.67 \mu\text{км}$.

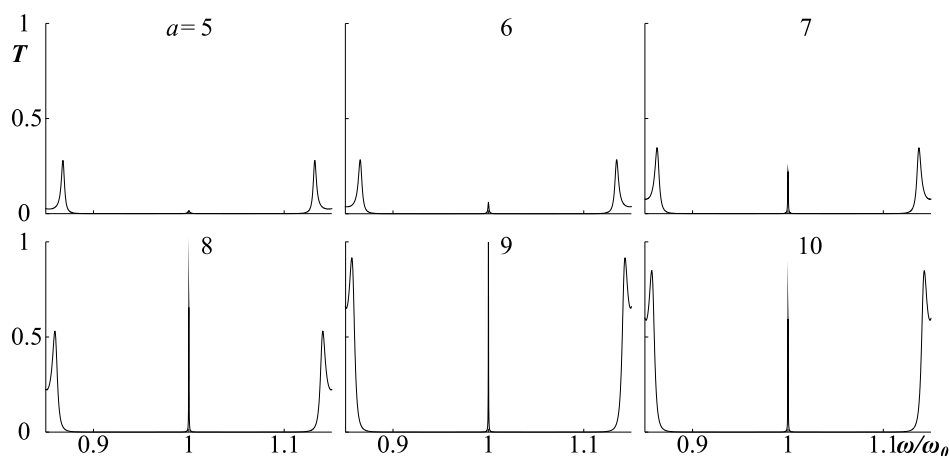


Рис. 2

На рис. 3 представлена модификация спектра при изменении толщины дефектного слоя для СПС $(M)^{10} D(M)^{10}$ с $\sqrt{\varepsilon_1} L_1 = \sqrt{\varepsilon_2} L_2 = \sqrt{\varepsilon_d} L_0$ и $\varepsilon_D = 4.5$.

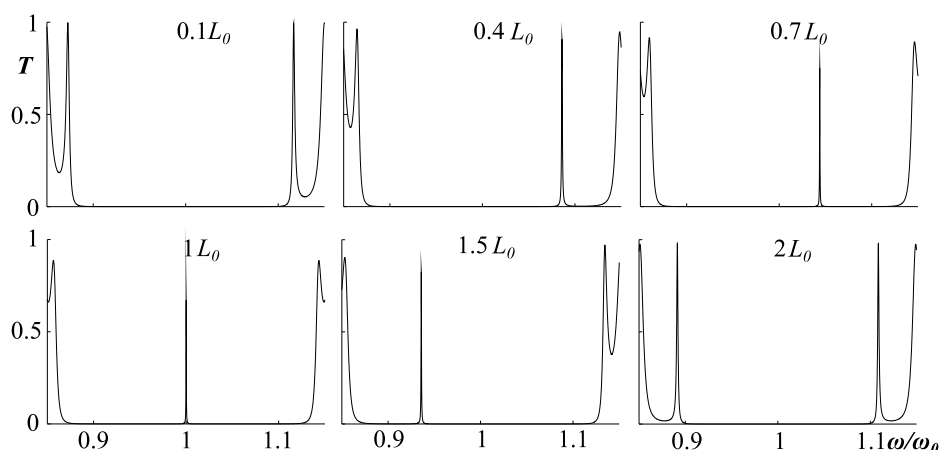


Рис. 3

В докладе будут представлены результаты более широкого анализа спектров дефектных СПС. Они показывают, что можно эффективно управлять как формой спектральной линии дефектной моды, так и ее положением в зоне непропускания за счет изменения расположения дефектного слоя в СПС, его толщины и проницаемости.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России".

ЛИТЕРАТУРА

1. Булгаков А.А., Шрамкова О.В. ФТП, 34, 712 (2000).
2. Ветров С.Я., Шабанов А.В. ЖЭТФ, 120, 1126 (2001).

НАНОКОМПОЗИТНЫЙ ПОЛЯРИЗУЮЩИЙ СПЛИТТЕР

С.Г. Моисеев^{1,2,3}, С.В. Виноградов³

¹Ульяновский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

²Ульяновский государственный университет

³Ульяновский государственный технический университет
explicit.axiom@gmail.com

Существуют относительно простые с точки зрения технологии изготовления металлodieлектрические композитные материалы – матричные композитные среды, представляющие собой объемный диэлектрик, в котором взвешены («вморожены») металлические наночастицы. В работах [1-3] показано, что оптические характеристики подобных искусственных материалов в области плазмонного резонанса металлических включений принимают значения, не встречающиеся у природных веществ. Если включениями являются частицы несферической формы и их пространственная ориентация некоторым образом упорядочена, в подобных структурах также обнаруживается ярко выраженная анизотропия поглощательной способности [4].

Настоящая работа посвящена исследованию возможности создания тонкопленочного оптического поляризатора (поляризирующего сплиттера) на основе гетерогенного композитного материала с металлическими наночастицами серебра. Предполагается, что включения имеют вытянутую форму, их ориентация строго упорядочена. В основе работы лежит представление о том, что «настройка» композитного слоя на выполнение функций поляризатора может быть осуществлена за счет использования зависимости частоты и амплитуды плазмонного резонанса от аспектного отношения и концентрации наночастиц.

Решение задачи проведено в рамках приближения эффективной среды в предположении, что наночастицы имеют форму сфероидов. Форма включений выбрана не случайно: на сегодняшний момент разработаны модели эффективной среды только для таких сравнительно простых включений, как сфероиды. С помощью соотношения Максвелла-Гарнета [5] и формул Эйри показано, что отражательная и пропускательная способности композитного слоя, размещенного на поверхности прозрачного диэлектрика, существенно зависят от поляризации световой волны при объемной доле включений порядка 10% и толщине композитного слоя 100–150 нм. Оси наночастиц ориентированы в одном направлении, лежащем в плоскости композитного слоя. Толщина композитной пленки, приблизительно равная четверти длины световой волны, с одной стороны, обеспечивает интерференционное погашение отражения для «поперечной» поляризации падающей волны (световой

вектор направлен перпендикулярно оси наночастиц), когда композит обладает высокой пропускательной способностью, с другой стороны, обеспечивает достаточно высокое поглощение света с «продольной» поляризацией (световой вектор ориентирован вдоль оси наночастиц). Из представленных на рис. 1 зависимостей видно, что в широком спектральном диапазоне ($\Delta\lambda > 100$ нм) четвертьволновый композитный слой перераспределяет большую долю энергии падающей световой волны между преломленным и отраженным лучами, преимущественно поляризованными во взаимно перпендикулярных плоскостях. Степень поляризации отраженного и преломленного световых лучей увеличивается при наклонном падении света.

Таким образом, подобные нанокompозитные покрытия могут найти применение в качестве высокоэффективных поляризаторов или поляризирующих сплиттеров. Нанокompозитный сплиттер\поляризатор может функционировать при нормальном падении света, обладает невысоким поглощением (по сравнению с поляроидными фильтрами) и имеет толщину меньше длины световой волны.

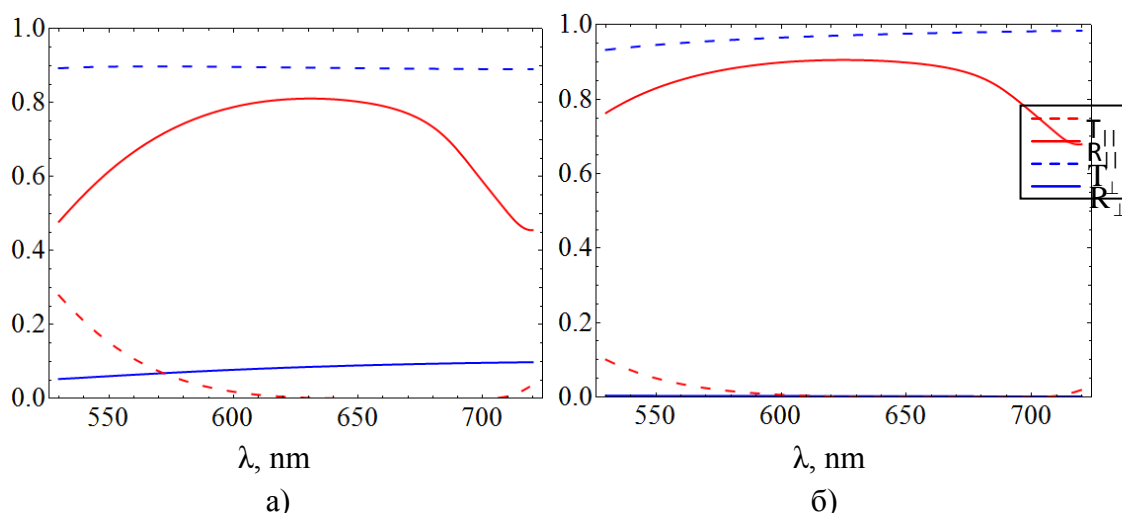


Рис. 1. Отражательная R и пропускательная T способности композитного слоя с включениями в форме вытянутых сфероидов для «продольной» (символ ||) и «поперечной» (символ \perp) поляризации и различных углов падения световой волны: а) $\alpha=0^\circ$ (нормальное падение), б) $\alpha=60^\circ$.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ораевский, И. Проценко // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72. С. 641.
2. С.Г. Моисеев // Известия ВУЗов. Физика. 2009. Т. 52. № 11. С. 7.
3. S.G. Moiseev, S.V. Vinogradov // Physics of Wave Phenomena. 2011. V. 19. No. 1. P. 47.

4. H. Hofmeister, W.-G. Drost, A. Berger // Nanostructured Materials. 1999. V.12. P. 207.
5. J.E. Spanier, I.P. Herman // Physics Review B. 2000. V. 61. P. 10437.

ДИФРАКЦИЯ ЛАУЭ В ОДНОМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ: МАЯТНИКОВОЕ РЕШЕНИЕ

С.Е. Свяховский¹, А.И. Майдыковский, А.А. Скорынин, Т.В. Мурзина
¹МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет
sse@shg.ru

Фотонные кристаллы – периодические структуры с периодом порядка длины волны видимого света – вот уже более 20 лет являются объектом интенсивного исследования и находят применение в различных приложениях. Простейший одномерный ФК состоит из двух типов чередующихся диэлектрических слоев с различными показателями преломления. Одна из возможных геометрических схем изучения такого ФК – геометрия Лауэ (рис. 1). Теоретически было показано [1], что в случае геометрии Лауэ квазимонохроматический импульс света, распространяющийся в ФК, при определенных условиях претерпевает два типа деления: пространственное и временное.

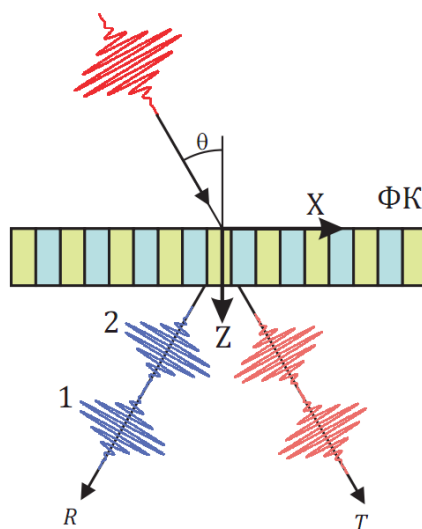


Рис. 1. Схема дифракции лазерного импульса в ФК в геометрии Лауэ.

Пространственное деление объясняется дифракцией света на решетке ФК, а временное деление вызвано формированием двух пространственных мод, поле каждой из которых локализовано в слоях одного из двух типов. В результате данного перераспределения поля между слоями соответственно формируются два импульса, распространяющиеся с различными эффективными групповыми скоростями и, соответственно, разделенные во времени.

На начальном этапе эволюции импульса в ФК две пространственные моды взаимодействуют между собой, что приводит к периодической перекачке энергии исходного импульса между ними с пространственным полупериодом, называемым глубиной экстинкции. Перекачка является биениями, возникающими при взаимодействии двух мод с близкими пространственными частотами.

Если глубина кристалла (в направлении z на рис. 1) составляет четное или нечетное число длин экстинкции, то возможна полная перекачка энергии падающего импульса соответственно в прошедший либо дифрагировавший луч, т.е. будет реализовано т.н. маятниковое решение. Данный эффект известен в радиочастотном диапазоне [2], но никогда ранее не наблюдался в оптическом.

Экспериментальное наблюдение дифракции Лауэ производилось с использованием установки, основанной на параметрическом генераторе света, перестраиваемом в диапазоне 490-1300 нм. Излучение падает на образец под брэгговским углом 22° и фокусируется в перетяжку диаметром 15 мкм (рис. 2). Излучение на выходе из образца детектируется InGaAs-фотодиодами, установленными в направлении прошедшего и дифрагировавшего лучей.

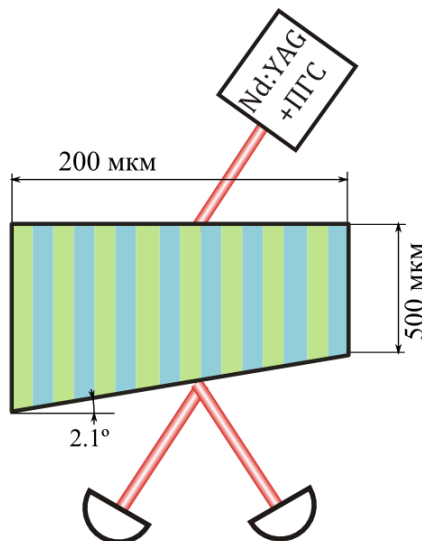


Рис. 2. Схема экспериментальной установки, геометрическая форма и размеры образца. Образец можно перемещать поперек луча (горизонтальное направление на рисунке).

Фотонный кристалл был изготовлен методом электрохимического травления p -кремния (процесс описан, например, в [3]). Использовался кремний с ориентацией поверхности (001), удельным сопротивлением $0.002 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, ФК состоял из 250 чередующихся слоев физической

толщиной 800 нм каждый. Показатели преломления слоев 1.9 и 2.3. Размеры и форма образца указаны на рис. 2. Образец имеет форму усеченного клина, что позволяет изменять его глубину в пределах 7 мкм.

Проведено численное моделирование описываемых эффектов при помощи метода FDTD [4]. Изучено влияние возможных дефектов, способных возникнуть при изготовлении образца, на качество дифракционной картины. Аналитически вычисленная глубина экстинкции для данного кристалла составляет 2.5 мкм.

Экспериментально наблюдаемая зависимость интенсивности излучения в случае длины волны 1200 нм на выходе из образца представлена на рис. 3. Видна периодическая зависимость интенсивности прошедшего и дифрагировавшего лучей от глубины ФК с периодом 4.9 ± 0.2 мкм, что совпадает с удвоенной длиной экстинкции и позволяет утверждать об экспериментальном наблюдении маятникового решения в оптическом диапазоне.

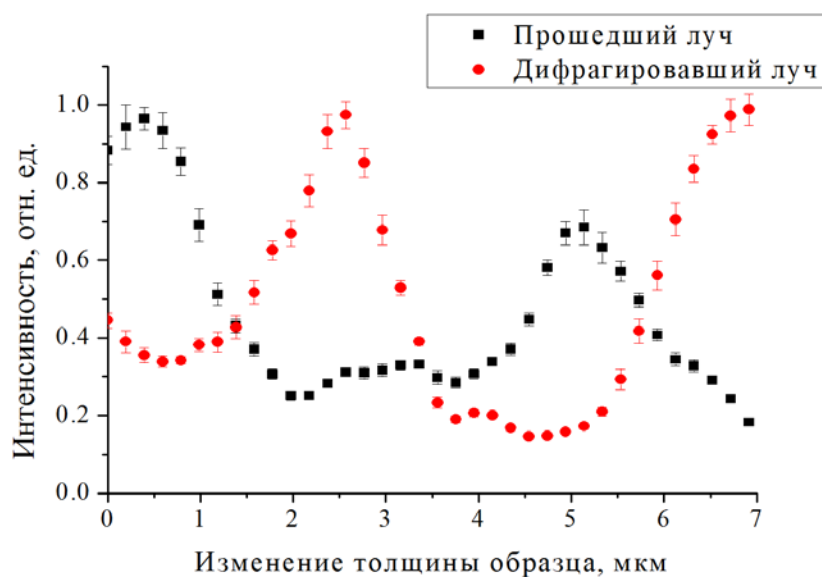


Рис. 3. Зависимость интенсивности прошедшего и дифрагировавшего лучей на выходе из ФК от толщины образца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.И. Манцызов. «Когерентная и нелинейная оптика фотонных кристаллов». М, Физматлит, 2009.
2. S Savo et al.//Opt. Express. 2008. V. 16. No 12. P. 9097.
3. V. Lehmann. «Electrochemistry of Silicon: Instrumentation, Science, Materials and Applications». Wiley-VCH Verlag GmbH, 2002.
4. A. Taflove, S. Hagness. «Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method», London, Artech House, 2005

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТКРЫТОГО МИКРОРЕЗОНАТОРА СО СЛОЕМ МЕТАМАТЕРИАЛА

А.Н. Семенов¹, А.П. Смирнов¹, Д.О. Игнатьева², А.П. Сухоруков²

¹ Факультет ВМК МГУ им. Ломоносова

² Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
Semenov.aleksey.msu@gmail.com

Целью работы явилось моделирование открытых резонаторов на основе слоистого метаматериала [1] с использованием разностной FDTD схемы [2] с применением дисперсной модели материалов и поглощающих граничных условий UPML [3].

В последние годы активно развивается электродинамика метаматериалов с отрицательным коэффициентом преломления. Впервые свойства таких материалов были представлены В.Г. Веселаго [4]. Необычные электродинамические свойства некоторых композитных материалов, отмеченные позже группой физиков из университета Сан-Диего [5], формально могут быть объяснены отрицательным коэффициентом преломления данных материалов, которые представляют собой совокупность небольших металлических элементов, расположенных в пространстве в строгом геометрическом порядке и образующих упорядоченную структуру.

Для моделирования электродинамики метаматериалов в работе используется численное решение системы уравнений Максвелла FDTD-методом, который позволяет получать динамическое решение, что является важным моментом при моделировании поведения частотно зависимых дисперсных материалов [6]. Для моделирования открытых систем, каковой является открытый резонатор, используются поглощающие граничные условия UPML. Для описания левых материалов применяется дисперсионная модель Друде [6].

В работе приведены результаты моделирования открытого резонатора рис 1. Резонатор представляет собой две вертикальные зеркальные поверхности, за левой из которых расположен гауссов источник, с полушириной равной одной трети длины волны. Левая часть резонатора представляет вакуум с параметрами $\epsilon = \mu = 1$ а правая часть резонатора заполнена метаматериалом с отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями $\epsilon = \mu = -1$. Сверху и снизу расчетная область ограничена поглощающим слоем UPML, моделирующим граничные условия на бесконечности.

Был разработан комплекс программ численного решения системы уравнений Максвелла с дисперсными материалами и поглощающими граничными условиями UPML. С помощью созданного кода был проведен

ряд численных экспериментов в двумерном случае для ТЕ(H_z , E_x , E_y) и ТМ(E_z , H_x , H_y) мод и получены распределения электромагнитных полей, демонстрирующих поведение, описанное в статье [1], но уже для случаев с малой шириной источника.

На рис 2. приведено распределение амплитуды трех ненулевых компонент поля для ТЕ случая. Цветовой палитрой характеризуется величина амплитуды, где красным цветом изображены положительные значения, синим отрицательные и зеленым нулевые. В отсутствие метаматериала волна бы рассеивалась отражаясь от стенок резонатора и уходила на бесконечность. Как видно из рисунка, метаматериал не дает волне рассеиваться и уходить на бесконечность, фокусирует её на стенку правого зеркала. Таким образом, волна остается локализованной в доль горизонтальной оси симметрии. Были получены профили амплитуды интенсивности резонатора в горизонтальном сечении при $x=0$, на которых наблюдается рост амплитуды поля в резонаторе по времени рис 3. Представленный отрезок от 0 до 80τ (где τ – период колебаний) и до наступления времени установления характеризуется явным ростом амплитуды электромагнитных полей.

Было найдено время установления для резонатора рис 3. Получены профили, демонстрирующие рассеянную волну, уходящую на бесконечность, которая была вызвана прохождением через границы раздела левых сред и, как следствие, возникновением поверхностных волн, а так же рассеянием, вызванным малой шириной источника. На рис 4. показаны профили H_z компоненты поля при $y = 0; 0.5\lambda; 1.5\lambda; 2.5\lambda; 3\lambda$; после времени установления. Из них видно порядок затухания амплитуды поля по мере ухода на бесконечность.

Был рассчитан коэффициент добротности резонатора для различной ширины источника по формуле

$$Q = 2\pi f_0 W / P,$$

где f_0 - резонансная частота, W - запасенная энергия, $P = dW / dt$ - мощность рассеяния, (рис 5).

Проведено сравнение полученных результатов с квазиоптической теорией [1].

В заключении стоит отметить, что представленная в данной работе модель резонатора с размерами, соизмеримыми с длиной волны, показала интересные свойства и характеристики, дающие почву для дальнейших численных исследований открытых резонаторов на основе метаматериалов.

Работа выполнена при частичной поддержке проектами РФФИ № 10-02-90010 и 11-02-00681 и фонда «Династия».

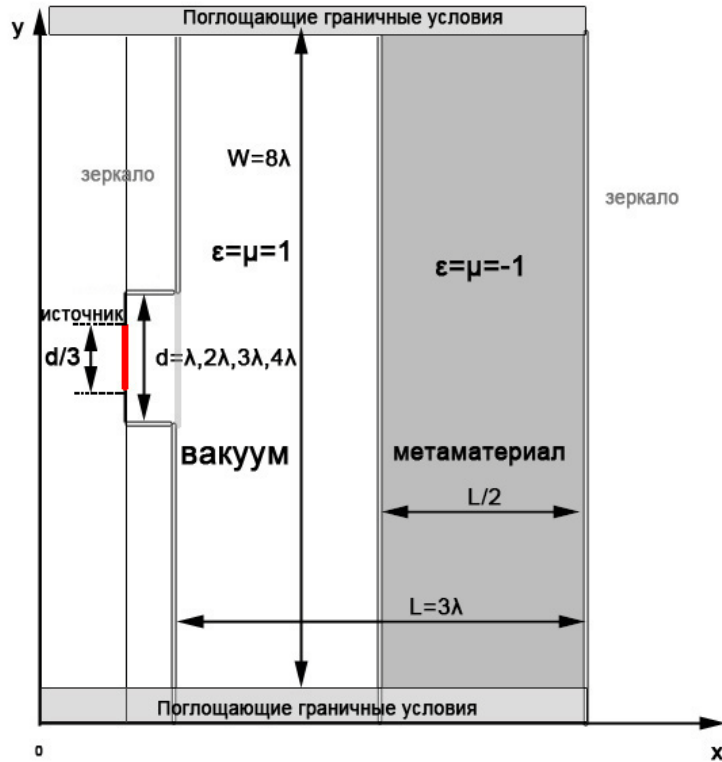


Рис. 1. Схема открытого резонатора на основе слоя метаматериала с параметрами $\epsilon=\mu=-1$, занимающего левую полуплоскость.

Распределение компонент электромагнитного поля для ТЕ случая

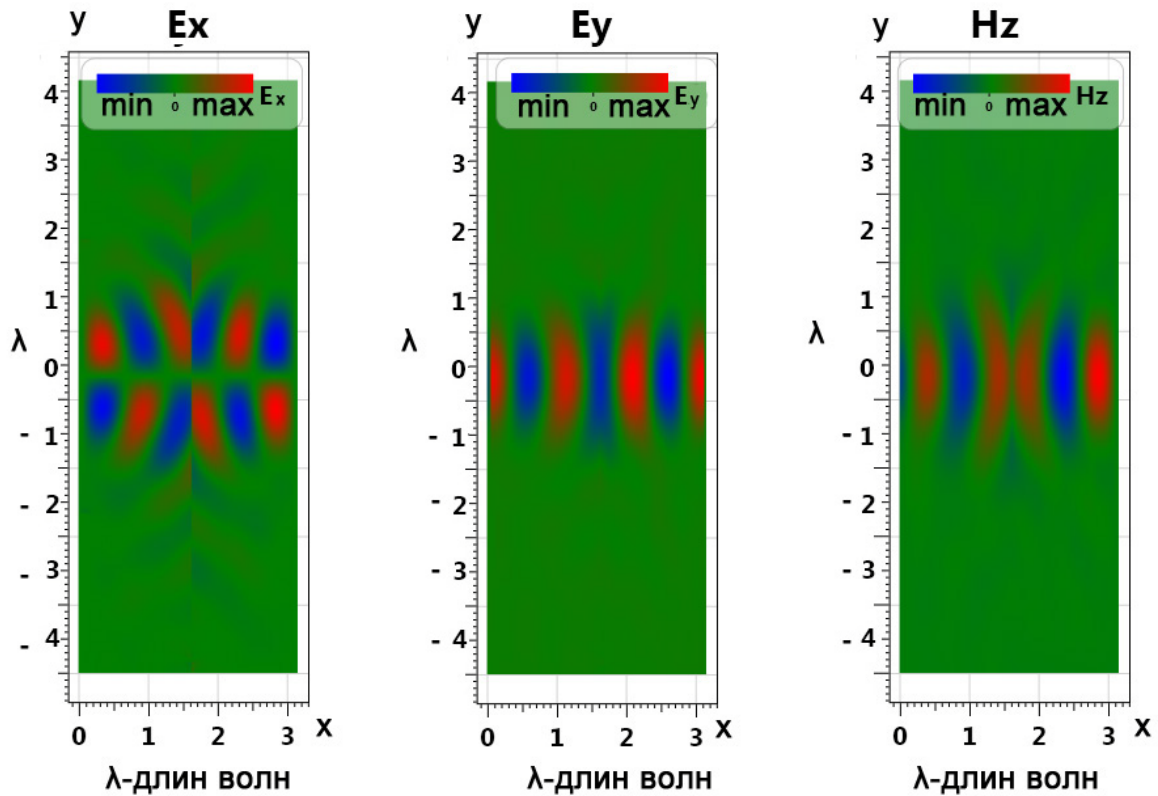


Рис. 2. Распределение электромагнитного поля для TE случая в момент времени 96 периодов с включения источника при ширине отверстия $d = 2\lambda$.

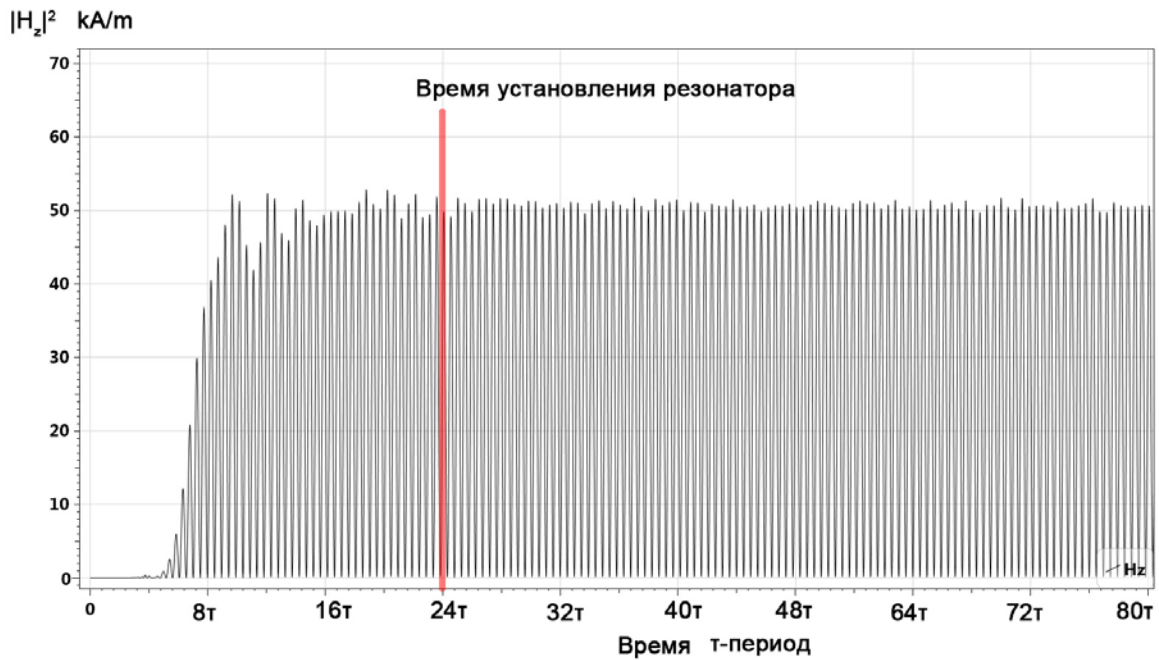


Рис. 3. Квадрат амплитуды магнитного в резонаторе в точке $(2\lambda, 0)$ от времени.

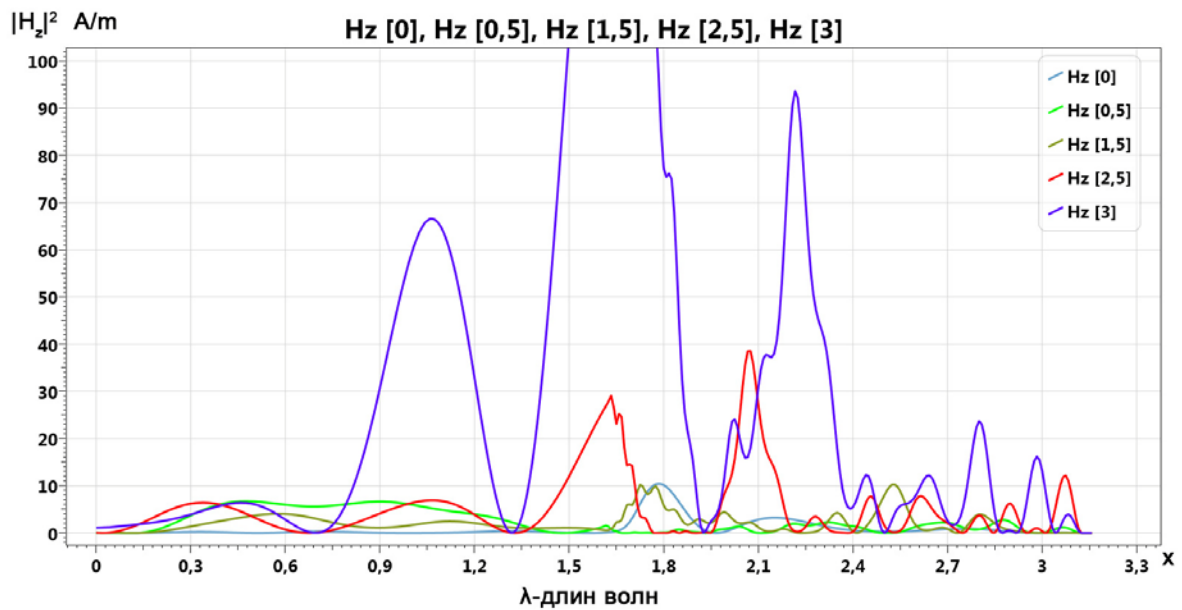


Рис. 4. Интенсивность магнитного поля в горизонтальном сечении в точках у равных $0, 0.5\lambda, 1.5\lambda, 2.5\lambda, 3\lambda$

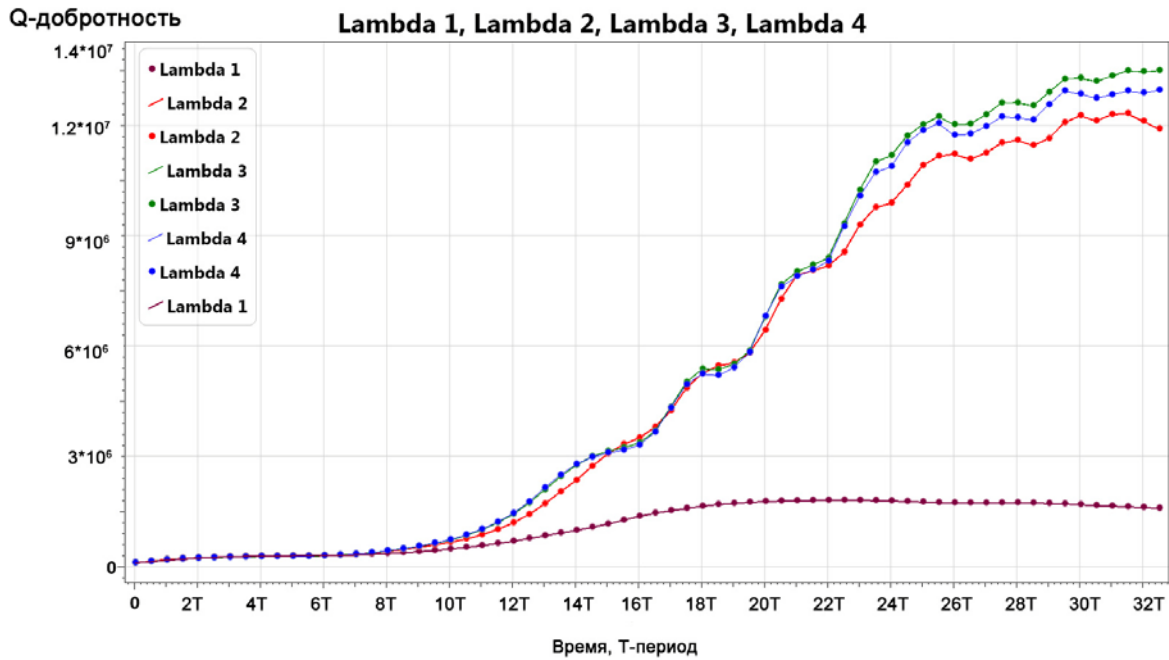


Рис. 5. Добротность резонатора в зависимости от времени для ширины отверстия: $d = \lambda$ (Lambda1), $d = 2\lambda$ (Lambda2), $d = 3\lambda$ (Lambda3), $d = 4\lambda$ (Lambda4).

ЛИТЕРАТУРА

1. А.П. Сухоруков, Д.О. Сапарина. // Изв. вузов «ПНД», т. 17, № 3, 2009
2. A.Taflove and S.C.Hagness // Norwood, MA:Artech, 2000.
3. S.D. Gedney. // Antennas and Propagation, IEEE Transactions on 44: 1630-1639. doi:10.1109/8.546249. 1996
5. D. Schurig, J.B. Pendry, D.R. Smith. //Opt. Express 14, 9794 2006.
6. Yang Hao, Raj Mittra // Artech House Publishers. 2009

КОНЦЕПЦИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ СРЕДЫ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУР

В.Ю. Тимошенко

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы 1, Москва, Россия
timoshen@physics.msu.ru*

Излагаются подходы к описанию оптических свойств неоднородных твердотельных систем с учетом поглощения света [1,2]. Рассмотрены матричные и статистические гетеросистемы. Вводятся понятия эффективной среды и эффективной диэлектрической проницаемости гетеросистемы. Рассмотрение ведется в электростатическом приближении, когда масштабы неоднородностей диэлектрической функции полагаются много меньше длины волны света. Получены выражения для формулы Максвелла, соотношения Максвелла-Гарнетта, основного уравнения теории эффективной среды – формулы Бруггемана. Рассматриваются показатель преломления статистической гетеросистемы, двулучепреломление формы и анизотропия поглощения (дихроизм). Анализируется частотная зависимость Друде-поглощения в нанокompозитах [2]. Обсуждается распространение света в периодических средах и фотонных кристаллах на основе пористых полупроводников. Вводится понятие о фотонной запрещенной зоне и излагаются методы расчета оптических свойств фотонных кристаллов. Рассматриваются одномерные, двумерные и трехмерные фотонные кристаллы, а также квазипериодические фотонно-кристаллические среды и волноводы. Анализируется закон дисперсии света в фотонно-кристаллических структурах. Обсуждается использование фотонных кристаллов как брэгговских зеркал. Затронуты вопросы локализации света в фотонных кристаллах на основе кремниевых наноструктур. Приведены примеры усиления комбинационного рассеяния света и фотолюминесценции в одномерных фотонных кристаллах на основе наноструктур пористого кремния и щелевых кремниевых структур. Рассмотрено получение и возможные применения двулучепреломляющих слоев пористого кремния.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Виноградов. *Электродинамика композитных материалов*. М., Урсс, 2001.

2. П.К. Кашкаров, В.Ю.Тимошенко. *Оптика твердого тела и систем пониженной размерности*. М., Физ. Факультет МГУ, 2009.