

МЕТАМАТЕРИАЛЫ, ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ И НАНОСТРУКТУРЫ

Гибридные моды в ограниченном металлическом слое фотонном кристалле с нанокompозитным дефектом <i>А.Ю. Авдеева, С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев, М.В. Пятнов</i>	3
Направляемые моды в периодических массивах волноводов при ненулевых константах распространения <i>А.А. Анастасиев, М.И. Гозман, И.Я. Полищук, И.Ю. Полищук</i>	5
Вероятность ионизации примесей статическим и переменным электрическими полями в щелевой модификации графена <i>П. В. Бадикова, С. Ю. Глазов</i>	9
Гибридные состояния таммовских и поверхностных плазмон-поляритонов в резонансной фотоннокристаллической структуре <i>Р.Г. Бикбаев, С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев</i>	12
Два типа локализованных мод в фотонном кристалле, ограниченном нанокompозитом с близкой к нулю эффективной диэлектрической проницаемостью <i>Р.Г. Бикбаев, С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев</i>	14
Широкополосный таммовский плазмон-поляритон <i>Р.Г. Бикбаев, А.М. Вьюнышев, С.Е. Свяховский, С.А. Евлашин, С.А. Мысливец, П.С. Панкин, И.В. Тимофеев, С.Я. Ветров, В.Г. Архипкин</i>	17
Сильная связь поверхностного решёточного резонанса и дефектной моды фотонного кристалла <i>В.С. Герасимов, Р.Г. Бикбаев, А.Е. Ершов, И.Л. Рассказов, И.В. Тимофеев, С.В. Карпов</i>	20
Управление проводимостью графена поперечным статическим и переменным электрическим полем <i>С.Ю. Глазов</i>	22
Моделирование метаповерхностей из сферических диэлектрических частиц <i>Ж.О. Домбровская</i>	26
Дисперсионные свойства оптической волноводной моды тонкой лево-ориентированной пленки на право-ориентированной нелинейной подложке вблизи частоты ноля групповой скорости <i>Д.А. Конкин, Н.Р. Литвинова, Р.В. Литвинов</i>	28
Отражательные свойства статистически неоднородных метапленок <i>А.В. Журавлев, Ж.О. Домбровская, Г.В. Белокопытов</i>	31

Разработка и изготовление молекулярного одноэлектронного транзистора с изолированными боковыми затворами <i>Е.К. Морозова, В.Р. Гайдамаченко, С.А. Дагесян, Е.С. Солдатов, Е.К. Белоглазкина</i>	34
Описание добротности таммовского плазмон-поляритона в рамках временной теории связанных мод <i>П.С. Панкин, С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев</i>	36
Спектральные особенности одномерного фотонного кристалла, содержащего нанокompозит с частицами сложной формы <i>П.С. Панкин, С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев</i>	38
Исследование характеристик семейства молекул с выделенными одноатомными зарядовыми центрами для построения молекулярного транзистора <i>А.А. Паршинцев, В.В. Шорохов, Е.С. Солдатов</i>	40
Возникновение сингулярностей поляризации световой волны в ближнем поле планарного нелинейного метаматериала <i>Н.Н. Потравкин, И.А. Пережогин, Н.Ю. Кузнецов, К.С. Григорьев, В.А. Макаров</i>	41
Оптический сенсор показателя преломления на основе диэлектрической градиентной метаповерхности <i>С.А. Родионов, М.А. Ремнев, В.В. Климов</i>	44
Дипольный отклик диэлектрического шара в среднем ИК-диапазоне <i>А.В. Рыбина, Ж.О. Домбровская, А.Н. Боголюбов</i>	49
Характеристики фрактальных многослойных структур с метаматериалами <i>Ю.В. Рыжикова, Ю.В. Мухартова, С.Б. Рыжиков</i>	52
Хиральное оптическое таммовское состояние на границе холестерического жидкого кристалла и многослойного сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала <i>Н.В. Рудакова, И.В. Тимофеев, С.Я. Ветров</i>	55

Гибридные моды в ограниченном металлическом слое фотонном кристалле с нанокompозитным дефектом

А.Ю. Авдеева¹, С.Я. Ветров^{1,2}, И.В. Тимофеев^{2,1}, М.В. Пятнов¹

¹Сибирский федеральный университет

²Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

avdeeva.anastasia@gmail.com

В последнее время интенсивно исследуются гибридные моды, возникающие при взаимодействии резонансов различной природы, в скалярных фотонных кристаллах. Особый интерес представляет гибридизация таммовских плазмон-поляритонов (ТПП) с другими типами мод, - с экситонной модой [1], с поверхностным плазмон-поляритоном [2], с микрорезонаторной модой [3]. Гибридный характер мод открывает путь к реализации микролазеров нового типа [4]. Гибридизация позволяет, наряду с усилением поля в микрорезонаторе, уменьшить поглощение во внедренных в структуру металлических слоях [5].

В данной работе, мы исследуем гибридные моды ФК с дефектным слоем металл-диэлектрического нанокompозита, ограниченного с одной стороны серебряной пленкой (Рис.1). В качестве материалов чередующихся слоев ФК рассматриваем двуокись циркония (ZrO_2), с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_a = 4,16$ и двуокись кремния (SiO_2), с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_b = 2,10$. Толщины слоев, соответственно, 50 и 100 нм.

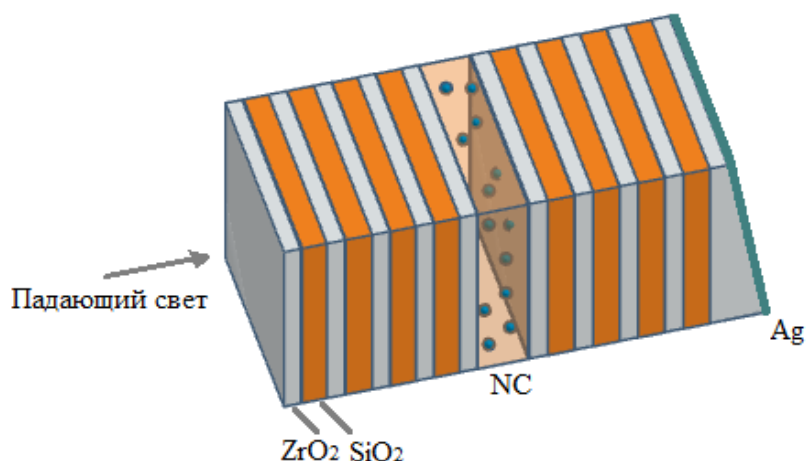


Рис. 1. Схематическое представление ФК с дефектным слоем нанокompозита, ограниченного серебряной пленкой толщиной 30 нм. Прилегающий к пленке слой ФК имеет форму клина, достаточно острого, чтобы использовать приближение плоскопараллельных слоев.

Нанокompозит, толщиной 140 нм, состоит из серебряных наночастиц, взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Для серебра $\epsilon_0 = 5,00$, $\omega_p = 9\text{эВ}$, $\gamma = 0,02\text{эВ}$, для стекла $\epsilon_d = 2,56$, фактор заполнения $f=0,01$. Важно отметить, что резонансные свойства нанокompозита проявляются в видимом диапазоне длин волн. Спектры пропускания слоистой структуры рассчитаны с помощью метода трансфер-матрицы. Длина волны локализованной дефектной моды в фотонном кристалле, при отсутствии включений, составляет 500 нм, при совмещении ее с резонансом нанокompозита, в спектре пропускания, отчетливо наблюдаются два пика [6], соответствующие локализованным модам с длинами волн 480 нм и 520 нм. Если ФК содержит и нанокompозит, и пленку серебра, то одновременное возбуждение микрорезонаторной моды и ТПП приводит к их гибридизации. Положением ТПП в запрещенной зоне можно управлять, сдвигая пучок падающего света вдоль клина и тем самым варьируя толщину клиновидного слоя

ФК. Положения микрорезонаторных мод практически нечувствительны к увеличению толщины клина, в то время как ТПП, при вариации толщины, проходит через всю запрещенную зону ФК. При этом происходит последовательная гибридизация со всеми микрорезонаторными модами. Данное взаимодействие проявляется наличием в спектре пропускания структуры квазипересечения пиков пропускания (Рис.2). Величина расщепления для высокочастотной микрорезонаторной моды составляет 12 нм, для низкочастотной 14 нм. Величину расщепления последней можно увеличить, добившись большего пространственного перекрытия связанных мод. Для этого нужно уменьшить число слоев ФК между пленкой серебра и нанокомпозитом.

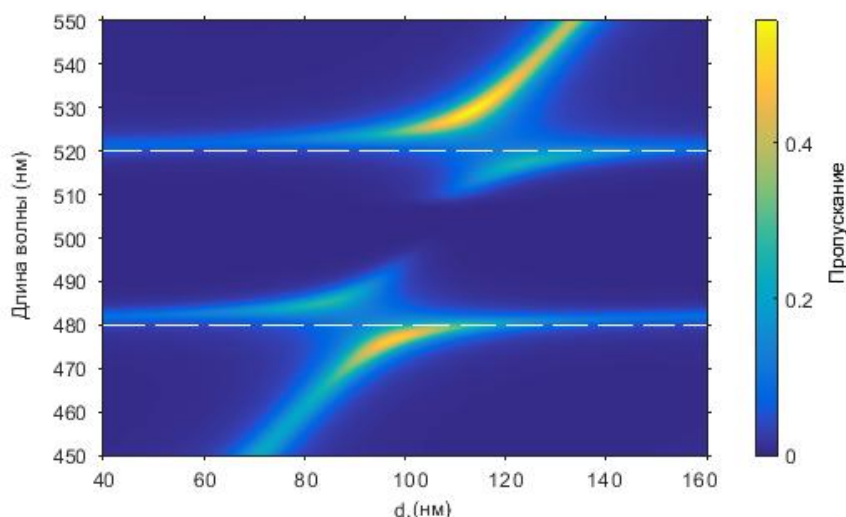


Рис. 2. Спектр пропускания в зависимости от утолщения d слоя ZrO_2 , прилегающего к металлической пленке. Штриховые линии соответствуют положению микрорезонаторных мод.

Таким образом, нами продемонстрировано существование гибридных оптических мод, обусловленных связью между микрорезонаторными модами ФК с нанокомпозитным дефектом, и оптическим ТПП на границе ФК и металлической пленки. Показана возможность управления спектральными свойствами, при помощи варьирования толщины слоя прилегающего к металлу, что открывает возможность создания перестраиваемого фильтра на основе подобной структуры. Дополнительное управление спектральными свойствами возможно за счет вариации фактора заполнения нанокомпозита. При увеличении фактора заполнения на один процент гибридные моды смещаются на 5 нм, в низкочастотную область, расстояние между модами не меняется. Чувствительность положения расщепленных пиков в спектре пропускания к параметрам структуры может оказаться полезной для управления светом в устройствах на основе подобных структур.

Исследование выполнено при поддержке Красноярского краевого фонда науки.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Kavokin, I. Shelykh, G. Malpuech // Appl. Phys. Lett. 2005 No. 26. 261105.
2. B. I. Afinogenov et. al. // Appl. Phys. Lett. 2013 V. 103 P. 061112.
3. P. S. Pankin, S. Y. Vetrov, I. V. Timofeev // Journal of the Optical Society of America B. 2017. Vol. 34, No. 12. P. 2633.
4. C. Symonds et al. // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 100, No. 12.P. 121122.
5. M. A. Kaliteevski et al. // Plasmonics. 2015. Vol. 10, No. 2. P. 281–284.
6. С.Я. Ветров, А.Ю. Авдеева, И.В. Тимофеев // ЖЭТФ. 2011. Т. 140. 4(10), С. 1-8.

Направляемые моды в периодических массивах волноводов при ненулевых константах распространения

А.А. Анастасиев^{1,2}, М.И. Гозман³, И.Я. Полищук^{2,3}, И.Ю. Полищук²

¹Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 115409,
г. Москва, Каширское ш., д. 31

²Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182, г. Москва,
пл. Академика Курчатова, д. 1

³Московский физико-технический институт, 141701, Московская обл., г. Долгопрудный,
Институтский пер. д. 9
santafracks@gmail.com

Оптические волноводы являются неотъемлемой частью множества оптоэлектронных устройств. Взаимодействие волноводов часто является нежелательным, однако в ряде случаев оно порождает качественно новые эффекты. В частности, взаимодействие играет важную роль в плоских периодических структурах, которые позволяют добиться ряда интересных эффектов, таких как андерсоновская локализация, оптические блоховские осцилляции, блох-зенеровское туннелирование и т.д. [1-6]

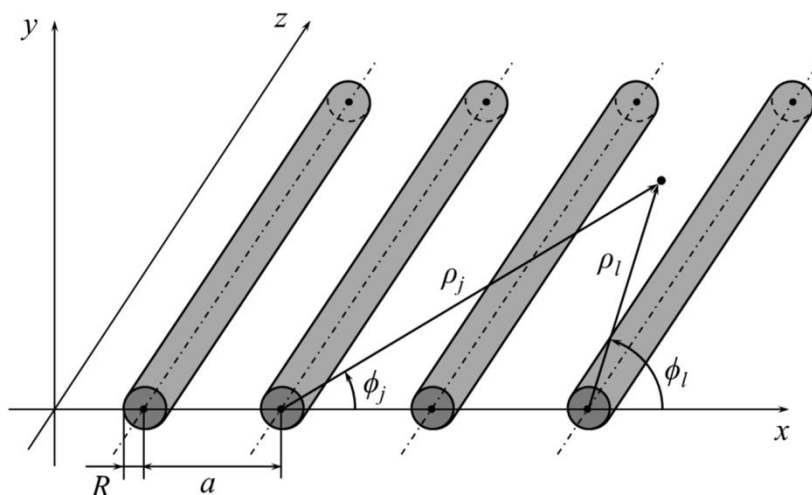


Рис. 1. Массив волноводов

Настоящая работа посвящена рассмотрению направляемых мод периодических массивов металлических волноводов. Мы изучили закон дисперсии такой системы при различных значениях константы распространения для различных материалов, из которых изготовлены волноводы: серебро, медь и золото. В статье [7] были рассмотрены направляемые моды массива волноводов, лежащие в оптическом диапазоне в области $\omega > \beta$, только для нулевой константы распространения в случае серебряных волноводов. Мы показываем численно, что в случае $\beta \neq 0$ массив волноводов обладает ещё одной направляемой модой, занимающей часть видимого и инфракрасного диапазона в области $\omega < \beta$, поведение которой существенно определяется константой распространения и практически не зависит от материала волновода.

Наш подход основывается на формализме многократного рассеяния [8], который использует точное решение задачи рассеяния электромагнитной волны на уединённом бесконечном цилиндрическом волноводе [9].

Мы рассматриваем систему N идентичных параллельных эквидистантных волноводов (Рис. 1). Электромагнитное поле, создаваемое в пространстве волноводом с

номером j , может быть однозначно описано с помощью парциальных амплитуд c_{jm} и d_{jm} , которые являются коэффициентами в разложении полей по векторным цилиндрическим гармоникам. Здесь m – это номер гармоники, который принимает значения $0, \pm 1, \pm 2$ и т.д. В отсутствие внешних полей парциальные амплитуды c_{jm} и d_{jm} подчиняются системе уравнений:

$$S_{jm} \begin{pmatrix} c_{jm} \\ d_{jm} \end{pmatrix} - \sum_{l \neq j} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{H_{m-n}^{(1)}(\kappa_{ex} \rho_{lj}) J_m(\kappa_{ex} R_j)}{H_n^{(1)}(\kappa_{ex} R_l)} e^{i(n-m)\phi_{lj}} \begin{pmatrix} c_{ln} \\ d_{ln} \end{pmatrix} = 0 \quad (1)$$

Матрица S_{jm} имеет вид

$$S_{jm} = - \begin{pmatrix} \frac{BC - E^2}{AB - E^2} & F \\ -F & \frac{AD - E^2}{AB - E^2} \end{pmatrix} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} A &= \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_{ex} J'_m(\kappa_{ex} R_j)}{\kappa_{ex} J_m(\kappa_{ex} R_j)} - \frac{\varepsilon_j J'_m(\kappa_j R_j)}{\kappa_j J_m(\kappa_j R_j)} \right) & B &= \frac{\omega}{c} \left(\frac{\mu_{ex} J'_m(\kappa_{ex} R_j)}{\kappa_{ex} J_m(\kappa_{ex} R_j)} - \frac{\mu_j J'_m(\kappa_j R_j)}{\kappa_j J_m(\kappa_j R_j)} \right) \\ C &= \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_{ex} H_m^{(1)'}(\kappa_{ex} R_j)}{\kappa_{ex} H_m^{(1)}(\kappa_{ex} R_j)} - \frac{\varepsilon_j J'_m(\kappa_j R_j)}{\kappa_j J_m(\kappa_j R_j)} \right) & D &= \frac{\omega}{c} \left(\frac{\mu_{ex} H_m^{(1)'}(\kappa_{ex} R_j)}{\kappa_{ex} H_m^{(1)}(\kappa_{ex} R_j)} - \frac{\mu_j J'_m(\kappa_j R_j)}{\kappa_j J_m(\kappa_j R_j)} \right) \\ E &= \frac{\beta m}{R_j} \left(\frac{1}{\kappa_{ex}^2} - \frac{1}{\kappa_j^2} \right) & F &= \frac{2 \sqrt{\mu_{ex} \varepsilon_{ex}} \omega}{\pi c \kappa_{ex}^2 R_j} \frac{1}{J_m(\kappa_{ex} R_j) H_m^{(1)}(\kappa_{ex} R_j)} \frac{E}{AB - E^2} \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь ε_{ex} и μ_{ex} – диэлектрическая и магнитная проницаемость среды, в которой находятся волноводы, ε_j и μ_j – диэлектрическая и магнитная проницаемости волновода с номером j , $\kappa_{ex} = \sqrt{\frac{\mu_{ex} \varepsilon_{ex} \omega^2}{c^2} - \beta^2}$, $\kappa_j = \sqrt{\frac{\mu_j \varepsilon_j \omega^2}{c^2} - \beta^2}$, R_j – радиус j -го волновода, $J_m(x)$ и $H_m^{(1)}(x)$ – функции Бесселя и Ганкеля первого рода, штрих означает производную по аргументу функции.

Теперь рассмотрим бесконечную периодическую систему идентичных параллельных волноводов, лежащих в одной плоскости. В этом случае решение уравнения (1) имеет вид блоховской волны, характеризующейся квазиволновым вектором k

$$\begin{pmatrix} c_{jm} \\ d_{jm} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_m \\ d_m \end{pmatrix} e^{ikaj}, \quad -\frac{\pi}{a} < k \leq \frac{\pi}{a} \quad (4)$$

Здесь a – период системы. Подстановка (4) в (1) даёт

$$S_m \begin{pmatrix} c_m \\ d_m \end{pmatrix} - \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{J_m(\kappa_{ex} R)}{H_n^{(1)}(\kappa_{ex} R)} U_{m-n} \left(\frac{ka}{\pi}, \frac{\kappa_{ex} a}{\pi} \right) \begin{pmatrix} c_n \\ d_n \end{pmatrix} = 0 \quad (5)$$

В целях упрощения записи здесь введено обозначение $S_m = S_{jm} |_{R_j=R} \mu_j=\mu \varepsilon_j=\varepsilon$. Также введено обозначение для решёточной суммы

$$U_n(x, y) = \sum_{L=1}^{+\infty} H_n^{(1)}(\pi y L) \left(e^{i\pi x L} + (-1)^n e^{-i\pi x L} \right) \quad (6)$$

С использованием формул, вывод которых подробно изложен в статье [10], $U_n(x, y)$ может быть записана через быстро сходящиеся ряды. Это существенно упрощает процесс численного моделирования, поскольку сумма в правой части выражения (6) сходится крайне медленно, и для достижения требуемой точности вычислений необходим учёт десятков тысяч слагаемых.

Уравнение (5) имеет нетривиальные решения только в случае

$$\det \left\| S_m \delta_{m,n} - \frac{J_m(\kappa_{ex} R)}{H_n^{(1)}(\kappa_{ex} R)} U_{m-n} \left(\frac{ka}{\pi}, \frac{\kappa_{ex} a}{\pi} \right) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \right\| = 0 \quad (7)$$

Решение уравнения (7) неявным образом определяет частоту моды как функцию константы распространения и квазиволнового вектора: $\omega = \omega(\beta, k)$. Эта зависимость носит название закона дисперсии.

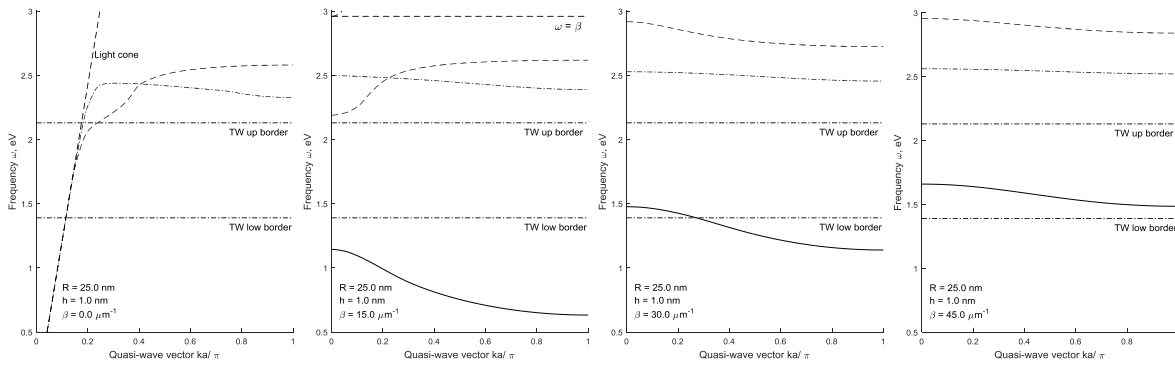


Рис. 2. Законы дисперсии мод для медных (Cu) волноводов

Для численного моделирования была выбрана система, идентичная рассмотренной в статье [7]. Радиус каждого волновода $R = 25\text{nm}$, расстояние между соседними волноводами $h = 1\text{nm}$. Мы рассмотрели три материала, наиболее часто используемые в электронике: серебро, медь и золото. Диэлектрическая проницаемость этих металлов в интересующем нас диапазоне частот взята из [11]. Диэлектрическая проницаемость среды вне волноводов считается равной единице. Для расчётов использовалось приближение $m_{\max} = 20$, т.е. учитывались моды с номерами в диапазоне от $-m_{\max}$ до m_{\max} . Справедливость этого приближения подтверждается тем, что парциальные амплитуды быстро убывают с ростом модуля углового момента (рис. 3), и основной вклад дают первые 5...10 мод.

На рис. 2 представлены дисперсионные кривые для медных волноводов. Пунктирная и штрихпунктирная кривые отвечают модам, полученные ранее в статье [7] для случая нулевой константы распространения. Сплошная кривая отвечает новой моде, существующей только при ненулевых константах распространения. Отметим, что её положение относительно окна прозрачности материала волновода существенным образом определяется величиной константы распространения.

Это обстоятельство приводит к тому, что новая мода (при подходящих значениях β) может быть обнаружена при всех возможных значениях квазиволнового вектора в массивах волноводов, изготовленных из различных материалов. На практике подходящее значение β это легко реализовать, подобрав угол между волновым вектором внешней волны и осью волновода.

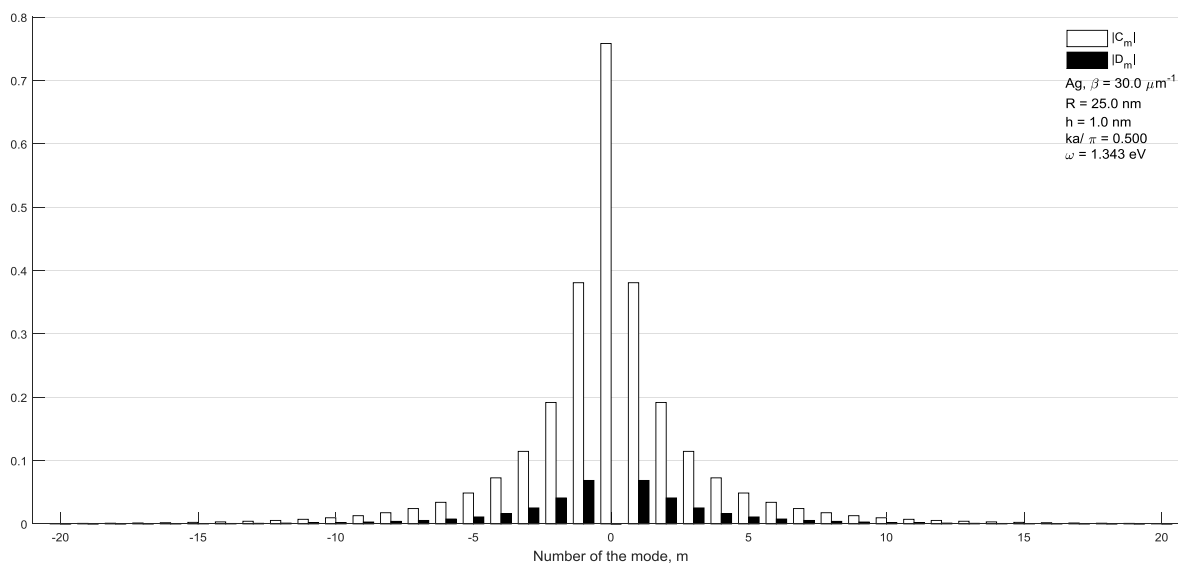


Рис. 3. Модули парциальных амплитуд новой моды. Белые – $|c_m|$, черные – $|d_m|$.

Отметим, что при любом значении константы распространения β новая мода расположена в области частот $\omega < \beta$, а значит является неизлучающей при любом числе волноводов в массиве. Моды, рассмотренные в статье [7], расположены в области частот $\omega > \beta$, а значит являются неизлучающими только в идеализированном случае бесконечной периодической системы. В реальных оптических устройствах эти моды могут быть подвержены излучению, что может затруднить их использование, поскольку излучение приводит к затуханию передаваемого сигнала, а также к помехам в других функциональных элементах системы. Новая мода лишена этих недостатков.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.J. Zheng, J.J. Xiao, K.W. Yu // Phys. Rev. A. 2010. 033829. P. 81
2. F. Lederer et al. // Phys. Rep. 2008. 1. P. 463
3. D.N. Christodoulides, F. Lederer, Y. Silberberg // Nature (London). 2003. 817. P. 424
4. A. Szameit et al. // Phys. Rev. A. 2008. 043804. P. 77
5. F. Dreisow et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. 076802. P. 102
6. M.I. Gozman et al. // Solid State Commun. 2015. 16. P. 213-214
7. S. Belan, S. Vergeles // J. Opt. Soc. Am. 2014.
8. I.Ya. Polishchuk et al. // Phys. Rev. A. 2017. 053847. P 95
9. H.C. Van de Hulst. "Light scattering by small particles, Dover Publications", Inc., New York, 1981
10. V. Twersky // Arch. Rational Mech. Anal. 1961. V. 8. No 1. P. 323–332
11. P. Johnson, R. Christy // Phys. Rev. B. 1972. 6. P. 4370

Вероятность ионизации примесей статическим и переменным электрическими полями в щелевой модификации графена

П. В. Бадикова¹, С. Ю. Глазов^{1,2}

¹Волгоградский государственный социально-педагогический университет

²Волгоградский государственный медицинский университет

ser-glazov@yandex.ru

Электрические и оптические свойства полупроводников в значительной мере определяются наличием в них примесей. Особенно актуальной такая ситуация представляется в сильных электрических полях, которые могут приводить к кардинальной модификации примесных состояний и тем самым динамически изменять концентрацию носителей в зоне проводимости. Квазиклассическая теория ионизации атомов под действием внешних электрических полей построена в работах [1,2]. Основные результаты этих работ были получены с помощью метода «мнимого времени», в котором для описания туннелирования используется классическое уравнение движения, но с чисто мнимым «временем». Во всех перечисленных работах энергетический спектр носителей заряда в рассматриваемых структурах считался квадратичным.

В последнее время активно изучается графен и структуры на его основе [3], интерес к которым обусловлен высокой подвижностью носителей заряда, непараболичностью и неаддитивностью энергетического спектра. Особенно востребованными для реализации многих электронных устройств являются структуры со щелью в энергетическом спектре образца (щелевые модификации графена). Случайные дефекты, редкие примеси могут приводить к появлению в запрещенной зоне графена примесных уровней, с которых электроны имеют возможность перейти в зону проводимости за счет теплового движения или под воздействием внешних электрических полей. В данной работе изучается одновременное влияние постоянного и переменного электрических полей на ионизацию примесей в щелевой модификации графена.

Энергетический спектр носителей заряда в щелевой модификации графена в приближении сильной связи можно описать в виде [4]

$$\varepsilon = \pm \sqrt{\Delta^2 + \gamma^2 [1 + 4 \cos(p_y a / \hbar \sqrt{3}) (\cos(p_x a / \hbar) + \cos(p_y a / \hbar \sqrt{3}))]} \quad (1)$$

где $\gamma \approx 2.7$ эВ – энергия перехода электронов между соседними узлами кристаллической решетки графена, $a = 3b/2$, $b = 0.142$ нм – расстояние между соседними атомами углерода в графене, $\vec{p} = (p_x, p_y)$ – вектор квазиимпульса электрона.

Разные знаки относятся к зоне проводимости и валентной зоне. Наличие запрещенной зоны в спектре (1) позволяет вести расчеты в однозонном приближении, накладывая ограничения на параметры внешних полей и температуру.

Для случая туннелирования электрона с примесного уровня в зону проводимости применим так называемый квазиклассический метод [1]. Процесс ионизации примеси представляет собой туннелирование электрона через потенциальный барьер и может носить квазиклассический характер. При этом вероятность перехода (ионизации) может быть записана с экспоненциальной точностью в виде

$$W = \exp(-2\text{Im}(S)/\hbar), \quad (2)$$

где S – классическое действие, набираемое частицей при подбарьерном движении, определяемое формулой

$$S = \int_0^{t_0} [\varepsilon(p(t)) - V] dt, \quad (3)$$

где $p(t)$ – импульс электрона, определяемый из классического уравнения движения, V – энергия залегания примеси. Критерием применимости квазиклассического метода является условие $\text{Im}(S) \gg \hbar$. Предполагаем, что примеси находятся в графене на определенной глубине v .

Момент начала туннелирования t_0 находится из условия минимума мнимой части действия $\partial \text{Im}(S(t)) / \partial t|_{t_0} = 0$, что соответствует условию

$$\varepsilon(t_0) = V \quad (4)$$

Используя метод мнимого времени можно рассчитать квазиклассически вероятность туннельного перехода электронов с примеси в зону проводимости под влиянием постоянного поля напряженностью \vec{E}_0 и переменного с амплитудой \vec{E}_1 и частотой ω .

Рассмотрим в данной работе один из частных случаев, когда электрические поля направлены вдоль оси x .

Для нахождения $\varepsilon(t)$ достаточно рассмотреть классическое уравнение движения

$$\frac{dp_x}{dt} = eE_{0x} + eE_{1x} \cos(\omega t), \quad \frac{dp_y}{dt} = 0, \quad (5)$$

с граничным условием $p_x(0) = p_{0x}$, $p_y(0) = p_{0y}$ что соответствует попаданию электрона в зону проводимости в состояние с минимальной энергией, в одну из точек Дирака (p_{0x}, p_{0y}) .

Решая уравнение (4) найдем момент начала туннелирования. Корень уравнения чисто мнимый и после введения замены $t_0 = it_0$ и перехода к безразмерным единицам получаем трансцендентное уравнение, которое решается численно

$$F_0 \tau_0 + \frac{F_1}{w} sh(w \tau_0) = \beta, \quad (6)$$

где $\beta = \text{arcsh} \sqrt{\tilde{v}(2\tilde{\Delta} - \tilde{v})[\tilde{v}(2\tilde{\Delta} - \tilde{v})/4 + 1]}$, $\tilde{\Delta} = \Delta/\gamma$, $\tilde{v} = v/\gamma$, $w = \hbar\omega/\gamma$, $\tilde{\tau}_0 = \gamma\tau_0/\hbar$, $F_0 = aeE_0/\gamma$, $F_1 = aeE_1/\gamma$.

По формуле (3) проведен расчет классического действия, набираемого частицей при подбарьерном движении с момента времени начала туннелирования t_0 до момента выхода частицы из под барьера при $t = 0$.

После выделения мнимой части действия получаем:

$$\text{Im} S = \hbar \int_0^{\tilde{\tau}_0} \left\{ \sqrt{\tilde{\Delta}^2 - 4sh^2[(F_0 t + F_1 sh(wt)/w)/2]} + (\tilde{v} - \tilde{\Delta}) \right\} dt \quad (7)$$

Интеграл (7) ввиду своей сложности, берется численно.

На рис.1 приведена зависимость мнимой части действия от амплитуды переменного электрического поля в безразмерных единицах. С ростом амплитуды действие уменьшается, а, следовательно, вероятность ионизации будет расти. Чем меньше напряженность электрического поля, тем больше начальное значение мнимой части действия и тем быстрее она убывает.

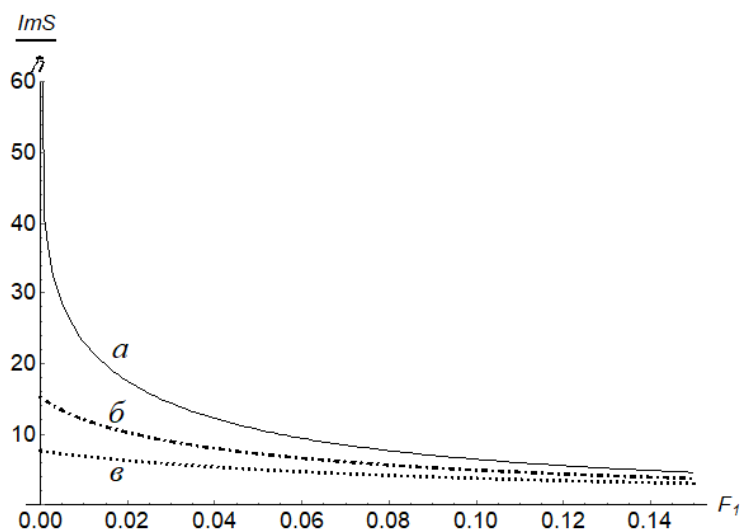


Рис. 1. Зависимость мнимой части действия от амплитуды переменного электрического поля: $a - F_0 = 0.01$; $b - F_0 = 0.05$; $v - F_0 = 0.1$, $w = 0.1$, $\tilde{v} \approx \tilde{\Delta} = 1$.

Изучены частные случаи, когда на графен действует только постоянное или только переменное электрические поля. Для мнимой части действия в присутствии постоянного электрического поля был получен аналитический результат, а так же проведено сравнение с ранее известным для спектра, заданного в низкоэнергетическом приближении.

В заключение сформулируем кратко основные результаты и выводы из проделанной работы.

1. Численно исследована вероятность ионизации примесей в щелевой модификации графена в присутствии постоянного и переменного внешних электрических полей в квазиклассическом приближении в зависимости от параметров приложенных полей.

2. Показано, что с ростом частоты, амплитуды переменного и напряженности постоянного электрического поля вероятность ионизации примесей в графене со щелью увеличивается.

3. Выполнено сравнение результатов данной работы с ранее известными, полученными для спектра, заданного в низкоэнергетическом приближении. Вероятности ионизации примесей для обоих спектров совпадают, когда интеграл перескока электронов между соседними узлами кристаллической решетки много больше ширины запрещенной зоны графена.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках проектной части государственного задания, код проекта: 3.2797.2017/4.6.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.С. Попов и др. // ЖЭТФ. 1967. №53. С. 331.
2. Б.М. Карнаков и др. // УФН. 2015. №185. С. 3.
3. S. Das Sarma et.al. // Reviews of Modern Physics. 2011. V. 2 No 83. P. 407.
4. П.В. Бадикова, С.Ю. Глазов // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т.79. No 12. С.1650.

Гибридные состояния таммовских и поверхностных плазмон-поляритонов в резонансной фотоннокристаллической структуре

Р.Г. Бикбаев¹, С.Я. Ветров^{1,2}, И.В. Тимофеев^{2,1}

¹Сибирский федеральный университет, Красноярск

²Институт физики им. Л.В. Куренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск

Rashid-G-Bikbaev@ya.ru

Особым типом поверхностных электромагнитных состояний является оптическое таммовское состояние, при котором поле экспоненциально затухает по обе стороны от границы раздела, и может прекращаться перенос энергии вдоль поверхности [1]. В физике твердого тела существует аналог оптического таммовского состояния – таммовское электронное состояние, в котором электронная плотность локализуется на границе периодического потенциала кристалла. Оптическое таммовское состояние может возбуждаться между двумя различными фотонными кристаллами (ФК), имеющими перекрывающиеся запрещенные зоны или между фотонным кристаллом и средой с отрицательной диэлектрической проницаемостью, например, металлом или наноккомпозитом (НК) [2,3]. В последнем случае его также называют таммовским плазмон-поляритоном (ТПП), поскольку поле излучения связывается с поверхностным плазмонным возбуждением. Экспериментально это локализованное состояние проявляется в виде узкого резонанса в оптическом спектре пропускания или отражения образца на длинах волн внутри запрещенной зоны [4].

Также в последние годы огромный интерес вызывают гибридные моды, возникающие при одновременном возбуждении ТПП и других типов локализованных мод, таких как микрорезонаторная мода [5] или поверхностный плазмон-поляритон (ППП) [6]. На основе таких мод могут быть получены лазеры, источники одиночных фотонов, электрооптически перестраиваемые таммовские плазмон-экситон-поляритоны, белые органические светодиоды.

В настоящей работе показана возможность реализации гибридного состояния за счет связи ТПП и ППП в случае ограничения ФК слоем металл-диэлектрического наноккомпозита. Наноккомпозит состоит из металлических наночастиц, взвешенных в прозрачной матрице, и характеризуется резонансной эффективной диэлектрической проницаемостью. При этом оптические характеристики исходных материалов не имеют резонансных особенностей [7].

Рассматриваемая нами ФК-структура представляет собой слоистую среду, ограниченную слоем наноккомпозита. Элементарная ячейка фотонного кристалла сформирована из двуокиси кремния (SiO_2) с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_a = 2.10$ и двуокиси циркония (ZrO_2) с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_b = 4.16$. Толщины слоев соответственно $d_a = 100$ нм и $d_b = 50$ нм, число слоев $N = 7$. Слой наноккомпозита толщиной d_{eff} состоит из сферических металлических наночастиц, равномерно распределенных в диэлектрической матрице. Диэлектрическая проницаемость среды, из которой излучение падает на ФК-структуру, $\epsilon_{prism} = 2.28$.

Эффективная ДП наноккомпозита определяется формулой Максвелл-Гарнетта [8]:

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_d \left(1 + \frac{f(\epsilon_m(\omega) - \epsilon_d)}{\epsilon_d + (1 + f)(\epsilon_m(\omega) - \epsilon_d)1/3} \right), \quad (1)$$

где f – фактор заполнения, то есть доля наночастиц в матрице; ϵ_d и $\epsilon_m(\omega)$ – диэлектрические проницаемости соответственно матрицы и металла, из которого изготовлены наночастицы; ω – частота излучения.

Диэлектрическую проницаемость металла, из которого изготовлены наночастицы, найдем, используя приближение Друде, параметры которого для серебра $\epsilon_0 = 5$, $\omega_p = 9$ эВ, $\gamma = 0.02$ эВ. Диэлектрическая проницаемость матрицы $\epsilon_d = 2.56$.

Спектры отражения структуры для волн ТМ-типа, рассчитанные методом трансфер-матрицы, изображены на рисунке 1 для различных значений f .

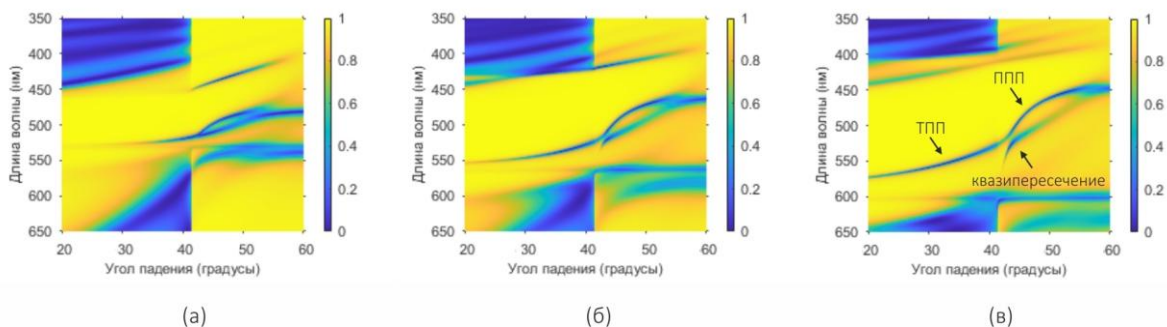


Рис. 1. Спектры отражения ФК, сопряженного со слоем НК, при различных значениях угла падения для волн ТМ-типа. Толщина слоя НК $d_{eff} = 50$ нм, $f = 0.1$ (а), $f = 0.2$ (б), $f = 0.3$ (в).

Из рисунка видно, что при углах падения меньших угла полного внутреннего отражения, который не зависит от фактора f ($\theta = 42^\circ$), внутри запрещенной зоны ФК наблюдается только ТПП. При углах больших угла полного внутреннего отражения, на границе раздела НК-воздух возбуждается ППП. При заданных f и углах падения ($43 < \theta < 45^\circ$) они связываются и образуется ТПП-ППП гибридная мода. В спектрах отражения связь двух мод проявляется в виде расщепления спектральных линий. Величина расщепления характеризует величину связи мод, управлять которой можно, изменяя фактор заполнения НК. Так при $f = 0.2$ расщепление составляет 10 нм, при $f = 0.3$ – 18.5 нм, а при $f = 0.1$ расщепления не наблюдается. Следует отметить, что дисперсионные кривые для ТПП и ППП пересекаются и в интервале $50 < \theta < 60^\circ$. Таким образом, изменяя фактор заполнения НК и угол падения излучения на структуру, можно получать гибридные ТПП-ППП моды в различных спектральных диапазонах.

Работа выполнена при поддержке совместного гранта РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности № 17-42-240464 и при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00053.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.П. Виноградов и др. // УФН. 2010. Т 180. С. 249-263.
2. M. Kaliteevski et. al. // Phys. Rev. B. 2007. V.76. P.165415.
3. S. Ya. Vetrov, R.G. Vikbaev, I.V. Timofeev // JETP. 2013. V.117. P.988.
4. M.E. Sasin et. al. // Appl. Phys. Lett. 2008.V. 92. P. 251112.
5. P.S. Pankin et. al. // J. Opt. Soc. Am. 2017. V. 34. P. 263339.
6. В.О. Бессонов и др. // УЗФФ. 2014. Т. 1. С. 141402.
7. A.N. Oraevsky, I.E. Protsenko // Quantum Electronics. 2001. V. 31. P. 252.
8. J.C. Maxwell-Garnett // Philos. Trans. Roy. 1904. V. 203. P. 385.

Два типа локализованных мод в фотонном кристалле, ограниченном нанокompозитом с близкой к нулю эффективной диэлектрической проницаемостью

Р.Г. Бикбаев¹, С.Я. Ветров^{1,2}, И.В. Тимофеев^{2,1}

¹Сибирский федеральный университет, Красноярск

²Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск

Rashid-G-Bikbaev@ya.ru

В последние годы активно исследуется особый тип поверхностных электромагнитных состояний, которые формируются в виде стоячей поверхностной волны, имеющей нулевое волновое число вдоль границы раздела сред и не переносящей энергии. Волновое уравнение, вытекающее из уравнений Максвелла для электрического поля, в этом случае является точным аналогом одноэлектронного уравнения Шредингера для полубесконечного кристалла, решением которого является таммовское электронное состояние [1]. В силу этого электромагнитный аналог таммовского электронного состояния, в случае нормального падения излучения на образец, называется оптическим таммовским состоянием (ОТС). В случае формирования подобного состояния на границе фотонного кристалла (ФК) и проводящей среды с эффективной диэлектрической проницаемостью (ДП) $\Re \varepsilon_{eff}(\omega) < 0$, световая волна взаимодействует с поверхностным плазмоном, представляющим собой коллективное колебание газа свободных электронов вблизи поверхности проводника. Совместное колебание электромагнитного поля и плазмы свободных электронов представляет собой таммовский плазмон-поляритон (ТПП) [2-3]. Экспериментально ТПП проявляется в виде узкого пика в энергетических спектрах образца [4].

В настоящей работе показана возможность одновременной реализации оптического таммовского состояния и дефектной моды, локализованных на границе фотонного кристалла и нанокompозита с близкой к нулю эффективной диэлектрической проницаемостью [5]. Нанокompозит состоит из металлических наночастиц, взвешенных в прозрачной матрице, и характеризуется резонансной эффективной диэлектрической проницаемостью. При этом оптические характеристики исходных материалов не имеют резонансных особенностей [6].

Рассматриваемая нами ФК-структура представляет собой слоистую среду, ограниченную конечным слоем нанокompозита (Рис. 1).

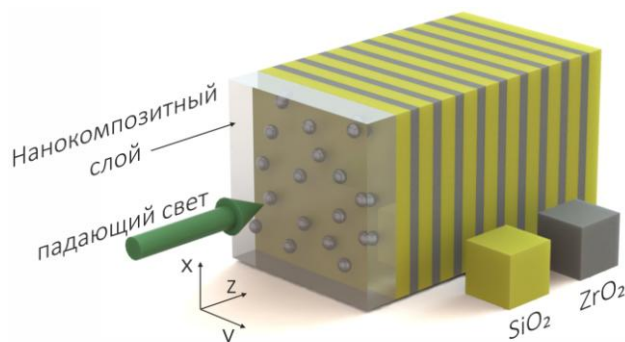


Рис. 1. Схематическое представление одномерного ФК, сопряженного со слоем нанокompозита.

Элементарная ячейка фотонного кристалла сформирована из двуокиси кремния (SiO_2) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_a = 2.10$ и двуокиси циркония (ZrO_2) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_b = 4.16$. Толщины слоев соответственно $d_a = 74$ нм

и $d_b = 50$ нм, число слоев $N = 21$. Слой нанокompозита толщиной d_{eff} состоит из сферических металлических наночастиц, равномерно распределенных в диэлектрической матрице. Далее будем считать, что среда, в которую помещена ФК-структура, является вакуумом.

Эффективная ДП нанокompозита определяется формулой Максвелл-Гарнетта [7]:

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_d \left(1 + \frac{f(\varepsilon_m(\omega) - \varepsilon_d)}{\varepsilon_d + (1+f)(\varepsilon_m(\omega) - \varepsilon_d)/3} \right), \quad (1)$$

где f – фактор заполнения, то есть доля наночастиц в матрице; ε_d и $\varepsilon_m(\omega)$ – диэлектрические проницаемости соответственно матрицы и металла, из которого изготовлены наночастицы; ω – частота излучения.

Диэлектрическую проницаемость металла, из которого изготовлены наночастицы, найдем, используя приближение Друде, параметры которого для серебра $\varepsilon_0 = 5$, $\omega_p = 9$ эВ, $\gamma = 0.02$ эВ. Диэлектрическая проницаемость матрицы $\varepsilon_d = 2.56$.

Анализ частотных зависимостей вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости, вычисленных по формуле (1), показал, что при объёмных концентрациях, лежащих в интервале $0.11 < f < 0.12$, вещественная часть эффективной ДП принимает как отрицательные, так и положительные значения вблизи точки $\omega = \omega_1$. При этом ω_1 находится внутри запрещенной зоны ФК (Рис. 2). Соответствующая частоте ω_1 длина волны $\lambda(\omega_1) = 405.8$ нм.

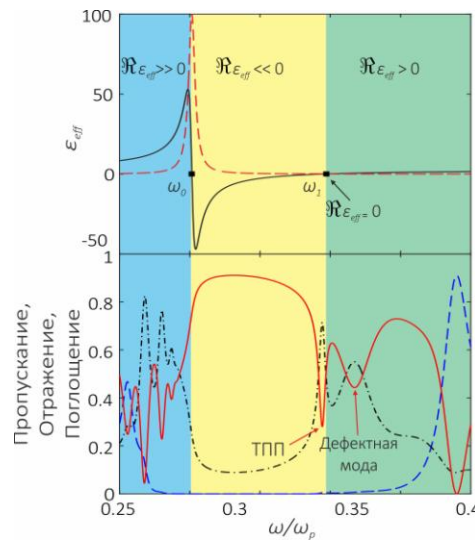


Рис. 2. Зависимости мнимой $\Im \varepsilon_{eff}(\omega)$ (штриховая линия) и действительной $\Re \varepsilon_{eff}(\omega)$ (сплошная линия) частей эффективной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{eff}(\omega)$ от нормированной частоты ω/ω_p (сверху) и спектры пропускания (штриховая линия), отражения (сплошная линия), поглощения (штрихпунктирная линия) системы НК-ФК при нормальном падении излучения на структуру (рис.1). Толщина слоя НК, $d_{eff} = 300$ нм, $f = 0.11$.

На частотах $\omega > \omega_1$ НК выступает в роли диэлектрического слоя с $\Re \varepsilon_{eff}(\omega) > 0$ и $\Im \varepsilon_{eff}(\omega) \ll 1$, и наряду с ТПП возможно формирование локализованной (дефектной) моды с максимумом интенсивности электрического поля внутри слоя. Это становится возможным при напылении на ФК нанокompозитной пленки толщиной $d_{eff} = 300$ нм (Рис. 2). В результате вблизи высокочастотной границы запрещенной зоны ФК возникают полосы поглощения, соответствующие локализованным состояниям, образованным на границе раздела НК-ФК. Низкочастотное состояние ($\lambda = 406.5$ нм)

формируется в области с $\Re \varepsilon_{eff}(\omega) < 0$ (таммовский плазмон-поляритон), а высокочастотное ($\lambda = 395.6$ нм) – в области с $\Re \varepsilon_{eff}(\omega) > 0$ (дефектная мода).

На частоте таммовского плазмон-поляритона эффективная ДП принимает значения $\varepsilon_{eff}(\omega) = -0.0485 + 0.0892i$, а на частоте дефектной моды – $\varepsilon_{eff}(\omega) = 0.5474 + 0.0570i$. Следует отметить, что дефектная мода проявляется только при достаточно больших толщинах нанокompозитного слоя. Это подтверждается численным расчетом, согласно которому использование НК-пленок с толщинами большими 250 нм приводит к формированию дефектной моды, на частоте которой минимум отражения наступает при толщине $d_{eff} = 520$ нм.

Численно было показано, что дефектная мода является собственной модой диэлектрического резонатора Фабри-Перо, роль которого выполняет НК, заключенный между зеркалами в виде ФК и вакуума.

Исследование распределения интенсивности электрического поля для соответствующих частот локализованных состояний при контакте ФК с нанокompозитной пленкой показало, что для ТПП поле локализовано на границе раздела НК-ФК, а для дефектной моды – в объеме нанокompозитного слоя (Рис. 3).

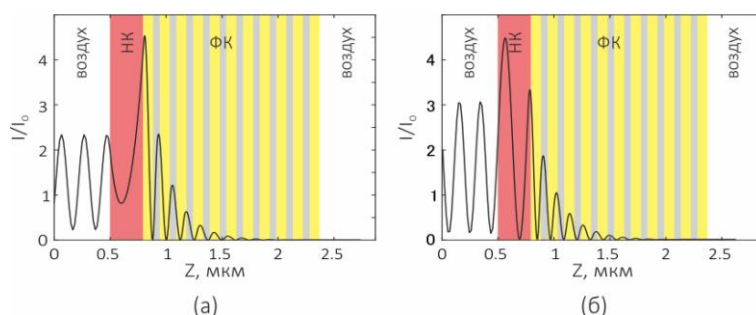


Рис. 3. Схематичное представление одномерного ФК, сопряженного со слоем нанокompозита, и распределение локальной интенсивности поля $|E^2|$ на частотах ТПП (а) и дефектной моды (б). Локальная интенсивность нормирована на входную интенсивность. Толщина слоя НК $d_{eff} = 300$ нм, $f = 0.11$.

При этом величина локализации практически одинакова. В обоих случаях световое поле в состояниях локализовано в области, соизмеримой с длиной волны.

Результаты, полученные в работе, расширяют представление о возможности реализации ТПП в резонансных фотоннокристаллических структурах.

Работа выполнена при поддержке совместного гранта РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности № 17-42-240464 и при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00053.

ЛИТЕРАТУРА

1. I.E. Tamm, Phys. Z. Sowjetunion. 1932. V. 1. P. 733.
2. M. Kaliteevski et. al. // Phys. Rev. B. 2007. V.76. P.165415.
3. S.Ya. Vetrov, R. G. Bikbaev, I.V. Timofeev // JETP. 2013. V.117. P.988.
4. M.E. Sasin et. al. // Appl. Phys. Lett. 2008.V. 92. P. 251112.
5. S.Y. Vetrov et. al. // Journal of Optics. 2017. V. 19. P. 085103.
6. A.N. Oraevsky, I. E. Protsenko // Quantum Electronics. 2001. V. 31. P. 252.
7. J. C. Maxwell-Garnett // Philos. Trans. Roy. 1904. V. 203. P. 385.

Широкополосный таммовский плазмон-поляритон

Р.Г. Бикбаев¹, А.М. Вьюнышев^{2,1}, С.Е. Свяховский³, С.А. Евлашин⁴, С.А. Мысливец^{2,1},
 П.С. Панкин^{2,1}, И.В. Тимофеев^{2,1}, С.Я. Ветров^{1,2}, В.Г. Архипкин^{2,1}

¹Сибирский федеральный университет, Красноярск

²Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск

³Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва

⁴Сколковский институт науки и технологий, Московская область.

Rashid-G-Bikbaev@ya.ru

В последние годы активно исследуется особый тип поверхностного электромагнитного состояния, которое можно возбудить при нормальном падении света – таммовский плазмон-поляритон (ТПП) [1,2]. Такое состояние является аналогом таммовского поверхностного состояния в физике твердого тела. ТПП может возбуждаться на границе фотонного кристалла (ФК) и среды с отрицательной диэлектрической проницаемостью $\text{Re } \epsilon < 0$ [3]. Экспериментально это локализованное состояние проявляется в виде узкого резонанса в оптическом спектре пропускания или отражения образца на длинах волн внутри запрещенной зоны ФК [4].

В работе экспериментально и численно исследован широкополосный ТПП, локализованный на границе ФК и тонкого металлического слоя (Рис. 1а). Элементарная ячейка ФК сформирована из чередующихся диэлектрических слоев с толщинами d_L, d_H и показателями преломления n_L, n_H , соответственно.

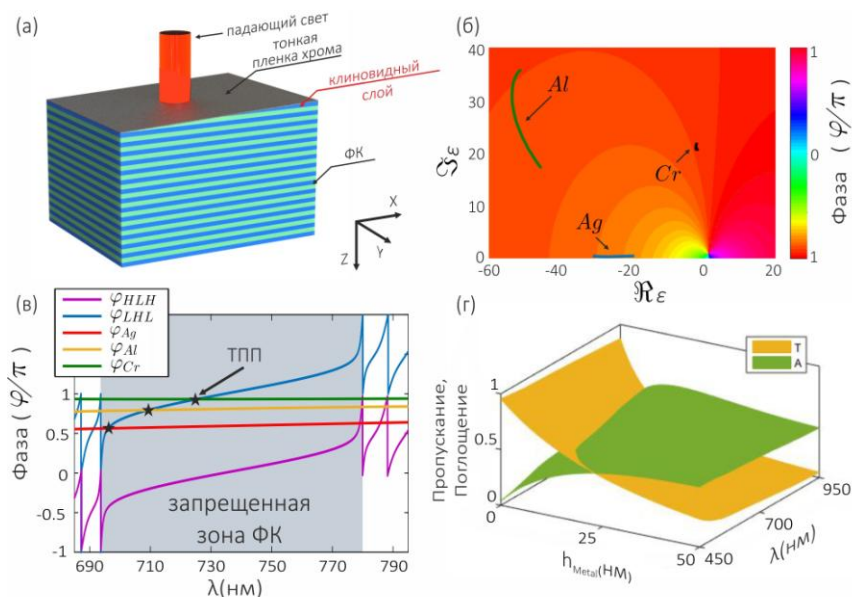


Рис. 1. (а) Схематичное изображение ФК, сопряженного с тонкой пленкой хрома. (б) Зависимость фазы отраженной волны от действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости металлической пленки при толщине 10 нм на длине волны, соответствующей середине запрещенной зоны ФК ($\lambda = 734.3$ нм). Области с постоянной фазой отражения от металлической пленки выделены однотонной заливкой. Линиями изображены фазы отражения от пленок серебра, алюминия и хрома. (в) Графическое решение условия фазового согласования при толщине пленки $d_m = 10$ нм для каждого металла. (г) Спектры пропускания и поглощения пленки хрома в зависимости от её толщины.

Первым двум слоям, в модели, придана форма острого клина, для возможности плавного перехода от *LHL*- к *HLH*-конфигурации. Под *LHL*- и *HLH*-конфигурациями подразумеваются брэгговские зеркала, которые начинаются со слоев с низким (Low) и высоким (High) показателем преломления, соответственно.

Возможность формирования ТПП была предсказана аналитически. С помощью фазовых диаграмм Коул-Коула (Рис. 1б) было показано, что широкополосный ТПП локализуется в заданной структуре при использовании хрома в качестве материала металлической пленки. При этом её толщина и, как следствие, величины энергетических коэффициентов на частоте ТПП были предсказаны с помощью теории связанных мод [5]. Исходя из условия фазового согласования для возбуждения ТПП, было установлено, что для осуществления оптимальной связи падающего излучения с ТПП необходимо на ФК напылить слой хрома толщиной 6 нм (Рис. 1г). Частоты ТПП были определены из условия фазового согласования отраженных волн (Рис. 1в).

Формирование широкополосного ТПП было продемонстрировано экспериментально. Была изготовлена серия ФК-образцов с разными толщинами пленок хрома. ФК-образцы были изготовлены методом электрохимического травления пластин кристаллического кремния в спиртовом растворе фтороводорода различных концентраций [6]. Спектры отражения структур при различных толщинах пленки хрома изображены на Рис. 2.

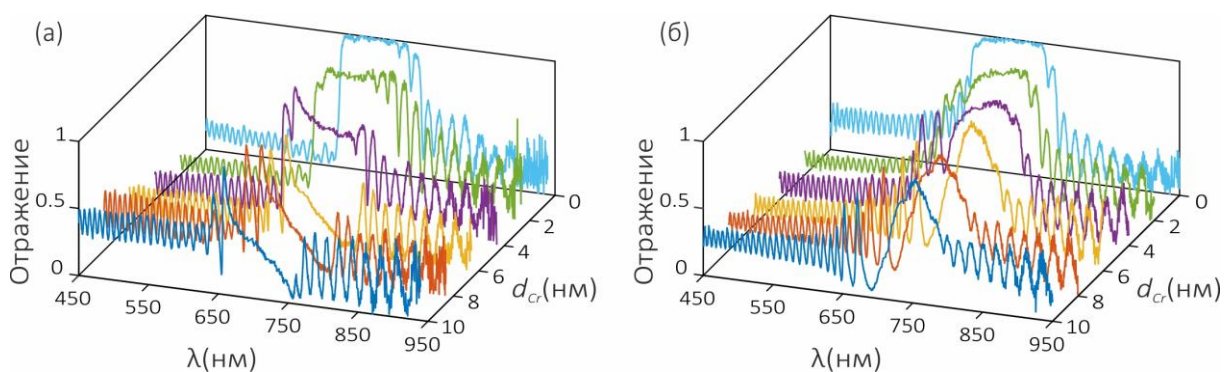


Рис. 2. Спектры отражения *LHL*- (а) и *HLH*-структур (б) при различных толщинах пленки хрома.

Из рисунка видно, что для *HLH*-конфигурации, независимо от толщины слоя хрома, формирование ТПП не происходит. Увеличение d_{Cr} приводит только к сужению запрещенной зоны и уменьшению коэффициента отражения на её длинах волн. В *LHL*-структуре картина иная. Последовательное увеличение толщины слоя хрома приводит к формированию у длинноволнового края запрещенной зоны исходного ФК области частот с близким к нулю коэффициентом отражения. Данная область частот соответствует ТПП, локализованному на границе ФК и пленки хрома.

Следует отметить, что в спектрах отражения ТПП проявляется только для образцов с толщиной пленки хрома больше 4 нм. Использование пленок меньшей толщины не позволяет достичь нужной отражательной способности металлического зеркала и, как следствие, формирования локализованного состояния. Также было установлено, что в эксперименте, в отличие от расчетных данных, частота ТПП находится не в середине запрещенной зоны, а смещена к её длинноволновой границе. Было сделано предположение, что при напылении хрома на сверхрешетку неизбежно происходит проникновение частиц хрома в поры первого слоя ФК. В результате происходит формирование тонкой нанокompозитной (НК) пленки с пористой кварцевой матрицей и диспергированными в ней наночастицами хрома. НК приводит к дополнительному набегу фазы падающей волны и смещению частоты ТПП в длинноволновую область.

Для проверки влияния данного фактора был произведен численный расчет спектров отражения структуры с учетом формирования на границе хрома и ФК НК-слоя (Рис. 3). Эффективная диэлектрическая проницаемость НК определяется

формулой Максвелл-Гарнетта [7], широко применяемой при рассмотрении пористых сред:

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_{SiO_2} \left(1 + \frac{f(\varepsilon_{Cr} - \varepsilon_{SiO_2})}{\varepsilon_{SiO_2} + (1+f)(\varepsilon_{Cr} - \varepsilon_{SiO_2})/3} \right), \quad (1)$$

где f – фактор заполнения, то есть доля наночастиц в матрице; ε_{SiO_2} и ε_{Cr} – диэлектрические проницаемости соответственно матрицы и металла, из которого изготовлены наночастицы.

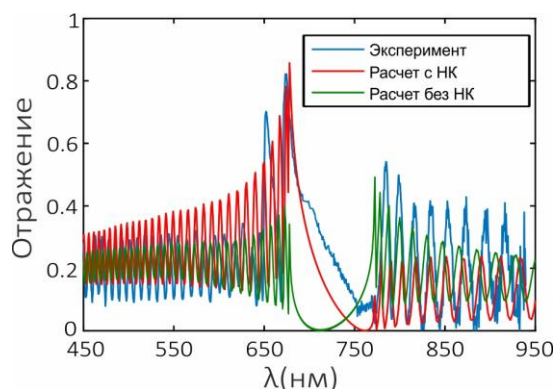


Рис. 3. Экспериментальные и расчетные спектры отражения *LHL*-структуры с учетом формирования на границе хрома и брэгговского зеркала НК-слоя толщиной $d_{НК} = 20$ нм. Фактор заполнения НК $f = 30\%$. Толщина слоя хрома $d_{Cr} = 6$ нм.

Анализ полученных результатов показал, что учет формирования НК-слоя на границе металлической пленки и брэгговского зеркала позволяет добиться наилучшего согласования с экспериментальными данными. Это свидетельствует о правильном выборе модели эффективной среды и подборе ее параметров.

Подходы, описанные в работе, могут быть использованы для создания ТПП-структур с заранее заданными параметрами, что может найти широкое применение в плазмонике и оптоэлектронике.

Работа выполнена при поддержке совместного гранта РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности № 17-42-240464 и при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 16-02-01100 и № 18-32-00053.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Kaliteevski et. al. // Phys. Rev. B. 2007. V.76. P.165415.
2. А.П. Виноградов и др. // УФН. 2010. Т 180. №3.
3. S. Ya. Vetrov, R.G. Bikbaev, I.V. Timofeev // JETP. 2013. V.117. P.988.
4. M. E. Sasin et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. P. 251112.
5. Z.-Y. Yang et. al. // ACS Photonics. 2017. V. 4. P.221219.
6. S.E. Svyakhovskiy et al. // J. Appl. Phys. 2012. V.112. P. 013106.
7. J.C. Maxwell-Garnett // Philos. Trans. Roy. 1904. V. 203. P. 385.

Сильная связь поверхностного решеточного резонанса и дефектной моды фотонного кристалла

В.С. Герасимов¹, Р.Г. Бикбаев¹, А.Е. Ершов^{3,1}, И.Л. Рассказов⁴,
И.В. Тимофеев^{2,1}, С.В. Карпов^{2,1}.

¹Сибирский федеральный университет, Красноярск

²Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск

³Институт вычислительно моделирования СО РАН, Красноярск

⁴The Beckman Institute for Advanced Science and Technology, University of Illinois at Urbana-Champaign,
Urbana, USA

Rashid-G-Bikbaev@ya.ru

Влияние неоднородности окружающей среды на свойства поверхностных решеточных резонансов (ПРР) впервые было рассмотрено в [1]. Было показано, что положение пика ПРР и его добротность чувствительны к изменению показателя преломления окружающей среды. В работе [2] рассматривалась реализация ПРР в двумерном массиве плазмонных нанодисков, при наличии параллельной массиву тонкой металлической пленки. Управление резонансной длиной волны ПРР и его добротностью может быть достигнуто путем изменения таких параметров двумерных массивов, как расстояние между наночастицами, их размер, форма и материал [3]. Взаимодействие плазмонных мод с объемными модами ФК было изучено в ряде работ [4-5], однако связь ПРР с объемными модами ФК до сих пор не изучена.

В настоящей работе исследованы спектральные свойства ФК, с внедренной в дефектный слой двумерной плазмонной решеткой нанодисков (Рис. 1).

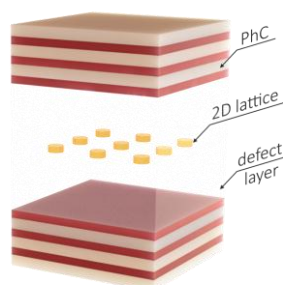


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой ФК-структуры

Элементарная ячейка фотонного кристалла сформирована из двуокиси кремния (SiO_2) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_a = 2.10$ и двуокиси циркония (ZrO_2) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_b = 4.16$. Толщины слоев соответственно $d_a = 120$ нм и $d_b = 70$ нм. Число слоев ФК, включая дефектный слой, $N = 13$. Диэлектрическая проницаемость дефектного слоя $\varepsilon_{def} = 1.5$, а его толщина L . Массив нанодисков с радиусом R и высотой H имеет период h . Далее будем считать, что диэлектрическая проницаемость среды, в которую помещена ФК-структура, равна ε_b .

Спектры пропускания двумерной плазмонной решетки и ФК были рассчитаны при различных значениях параметров h и L , соответственно (Рис. 2а,б). Данные были получены методом конечных разностей во временной области. Из рисунка 2а видно, что результатом взаимодействия локализованного плазмонного резонанса и аномалий Релея [6] является формирование высокодобротных состояний, соответствующих ПРР. Спектральные положения состояний, а также их добротности, зависят от расстояния между дисками.

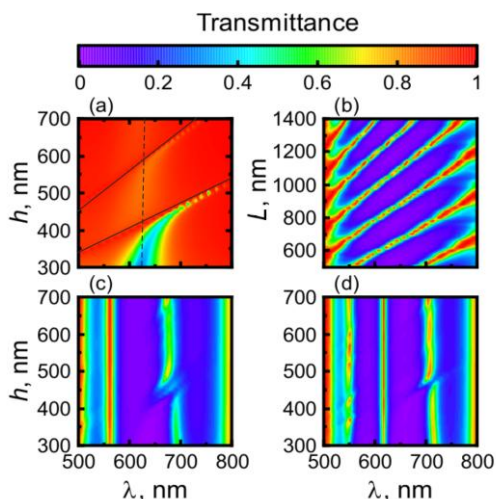


Рис. 2. (а) Спектр пропускания двумерной решетки золотых нанодисков при различных значениях периода h и фиксированных значениях радиуса и высоты дисков $R = 40$ нм и $H = 50$ нм, соответственно. Штриховой линией изображена длина волны локализованного плазмонного резонанса, сплошной – положения аномалий Релея; (б) Спектр пропускания одномерного ФК при различных толщинах дефектного слоя L ; (с,д) Спектры пропускания двумерной решетки золотых нанодисков, внедренных в дефектный слой одномерного фотонного кристалла. Толщина дефектного слоя 700 и 1230 нм, соответственно.

Из рисунка 2b видно, что количество дефектных мод увеличивается с ростом толщины дефектного слоя L , в результате чего возможно их поочередное взаимодействие с ПРР. Спектры пропускания ФК, с внедренной в дефектный слой двумерной решеткой, изображены на рисунках 2c,d. Взаимодействие дефектных мод с ПРР приводит к формированию характерной спектральной картины. Наблюдается расщепление только нечетных дефектных мод. Это связано с симметрией распределения поля в объеме ФК. В случае нечетных по электрическому полю мод, решетка попадает в центральный узел электрического поля, и связь дефектной моды с ПРР исчезает. Следует отметить, что присутствие ФК приводит к взаимодействию нанодисков через переотраженное от кристалла излучение. В результате появляются дополнительные аномалии Рэлея, приводящие к множественным расщеплениям дефектной моды (Рис. 2d).

Результаты, полученные в данной работе, расширяют представления о поверхностных решеточных резонансах и их проявлениях в фотоннокристаллических структурах.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. Auguie et.al. // Phys. Rev. B. 2010. V. 82. P. 155447.
2. R. Nicolas et.al. // Sci. Reports. 2015. V. 5. P. 14419.
3. V. I. Zakomirnyi et.al. // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 111. P. 123107.
4. S. Y. Vetrov et.al. // Opt. Spectrosc. 2012. V. 113. P. 517.
5. X. Wang et.al. // Nano Lett. 2015. V. 15. P. 2633.
6. D. Khlopin et.al. // J. Opt. Soc. Am. B. 2017. V. 34. P. 691-700.

Управление проводимостью графена поперечным статическим и переменным электрическим полем

С.Ю. Глазов

Волгоградский государственный социально-педагогический университет
Волгоградский государственный медицинский университет

ser-glazov@yandex.ru

Исследована зависимость плотности тока в графене со щелью от характеристик и ориентации приложенных статического и переменного электрических полей. Электронная система графена описана с помощью кинетического уравнения Больцмана в приближении постоянного времени релаксации.

В последнее время особое внимание исследователей вызывает графен и структуры на его основе [1-13]. Необычный электронный спектр и высокая подвижность носителей в структурах на основе графена приводит к удивительным физическим свойствам, которые сейчас изучаются как теоретически, так и экспериментально. Несмотря на большое количество интересных эффектов, имеющих место в бесщелевом графене, для практической реализации многих электронных устройств наряду с высокой подвижностью носителей заряда необходимо наличие щели в энергетическом спектре образца. Такая запрещенная зона может возникать в графене помещенном на подложку. В монослойном графене на подложке h-BN запрещенная зона составляет 53 мэВ [3,4], на подложке SiC ≈ 0.26 эВ [3]. К появлению запрещенной зоны также может привести наличие примесей и дефектов. В примесной структуре на основе графена – гидриде графена (графане) энергетическая щель по разным оценкам составляет 3.5 - 6.1 эВ [5-7], а в соединении фтора и графена (флюорографене) – 3.0 - 7.1 эВ [8,9].

В работе [11] изучено влияние статического и переменного электрических полей, поляризованных вдоль одной оси на проводимость графена со щелью. Особенности энергетического спектра графена и структур на его основе, в частности, неаддитивность спектра, может приводить к интересным кинетическим явлениям [12-14]. В данной работе рассматриваются эффекты, связанные с неаддитивностью энергетического спектра графена, а именно, изучается возможность управления плотностью тока графена электрическими полями, ориентированными перпендикулярно к изучаемому направлению протекания тока.

Энергетический спектр электронов в щелевой модификации графена в приближении сильной связи имеет вид

$$\varepsilon(\vec{p}) = \pm \sqrt{\Delta^2 + t^2 [1 + 4 \cos(p_y d / \sqrt{3}) (\cos(p_x d) + \cos(p_y d / \sqrt{3}))]}, \quad (1)$$

где $t \approx 2.7$ эВ, $d = 3a/2\hbar$, $a = 0.142$ нм – расстояние между соседними атомами углерода в графене, $\vec{p} = (p_x, p_y)$. Разные знаки относятся к зоне проводимости и валентной зоне. Наличие запрещенной зоны в спектре (1) позволяет вести расчеты в однозонном приближении, накладывая условия на параметры внешних полей и температуру.

Рассмотрим отклик графена на действие постоянного и переменного электрических полей. $\vec{E} = (E_{1x} + E_{0x} \cos \omega t, E_{1y} + E_{0y} \cos \omega t)$ – суммарная напряженность электрического поля, E_1 – модуль напряженности постоянного электрического поля, E_0 и ω – амплитуда и частота переменного электрического поля. Плотность тока j_x текущего вдоль оси x определяется по формуле

$$j_x = e \sum_p v_x(\vec{p}) f(\vec{p}), \quad (2)$$

где e – заряд электрона, $f(\vec{p})$ – неравновесная функция распределения носителей. Для нахождения функции распределения носителей использовано классическое уравнение Больцмана в приближении постоянного времени релаксации. Будем считать электронный газ невырожденным.

Скорость движения электронов вдоль оси x имеет вид

$$v_x = - \frac{2dt^2 \cos(p_y d / \sqrt{3}) \sin(p_x d)}{\sqrt{\Delta^2 + t^2 [1 + 4 \cos(p_y d / \sqrt{3}) (\cos(p_x d) + \cos(p_y d / \sqrt{3}))]}}. \quad (3)$$

Разложив скорость носителей в ряд Фурье по двум переменным p_x и p_y , подставив решение уравнения Больцмана в (2) после преобразований, получим окончательное выражение для плотности тока

$$\begin{aligned} j_x = j_0 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \{ \sum_{m=1}^{\infty} A_{0m} C_{0m} \sin \varphi_{km} J_k(m\alpha_x) \cos(m\alpha_x \sin \omega t - k\omega t - \varphi_{km}) + \\ + \sum_{n,m=1}^{\infty} A_{nm} C_{nm} [\sin \varphi_{knm}^+ J_k(m\alpha_x + n\alpha_y) \cos((m\alpha_x + n\alpha_y) \sin \omega t - k\omega t - \varphi_{knm}^+) + \\ + \sin \varphi_{knm}^- J_k(m\alpha_x - n\alpha_y) \cos((m\alpha_x - n\alpha_y) \sin \omega t - k\omega t - \varphi_{knm}^-)] \}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $j_0 = ednt / \pi^2$, n – концентрация электронов в зоне проводимости, $J_n(x)$ – функция Бесселя 1-го рода n -го порядка, v – частота столкновений, $\Omega_x = eE_{1x}d$, $\Omega_y = eE_{1y}d / \sqrt{3}$,

$$\sin \varphi_{km} = \frac{v}{\sqrt{v^2 + (m\Omega_x + k\omega)^2}}, \quad \sin \varphi_{knm}^{\pm} = \frac{v}{\sqrt{v^2 + (m\Omega_x \pm n\Omega_y + k\omega)^2}},$$

$$\alpha_x = eE_{0x}d / \omega, \quad \alpha_y = eE_{0y}d / \sqrt{3}\omega, \quad \delta = t / k_B T, \quad \gamma = (\Delta / t)^2,$$

$$C_{nm} = \frac{1}{C} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \cos(mx) \cos(ny) \exp(-\delta \sqrt{\gamma + 1 + 4 \cos(y)(\cos(x) + \cos(y))}) dx dy,$$

$$C = \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \exp(-\delta \sqrt{\gamma + 1 + 4 \cos(y)(\cos(x) + \cos(y))}) dx dy,$$

$$A_{nm} = \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{-\cos(y) \sin(x) \sin(mx) \cos(ny) dx dy}{\sqrt{\gamma + 1 + 4 \cos(y)(\cos(x) + \cos(y))}}.$$

Усредняя (3) по времени легко получить выражение для постоянной составляющей плотности тока

$$\begin{aligned} j_x = j_0 \sum_{k=-\infty}^{\infty} \{ \sum_{m=1}^{\infty} A_{0m} C_{0m} \sin \varphi_{km} \cos \varphi_{km} J_k^2(m\alpha_x) + \\ + \sum_{n,m=1}^{\infty} A_{nm} C_{nm} [\sin \varphi_{knm}^+ \cos \varphi_{knm}^+ J_k^2(m\alpha_x + n\alpha_y) + \sin \varphi_{knm}^- \cos \varphi_{knm}^- J_k^2(m\alpha_x - n\alpha_y)] \}. \end{aligned} \quad (5)$$

Представим результаты для эпитаксиального графена на подложке SiC, энергетический спектр которого обладает запрещенной зоной $2\Delta \approx 0,26$ эВ. Были выбраны следующие параметры системы: $n \approx 10^{10}$ см⁻², $v \approx 10^{11}$ с⁻¹, $T \approx 70$ К, $j_0 \approx 0.1$ А·см⁻¹.

Условия применимости однозонного приближения: $k_B T \ll 2\Delta$, $\hbar\omega \ll 2\Delta$, $eE\lambda \ll \varepsilon_g$, λ – средняя длина свободного пробега носителей заряда (для графена $\lambda \approx 10^{-4} - 10^{-5}$ см), ε_g – ширина зоны проводимости ($\varepsilon_g = 3t$). Сделаем численные оценки: $\Delta = 0.13$ эВ, $\nu \approx 10^{11} - 10^{12}$ с $^{-1}$, $T \leq 300$ К, $\omega \leq 10^{13}$ с $^{-1}$, $E \leq 10^5$ В·см $^{-1}$.

Из формулы (5) видно, что постоянная составляющая плотности тока, текущего вдоль оси x , зависит не только от напряженности постоянного и амплитуды переменного электрических полей, ориентированных вдоль этой оси, но и от параметров полей ориентированных перпендикулярно. Это следствие неаддитивности энергетического спектра графена (полная энергия электронов графена не является суммой ее компонент по двум взаимноперпендикулярным направлениям). Ключевую роль в рассматриваемых эффектах играют столкновения электронов с решеткой. Интеграл столкновений выбран в данной задаче в приближении постоянного времени релаксации. Использование этого приближения, не смотря на свою простоту, дает результаты, которые хорошо согласуются с численным расчетом и экспериментом как для полупроводников и полупроводниковых сверхрешеток [14], так и для графеновых структур.

Численный анализ (5) показал, что постоянная составляющая плотности тока с ростом величины напряженности постоянного электрического поля, амплитуды и частоты переменного электрического поля испытывает сложные осцилляции. На рис.1 представлены графики зависимости постоянной составляющей плотности тока от амплитуды переменного электрического поля для разных значений напряженности постоянного и частоты переменного электрических полей, ориентированных вдоль оси x . Даже при отсутствии постоянного электрического поля вдоль оси x возможно упорядоченное движение заряженных частиц вдоль этого направления. На рис.1 (a, b) представлены такие случаи для разных значений амплитуды напряженности продольного переменного поля. Меняя амплитудное значение напряженности поперечного поля, можно менять знак тока, протекающего в продольном направлении.

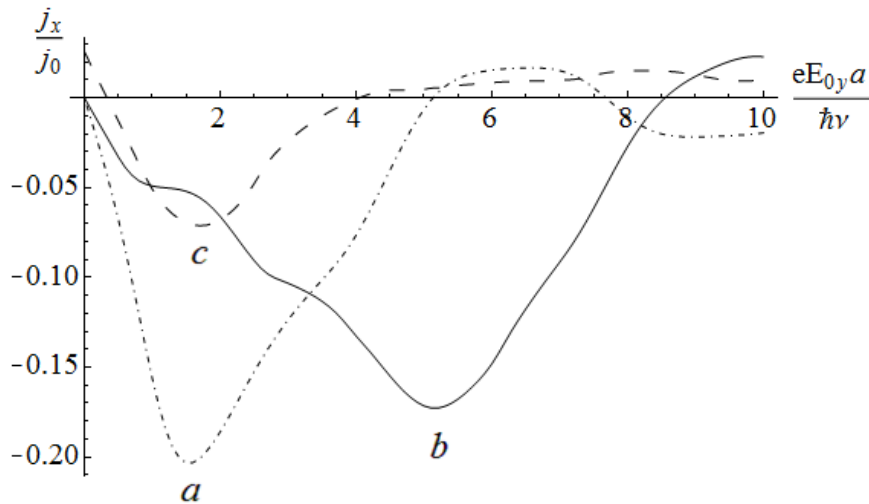


Рис.1 Постоянная составляющая плотности тока от переменного электрического поля при $\omega/\nu=2.0$ a) $aeE_{0x}/\hbar\nu = 1.0$; $aeE_{1x}/\hbar\nu = 0.0$; $aeE_{1y}/\hbar\nu = 1.0$; b) $aeE_{0x}/\hbar\nu = 5.0$; $aeE_{1x}/\hbar\nu = 0.0$; $aeE_{1y}/\hbar\nu = 1.0$; c) $aeE_{0x}/\hbar\nu = 1.0$; $aeE_{1x}/\hbar\nu = 1.0$; $aeE_{1y}/\hbar\nu = 1.0$.

В результате численного анализа была установлена возможность управления в достаточно широких пределах плотностью тока графена электрическими полями, ориентированными перпендикулярно к изучаемому направлению протекания тока.

В заключение сформулируем кратко основные результаты и выводы из проделанной работы:

1. Исследован отклик щелевой модификации графена на внешние постоянное и переменное электрические поля без использования низкоэнергетического приближения для энергии носителей заряда, что позволяет изучать эффекты в более широкой области параметров приложенных электрических полей.

2. Выявлен осцилляционный характер зависимости постоянной составляющей плотности тока от величины напряженности постоянного электрического поля, амплитуды и частоты переменного электрического поля. Выявлен эффект абсолютной отрицательной проводимости.

3. Неаддитивность энергетического спектра графена приводит к взаимной зависимости движений носителей заряда вдоль перпендикулярных друг другу направлений. Постоянная составляющая плотности тока, текущего вдоль оси x , зависит не только от напряженности постоянного электрического поля, направленного вдоль этой оси, но и от параметров полей ориентированных перпендикулярно.

4. Выявлен эффект смены направления постоянного тока при определенных значениях амплитуды колебаний продольного электрического поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках проектной части государственного задания, код проекта: 3.2797.2017/4.6.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.H. Castro Neto et.al. // *Reviews of Modern Physics*. 2009. V. 81. P. 109.
2. E.V. Castro et.al. // *Phys.Rev.Lett*. 2007. V. 99. P. 216802.
3. S.Y. Zhou et al. // *Nature Mater*. 2007. V. 6. No 10. P. 770.
4. G. Giovannetti et al. // *Phys. Rev. B*. 2007. No 76. P. 073103.
5. J.O. Sofo et.al. // *Phys.Rev. B*. 2007. №75. P. 153401.
6. D.S. Elias et al. // *Science*. 2009. V. 323. P. 610.
7. F. Karlicky et al. // *J. Chem. Phys*. 2012. V. 137. P. 034709.
8. R.R. Nair et al. // *Small*. 2010. V. 6. P. 2877.
9. H. Sahin et al. // *Phys. Rev. B*. 2011. V. 83. P. 115432.
10. S. Das Sarma et al. // *Reviews of Modern Physics*. 2011. V. 83. P. 407.
11. П.В. Бадикова, С.Ю. Глазов // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2015. Т.79. No 12. С.1650.
12. Д.В. Завьялов и др. // *ФТТ*. 2009. Т. 51. В. 10. С. 2033.
13. С.В. Крючков и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2010. Т. 74, No 12. С. 1759.
14. С.В. Крючков, Е.И. Кухарь. // *ФТП*. 2016. Т. 50. В. 2. С. 218.
15. Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов “Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками” М.: Наука, 1989.

Моделирование метаповерхностей из сферических диэлектрических частиц

Ж.О. Домбровская

¹*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова. Физический факультет, кафедра математики*

dombrovskaya@physics.msu.ru

Для проектирования функциональных покрытий с заданными свойствами на основе метаповерхностей необходимо решать обратную задачу. При ее решении производится многократное решение прямой задачи (т.е. расчеты электродинамических характеристик метапленки) с направленно изменяемыми оптимизационными параметрами. Поэтому актуальна разработка как алгоритмов непосредственно проектирования, так и эффективных методов решения прямой задачи. Последние могут быть либо численными, либо аналитическими.

Аналитические методы подразумевают использование некоторой физической модели. Они относятся к сверхбыстрым, так как решение сводится к расчету по явной формуле. Физические модели позволяют получить достаточно много информации о качественном (и нередко количественном) поведении решения. Эта информация оказывается исключительно полезной при уточнении деталей численных методов и анализе полученных результатов. Однако все такие модели являются приближенными и имеют определенные границы применимости. Для учета переотражений от подложки, на которой располагается структура, изотропная метапленка заменяется эквивалентным однородным тонким слоем [1], т.е. фиктивной границей раздела. Однако даже в нерезонансном случае возможность такого перехода не имеет аргументированного обоснования.

Задача оптимизации геометрических параметров метапленки из сферических частиц на подложке является экстремальной. Однако отклик структуры имеет резонансный характер, поэтому экстремумов может быть несколько, то есть решение не единственно. Для устранения нефизичных ответов необходимо сформулировать корректную постановку, основанную на подробном анализе модели метапленки. Это сводится к ограничению множества допустимых значений параметров и постановке задачи на условный экстремум. Кроме того, предварительный анализ зависимости отклика метапленки от варьируемых параметров показывает, что имеются участки крайне медленного изменения (практически горизонтальные плато), на которых стандартные методы минимизации нередко дают сбой [2, 3]. Актуальна разработка подходов, позволяющих сделать решение экстремальной задачи единственным и улучшить надёжность работы алгоритмов оптимизации.

В данной работе исследованы границы применимости и дана оценка точности ряда известных моделей метапленки из сферических частиц. Для нерезонансного случая предложена модель замены изотропной метапленки оптически эквивалентным однородным тонким слоем с частотно зависимой толщиной.

Поставлены и решены задачи проектирования безотражательного покрытия на основе метапленки для одной длины волны и в диапазоне длин волн. Сформулированы физически корректные ограничения на геометрические параметры метапленки. Предложен и программно реализован метод, выделяющий единственное решение и значительно повышающий надёжность оптимизации. Проведено моделирование метапленочного безотражательного покрытия из теллурида свинца на германиевой подложке в дальневолновом среднем ИК-диапазоне.

Приведем некоторые результаты. На рисунке 1 показаны спектры отражения $|R(\lambda)|^2$, соответствующие оптимальным геометрическим параметрам. Жирными темно-серыми линиями выделены участки, для которых справедливо дипольное приближение [4, 5]. Жирными серыми линиями показано отражение от границы раздела без покрытия. Для сравнения жирной светло-серой линией показано отражение от линзы, покрытой оптимизированной тонкой пленкой из Итрана-2.

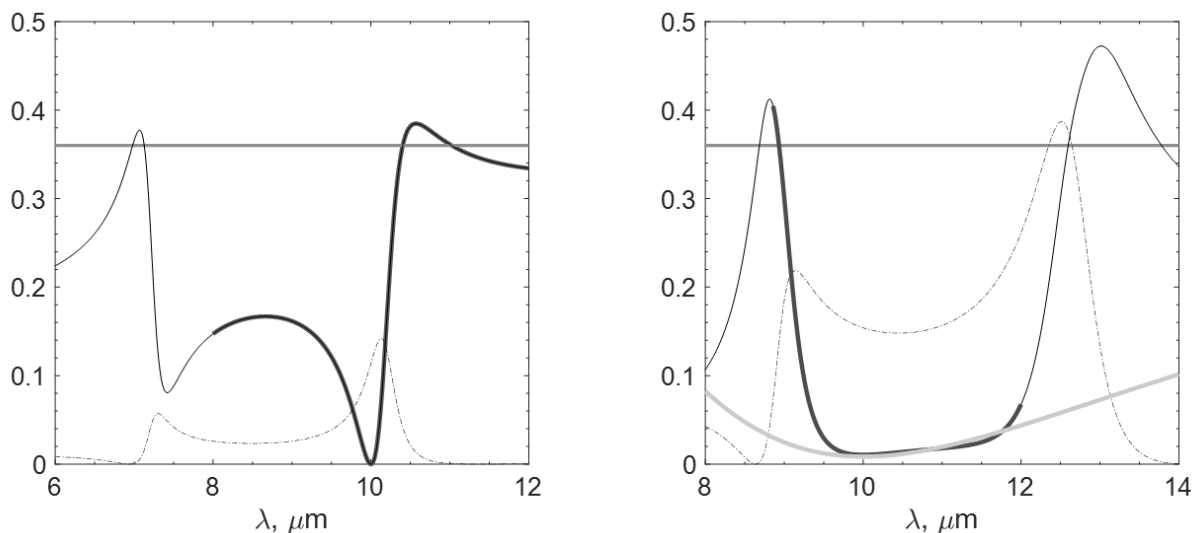


Рисунок 1. Спектры отражения. Обозначения – см. текст.

Видно, что использование однослойного тонкопленочного покрытия не позволяет добиться нулевого отражения, но обеспечивает малое отражение (~1-8 %) во всем рассматриваемом диапазоне. В свою очередь, покрытие на основе метаповерхности ведет себя двояко. Оно позволяет получить нулевое отражение на выбранной длине волны, то есть работает как идеальный фильтр (левый рисунок). Либо это покрытие может играть роль широкодиапазонного фильтра (правый рисунок). При этом видно, что границы этого диапазона определяются положением электрического и магнитного дипольных резонансов (пунктирные линии).

ЛИТЕРАТУРА

1. V.E. Babicheva, M.I. Petrov, K.V. Baryshnikova et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 2017. V. 34. P. D18.
2. Ж.О. Домбровская // Вычислительные методы и программирование: Новые вычислительные технологии (Электронный научный журнал). 2017. Т. 18. С. 455.
3. Zh.O. Dombrovskaya, A.N. Bogolyubov // Math. Meth. Appl. Sci. 2018. [подано в печать]
4. Г.В. Белокопытов, А.В. Журавлев // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2008. V. 11, No 1. P. 41.
5. Zh.O. Dombrovskaya, A.V. Zhuravlev, G.V. Belokopytov et al. // Phys. Wave Phenom. 2016. V. 41. P. 96.

Дисперсионные свойства оптической волноводной моды тонкой лево-ориентированной пленки на право-ориентированной нелинейной подложке вблизи частоты ноля групповой скорости

Д.А. Конкин¹, Н.Р. Литвинова², Р.В. Литвинов¹

¹Отделение Автоматизации и Робототехники, Инженерная Школа Информационных Технологий и Робототехники, Национальный Исследовательский Томский Политехнический Университет

²Кафедра Телекоммуникаций и Основ Радиотехники, Томский Государственный Университет Систем Управления и Радиоэлектроники

konkinda@inbox.ru

В тонкой пленке на основе лево-ориентированного метаматериала с воздушной покровной средой и право-ориентированной диэлектрической подложкой суммарная мощность, переносимая оптической волноводной модой, при определенных условиях может обращаться в ноль, что приводит к обращению в ноль и ее групповой скорости [1, 2]. При этом мощности в пленке и подложке оказываются одного порядка по абсолютной величине. Это позволяет управлять дисперсионными свойствами моды за счет нелинейного оптического отклика подложки [3]. Ниже представлены результаты анализа частотной дисперсии постоянных распространения быстрых волноводных мод лево-ориентированной пленки на подложке с Керровской нелинейностью вблизи частот ноля групповых скоростей.

Используя результаты работ [2-4], дисперсионное уравнение, неявно определяющее зависимость постоянных распространения β быстрых волноводных мод TE -типа тонкой лево-ориентированной пленки от частоты ω , для случая малых возмущений диэлектрической проницаемости немагнитной подложки за счет эффекта Керра и воздушной покровной среды можно представить в форме:

$$F_L(\omega, \beta) - F_{NL}(\omega, \beta) = 0 \quad (1)$$

$$F_L = \mu\gamma(\alpha_s + \alpha_c)\cos\gamma h + (\alpha_c\alpha_s\mu^2 - \gamma^2)\sin(\gamma h) \quad (2)$$

$$F_{NL} = (\gamma\cos\gamma h + \mu\alpha_c\sin\gamma h)\mu\alpha_s\chi|E_s|^2\eta(\omega)/4 = F\eta(\omega) \quad (3)$$

где $\alpha_c = (\beta^2 - (\omega/c)^2)^{1/2}$; $\alpha_s = (\beta^2 - \varepsilon_s(\omega/c)^2)^{1/2}$; $\gamma = (\varepsilon_f\mu(\omega/c)^2 - \beta^2)^{1/2}$; ε_s – невозмущенная диэлектрическая проницаемость подложки; c – скорость света в вакууме; $\varepsilon_f = 1 - (\omega_p/\omega)^2$ и $\mu = 1 - f(\omega^2/(\omega^2 - \omega_m^2))$ есть диэлектрическая и магнитная проницаемости лево-ориентированной пленки; ω_p , ω_m , f и h есть плазменная частота, частота магнитного резонанса, фактор заполнения и толщина пленки, соответственно; χ – нелинейная восприимчивость третьего порядка материала подложки; E_s – значение функции, описывающей поперечное распределение электрической напряженности TE -моды, на границе пленка-подложка; $\eta(\omega)$ – безразмерная функция, описывающая зависимость интенсивности светового поля $I = |E_s|^2\eta(\omega)$ от частоты.

Величина E_s является постоянной интегрирования нелинейного волнового уравнения. В работах [3,4] указывалось, что аналогичная величина может быть выражена через мощность, переносимую волноводной модой. В лево-ориентированной пленке мощность, переносимая модой, и, как следствие, ее групповая скорость v_g обращаются в ноль на некоторой частоте ω_0 [2]. Поэтому вблизи этой частоты необходимо использовать другую физическую величину для адекватной оценки значения E_s . Ниже для этого используется величина $\chi|E_s|^2$ (см. уравнение (3)), которая равна локальному возмущению относительной диэлектрической проницаемости подложки $\Delta\varepsilon$ на границе с пленкой за счет эффекта Керра ($\Delta\varepsilon = \chi|E_s|^2$). Значение $\Delta\varepsilon$

либо близко к максимальному локальному возмущению диэлектрической проницаемости подложки, либо равно ему.

Частотная дисперсия невозмущенной диэлектрической проницаемости подложки ϵ_s пренебрежимо мала в сравнении с дисперсией метаматериала и ниже не учитывается. Диапазон частот, в котором пленка является лево-ориентированной, можно определить из условий $\epsilon_f < 0$ и $\mu_f < 0$ [2].

Анализ решений уравнения (1) показывает, что дисперсионная зависимость $\beta(\omega)$ отдельно взятой волноводной моды лево-ориентированной пленки, как на линейной подложке [2], так и на нелинейной, в общем случае обладает точкой с координатами (ω_0, β_0) , в которой ее групповая скорость v_g обращается в ноль, $v_g = d\omega/d\beta = 0$ ($d\beta/d\omega = \infty$). Частота ω_0 и соответствующая ей постоянная распространения β_0 могут быть определены как корни дисперсионного соотношения (1) и уравнения $d\omega/d\beta = (\partial(F_L - F_{NL})/\partial\beta)/(\partial(F_L - F_{NL})/\partial\omega) = 0$.

В окрестности частоты ω_0 функция $\beta(\omega)$ может быть найдена в приближенной форме

$$(\beta - \beta_0)^2 = 2(\omega_0 - \omega + W(\omega)) \cdot \frac{\partial F_L / \partial \omega|_{\omega_0, \beta_0}}{\partial^2 F_L / \partial \beta^2|_{\omega_0, \beta_0}}, \quad (4)$$

где

$$W(\omega) = \frac{F(\omega_0, \beta_0)\eta(\omega)}{(\partial F_L / \partial \omega|_{\omega_0, \beta_0}) - F(\omega_0, \beta_0)(\partial \eta(\omega) / \partial \omega)}. \quad (5)$$

Из формулы (4) следует, что точки ноля групповых скоростей мод пленки на нелинейной подложке смещены относительно аналогичных точек мод пленки на линейной подложке вдоль оси частот на величину $W(\omega)$.

На рисунке 1 показаны зависимости расстройки постоянной распространения $\Delta\beta = \beta - \beta_0$ от частотной расстройки $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ волноводной моды TE_2 . Случаю линейной

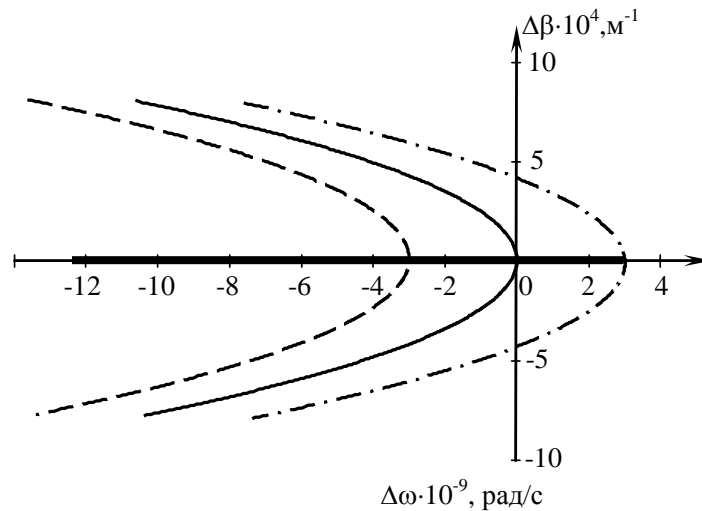


Рисунок 1 – Зависимости расстройки $\Delta\beta$ волноводной моды TE_2 лево-ориентированной пленки от частотной расстройки $\Delta\omega$ для линейной подложки ($\chi=0$, сплошная кривая) и для подложек с положительной и отрицательной нелинейностью ($\chi=\pm 2 \cdot 10^{-20}$ м/В², пунктирная и штрихпунктирная кривые, соответственно). Толстая линия расположена на оси абсцисс соответствует случаю выравнивания фазовых скоростей в волновом пакете т.е. пакету с относительной спектральной интенсивностью $\eta_{comp}(\omega)$.

подложки ($\chi=0$), нелинейной с положительной восприимчивостью $\chi>0$ и нелинейной с

$\chi < 0$ отвечают сплошная, пунктирная и штрихпунктирная кривые, соответственно. При расчете этих кривых считалось, что световая интенсивность не изменяется с частотой ($\eta(\omega)=1$), а возмущения относительной диэлектрической проницаемости подложки на границе с пленкой равны $\Delta\epsilon=10^{-3}$. Остальные параметры принимались равными: $\epsilon_s=2$; $h=330$ nm; $\omega_p=3,461 \times 10^{15}$ рад/с; $\omega_m=1,631 \times 10^{15}$ рад/с, $f=0.5$; $|\chi|=2 \times 10^{-20}$ м/В². Для этих параметров координаты точки ноля групповой скорости на зависимости $\beta(\omega)$ TE_2 -моды пленки на линейной подложке имеют значения: $\omega_0 \approx 1,751 \times 10^{15}$ рад/с, $\beta_0 \approx 1,019 \times 10^7$ м⁻¹.

В случае изменения световой интенсивности при варьировании частоты дисперсионные кривые будут трансформироваться. Для любой воображаемой кривой, находящейся в пространстве между сплошной и пунктирной кривой, или между сплошной и штрихпунктирной кривой, можно подобрать соответствующую функцию $\eta(\omega)$. Функцию $\eta_{comp}(\omega)$, для которой расстройка $\Delta\beta$ будет равна нолю ($\beta=\beta_0$), нетрудно определить из соотношений (4) и (5) в следующем виде:

$$\eta_{comp}(\omega) = \frac{\left(\partial F_L / \partial \omega \Big|_{\omega_0, \beta_0} \right)}{2F(\omega_0, \beta_0)} (\omega - \omega_0). \quad (6)$$

Все спектральные составляющие узкополосного спектра TE_2 -мод со спектральной плотностью интенсивности $I=|E_s|^2 \eta_{comp}(\omega)$, возбужденных в тонкой лево-ориентированной пленке на не нелинейной подложке, будут иметь одинаковые постоянные распространения равные величине β_0 . Этому случаю на рис.1 соответствует отрезок на оси абсцисс, выделенный толстой линией. Следует ожидать, что медленно меняющаяся во времени амплитуда узкополосного волнового пакета, соответствующая такому спектру, будет иметь групповую скорость равную нолю. Световое поле такого волнового пакета будет находиться в области его первоначального возбуждения неограниченно долго.

Таким образом, эффекты, связанные с компенсацией дисперсии постоянных распространения волноводных мод тонкой лево-ориентированной пленки вблизи частот ноля их групповых скоростей за счет управляемого частотно-модулированного нелинейного отклика подложки, открывают перспективы для разработки новых интегрально-оптических линий задержек и элементов оптической памяти.

ЛИТЕРАТУРА

1. I.V. Shadrivov, A. A. Sukhorukov, Y.S. Kivshar // Phys. Rev. E 2003, V. 67. No 5. P. 057602.
2. D.A. Konkin et al. // Quantum Electronics 2016 V. 46 No 11. P. 1040
3. S.A. Taya, H.M. Kullab, I.M.Qadoura // J. Opt. Soc. Am. B 2013. V. 30 No 7 P.2008
4. I. Stegeman, C. T. Seaton and J. Ariyasu // J. Appl. Phys. 1985 V. 58 No. 7 P. 2453

Отражательные свойства статистически неоднородных метапленок

А.В. Журавлев, Ж.О. Домбровская, Г.В. Белокопытов
Физический факультет Московского государственного университета им.М.В.Ломоносова
anton2048@gmail.com

При создании метаматериалов, как правило, стремятся воспроизводить образцы с регулярной периодической структурой. Однако в процессе их изготовления неизбежны отклонения от периодичности, которые прежде всего проявляются как статистические вариации размеров метаатомов и как случайные смещения их положений относительно узлов идеальной периодической решетки.

Случайные отклонения оказывают влияние на электромагнитный отклик метапленок. В частности, они являются одним из факторов, затруднявших реализацию отрицательной рефракции в метаматериалах. При этом роль случайных вариаций становится более существенной с уменьшением размеров метаатомов.

Влияние неупорядоченности на электрофизические свойства метаматериалов исследовалось преимущественно теоретически (см. обзор [1]). В работе [2] было экспериментально установлено значительное влияние неидентичности частиц метапленки на величину коэффициентов прохождения и отражения волн СВЧ. При этом в достаточно разреженных метапленках оказалось возможным описать эффект как результат статистического усреднения коэффициентов прохождения и отражения по ансамблю регулярных метапленок, различающихся размером метаатомов. Вместе с тем, процедура статистического усреднения была предложена в [2] в значительной степени из эвристических соображений.

Для более строгого обоснования статистического усреднения сопоставим две электродинамические задачи – расчета коэффициентов прохождения и отражения метапленки и расчета дальнего поля излучения системы диполей, составляющих ограниченный образец такой же метапленки. Для простоты будем считать выполненными следующие условия. Во-первых, положим, что электрическая и магнитная поляризуемости метаатомов, составляющих метапленку, изотропна, и соответствующие тензоры, $\alpha^{e,m}$ – скаляры. Во-вторых, безразмерные параметры $\Pi_{e,m} = \alpha^{e,m} / l^3$, где l – постоянная решетки метапленки, удовлетворяют требованию

$$\Pi_{e,m} < 3. \quad (1)$$

Это требование позволяет пренебречь взаимным влиянием рассеянных полей соседей на поле, рассеянное метаатомом. В-третьих, малость коэффициента отражения:

$$k_0 l \cdot \Pi_{e,m} < \cos \theta^i, \quad (2)$$

где θ^i – угол падения электромагнитной волны на метапленку, k_0 – ее волновое число.

При выполнении условий (1) и (2) формулы [3] для коэффициентов отражения и прохождения сводятся к виду:

$$T = 1 - i \frac{k_0}{2l^2 \cos \theta^i} (\alpha^{(1)} + \alpha^{(2)}), \quad R = \mp i \frac{k_0}{2l^2 \cos \theta^i} (\alpha^{(1)} - \alpha^{(2)} \cos 2\theta), \quad (3)$$

где $\alpha^{(1)} = \alpha^e$, $\alpha^{(2)} = \alpha^m$ для падающей ТЕ-волны и $\alpha^{(1)} = \alpha^m$, $\alpha^{(2)} = \alpha^e$ для ТМ-волны. Однако данный подход эффективен только для регулярных периодических структур,

для статистически неоднородных метапленок самосогласованные уравнения оказываются слишком сложными.

Расчет дальнего поля излучения системы диполей, составляющих ограниченный образец с $M \times N$ ячейками и возбуждаемых плоской однородной электромагнитной волной с амплитудой E_0 , дает следующий результат. Для поля отраженной волны, имеющей ТЕ-поляризацию:

$$\vec{E}^r(\vec{R}) = -\vec{e}_y \frac{MNk_0^2 E_0}{4\pi R} (\alpha^e + \alpha^m \cos 2\theta^i). \quad (4)$$

Для волны, рассеянной вперед, складываются напряженности полей исходной, падающей волны и вторичных волн, расходящихся от метаатомов:

$$\vec{E}^t(\vec{R}) = \vec{e}_y E_0 \left[1 - \frac{MNk_0^2}{4\pi R} (\alpha^e - \alpha^m) \right]. \quad (5)$$

Между амплитудными коэффициентами прохождения и отражения метапленки и амплитудами волн, рассеянных конечным образцом под соответствующими углами имеют место очевидные линейные соотношения: $R = C_0 |E^r| / E_0$, $T = C_0 |E^t| / E_0$.

Сравнивая с учетом их формулы (4) и (5) с (3), приходим к выводу, что оба подхода: использования эффективных граничных условий [3] и суммирования рассеянных волн, дают одинаковый результат при условии

$$C_0 = \frac{i4\pi R}{2l^2 k_0 \cos \theta^i MN}. \quad (6)$$

Однако достоинство второго подхода состоит в том, что он позволяет легко произвести обобщение расчетов на случай, когда метапленка оказывается неидеальной.

Действительно, в реальных метапленках составляющие их частицы неидентичны, и их резонансные частоты испытывают разброс. Кроме того, метаатомы испытывают смещения из плоскости метапленки, вследствие чего рассеиваемые ими волны приобретают дополнительный фазовый сдвиг, для каждой частицы свой. Наконец, метаатомы могут испытывать нерегулярные смещения относительно узлов в плоскости метапленки. Для того, чтобы учесть указанные обстоятельства, обобщим соотношения для коэффициентов отражения и прохождения следующим образом:

$$R = \frac{C_0}{E_0} \sum_{m,n} [\alpha^e(D_{mn}, \omega) + \alpha^m(D_{mn}, \omega) \cos 2\theta^i] \exp(i\delta_{mn}(\omega)), \quad (7)$$

$$T = 1 + \frac{C_0}{E_0} \sum_{m,n} \alpha^e[(D_{mn}, \omega) - \alpha^m(D_{mn}, \omega)], \quad (8)$$

где D_{mn} – диаметр частицы, расположенной вблизи узла (m, n) , $\delta_{mn}(\omega)$ – дополнительная фазовая задержка, обусловленная смещением центров частиц из плоскости метапленки. Для рассеяния назад (отражения) $\delta_{mn}(\omega) = \frac{2\omega}{c} \zeta_{mn} \cos \theta^i$, где ζ_{mn} – линейное смещение соответствующей частицы, причем $\zeta_{mn} > 0$, если смещение из плоскости метапленки происходит навстречу детектору отраженной волны.

Для рассеяния вперед малые смещения частиц перпендикулярно плоскости метапленки не играют роли: опережение по фазе вынужденных колебаний вследствие

приближения частицы к источнику первичной волны в точности компенсируется фазовой задержкой за счет увеличения ее расстояния до детектора.

Соотношения (7) и (8) являются приближенными и верны в рамках модели независимых рассеивателей и при условии, что смещения метаатомов из узлов достаточно малы. В противном случае становятся существенными явления, которыми мы пренебрегали, прежде всего – взаимное влияние метаатомов и рассеяние в стороны.

Если D_{mn} и $\delta_{mn}(\omega)$ варьируются случайным образом, то коэффициенты прохождения и отражения также являются случайными величинами, и характеристиками метапленки являются средние значения коэффициентов отражения \bar{R} и прохождения \bar{T} . Пусть D_{mn} и $\delta_{mn}(\omega)$ – независимые случайные величины, функции распределения которых являются гауссовскими:

$$w(D) = (1/\sqrt{2\pi} \cdot \sigma) \exp\left[-(D - \bar{D})^2 / 2\sigma^2\right], \quad w(\delta) = 1/(\sqrt{2\pi} \cdot \Delta) \exp\left[-\delta^2 / 2\Delta^2\right]. \quad (9)$$

Тогда для математических ожиданий \bar{R} и \bar{T} имеют место следующие формулы

$$\bar{R} = \frac{C_0}{E_0} \sum_{m,n} \int [a_1(D, \omega) + b_1(D, \omega)] w(D) dD \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \Delta^2\right), \quad (10)$$

$$\bar{T} = 1 + \frac{C_0}{E_0} \sum_{m,n} \int [a_1(D, \omega) - b_1(D, \omega)] w(D) dD. \quad (11)$$

Сравнивая соотношения (10) и (11) с формулами (4) и (5), приходим к выводу, что для статистически неоднородных метапленок средние значения коэффициентов прохождения и отражения можно найти, производя усреднение по распределению размеров метаатомов и учитывая (для коэффициента отражения) эффект случайных смещений частиц из плоскости метапленки:

$$\bar{T} = \int T(D) w(D) dD, \quad (12)$$

$$\bar{R} = \int R(D) w(D) dD \cdot \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{2\omega}{c} \zeta_0 \cos\theta^i\right)^2\right], \quad (13)$$

где ζ_0 – стандартное отклонение положений частиц от плоскости метапленки.

Проведенное нами рассмотрение объясняет причины успеха процедуры усреднения [2] и указывает на ограничения, необходимые для ее состоятельности: малую поверхностную плотность частиц и малость их случайных смещений из узлов в направлении, перпендикулярном плоскости идеальной решетки. Проведенный анализ допускает обобщение на случай прохождения и отражения при наклонном падении, а также на случаи несферических диполей, и частиц с анизотропной поляризуемостью.

В докладе приводятся численные иллюстрации, которые демонстрируют практическую полезность изложенного подхода.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Chipouline et al. //Advances in OptoElectronics. V. 2012. Article ID 161402.
2. G.V. Belokopytov et al. //Physics of Wave Phenomena. 2015. V. 23. No 1, P. 39.
3. C. Holloway et al. // IEEE Trans. 2005. V. EC-47. No 4. P. 853.

Разработка и изготовление молекулярного одноэлектронного транзистора с изолированными боковыми затворами

Е.К. Морозова¹, В.Р. Гайдамаченко¹, С.А. Дагесян¹, Е.С. Солдатов¹, Е.К. Белоглазкина²

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, лаборатория «Криоэлектроника»

²МГУ им. М.В. Ломоносова, химический факультет

morozova.ek15@physics.msu.ru

В современной электронике наблюдается тенденция к снижению характерных размеров устройств, они становятся компактнее, увеличивается плотность их упаковки. В наше время достигнута, вероятно, предельная производительность для классических устройств, а, следовательно, необходимо переходить на новую элементную базу. Многообещающим элементом в этой области является молекулярный одноэлектронный транзистор, представляющий собой систему из зарядового центра, соединенного с электродами истока и стока туннельными переходами предельно малой емкости. Характерной его особенностью является коррелированное туннелирование электронов с истока на зарядовый центр, а затем на электрод стока, осуществляемое под действием напряжения управляющих электродов [1]. Возможная область применения таких устройств чрезвычайно широка: от точнейших измерительных приборов до квантового компьютера и квантового клеточного автомата.

Хотя технологически удалось реализовать такой транзистор, остался ряд проблем, связанных с его корректной работой. Одна из них: утечка заряда с истока на электрод затвора.

Для решения этой проблемы необходимо изготовить надежную изоляцию электродов затвора. В данной работе предложена и реализована следующая методика: на кремниевой подложке, покрытой диоксидом кремния, с помощью напылительной

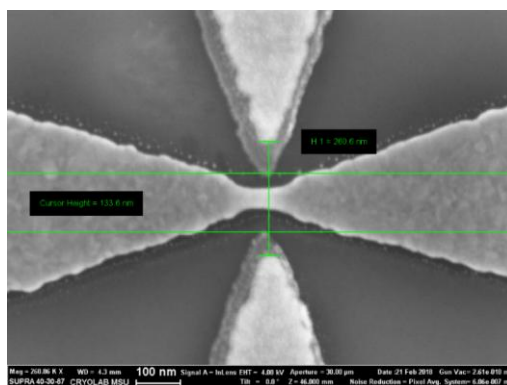


Рис. 1. Типичный вид нанопровода после «взрыва» маски; светлые участки – металлическая пленка, «ореол» вокруг затворов – пленка оксида алюминия.

установки L560, сканирующего электронного микроскопа Supra40 с литографической приставкой Raith, была создана структура нанопроводов из золота, служащая заготовкой для формирования электродов транзистора. Далее была разработана и сформирована методами нанолитографии маска в позитивном резисте РММА А2 с «окнами» над электродами затвора. После этого на всю наноструктуру был напылен слой оксида алюминия (Al_2O_3) толщиной 30 нм и удалены все неэкспонированные участки резиста (произведён «взрыв» маски). Таким образом, в результате получена наноструктура, в которой пленка оксида алюминия полностью изолирует затвор, не затрагивая нанопровода (рис. 1), что, учитывая необходимость максимальной близости боковых затворов к нанопроводу (в нашем случае 70-80 нм), требовало высокой

точности совмещения маски затвора с самим затвором. Полученный результат показывает достижение весьма высокой точности совмещения – около 20 нм.

Затем образец был помещён в раствор молекул ауофильного производного терпиридина на основе родия, имеющих длину 4 нм, закрепляющихся на поверхности нанопроводов в процессе «самосборки». После подключения наноструктуры к измерительной системе с помощью бондера WEST-BOND были проведены измерения электронного транспорта между нанопроводом и затвором, которые показали на всех образцах отсутствие тока между ними (порядка нескольких пА) вплоть до напряжения 50В, т.е. сопротивление изоляции превышает 1 ТОм (рис. 2).

В дальнейшем образец подвергается процессу электромиграции — постепенному уменьшению сечения нанопровода при пропускании по нему тока высокой плотности,

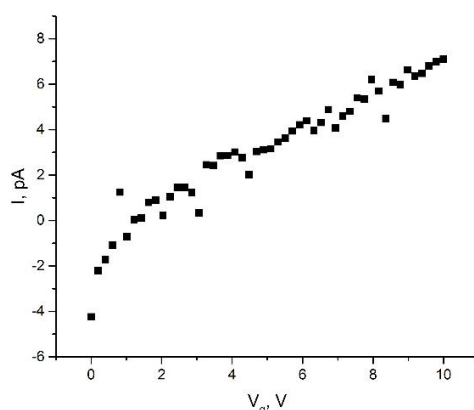


Рис. 2. Типичный вид вольтамперной характеристики для тока утечки между туннельными и управляющими электродами.

завершающемуся после прекращения пропускания тока самопроизвольным разрывом оставшегося от нанопровода квантового провода в результате релаксации возникших в образце за время изготовления механических напряжений [2]. В образующийся зазор встраивается молекула ауофильного производного терпиридина, образуя тем самым зарядовый центр для туннелирования через него электронов [3].

Таким образом, в данной работе разработан и реализован вариант молекулярного нанотранзистора с изолированными боковыми затворами и измерено сопротивление изоляции — 1 ТОм. Такое значение является более чем достаточным для правильной работы транзистора и получения корректных вольтамперных и управляющих характеристик.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Konstantin Likharev: // Proceedings of the IEEE 87, no. 4, 606-632 (1999).
2. S.A. Dagesyan et al. // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2015. – Т. 28. – №. 3. – С. 787-790.
3. V. Gaydamachenko, E. Beloglazkina, R. Petrov et al. // Micro- and Nanoelectronics – 2016: Proceedings of the International Conference (October 3–7, 2016, Zvenigorod, Russia): Book of Abstracts. — MAKS Press Moscow, 2016. — P. 170.

Описание добротности таммовского плазмон-поляритона в рамках временной теории связанных мод

П.С. Панкин^{1,2}, С.Я. Ветров^{2,3}, И.В. Тимофеев^{3,2}

¹Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН

²Сибирский федеральный университет

³Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

p.s.pankin@mail.ru

Таммовский плазмон-поляритон (ТПП) – это поверхностная мода, которая реализуется, когда свет запирается между двумя зеркалами: фотонным кристаллом (ФК) и металлом [1]. ТПП нашел применение во многих приложениях оптоэлектроники и нанофотоники, поэтому актуальна задача о нахождении добротности ТПП и ширины спектральной линии, соответствующей резонансу ТПП. В рамках временной теории связанных мод [2] резонансная линия описывается лоренцевым контуром с шириной, определяемой суммарной скоростью γ утечки энергии из резонанса:

$$\gamma = \frac{P}{2\mathcal{E}}, \quad (1)$$

где P – суммарная мощность утечки энергии в каналы, связанные с резонансом, \mathcal{E} – полная энергия, запасенная в резонансе. Чтобы найти скорость утечки энергии из ТПП, рассмотрим структуру, состоящую из ФК, сопряженного в плоскости x с металлическим слоем (Рис. 1). Элементарная ячейка ФК состоит из слоев с показателями преломления и толщинами n_a, d_a и n_b, d_b . Первый слой ФК утолщен на величину d' .

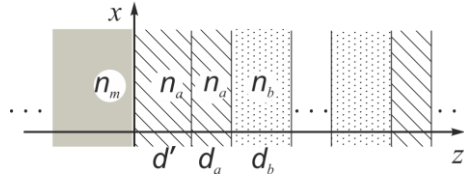


Рис. 1. ФК, сопряженный со слоем металла.

ТПП имеет три канала релаксации энергии, которые обусловлены пропусканием света через металлическое зеркало, через ФК-зеркало и поглощением в металлическом зеркале. Мощность утечки энергии в каждый из каналов пропорциональна соответствующему спектральному коэффициенту зеркала: $P \propto T_{\text{Мет}}, T_{\text{ФК}}, A_{\text{Мет}}$. Если глубина проникновения светового поля в металл мала, то запасенная в ТПП энергия распределена по объему ФК. Чтобы найти полную энергию, необходимо знать вид распределения поля по структуре. Для этого найдем решение уравнений Максвелла для плоских ТМ-волн (с компонентами E_x, E_z, H_y) в каждом i -ом слое в виде суперпозиции прямой и обратной волн, распространяющихся вправо и влево соответственно:

$$E_{xi}(x, y, z) = [E_{i+} e^{ik_{iz}z} + E_{i-} e^{-ik_{iz}z}] e^{i(k_x x - \omega t)}. \quad (2)$$

Проекция волнового вектора на ось z равна:

$$k_{iz} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} n_i^2 - k_x^2}, \quad (3)$$

где ω – частота света в вакууме, k_x – проекция волнового вектора на ось x , c – скорость света. Далее предположим, что поле спадает вглубь ФК по закону:

$E_{a,b}(z) \propto (e^{-\beta l})^m$, где m – номер ячейки ФК, l – период ФК. Магнитное поле H_{yi} записывается в виде, аналогичном (1). Выполнив сшивку полей на границах между слоями, найдем выражение для скорости спада поля вглубь ФК $e^{-\beta l}$. В частном случае четвертьволновых слоев ($n_a d_a = n_b d_b = \lambda_0/4$) и в предположении идеального металла, для которого коэффициент отражения строго равен 1, получим:

$$e^{-\beta l} = \frac{e^{2ik_{az}d'} e^{2ik_{az}d_a} - r_{ab}}{e^{2ik_{az}d'} - r_{ab}}, \quad (4)$$

где r_{ab} – коэффициент Френеля. Для дальнейших выкладок необходимо разложить (4) вблизи центра запрещенной зоны ФК λ_0 при малом d' . Получим следующее выражение:

$$e^{-\beta l} = -\frac{n_b}{n_a} \left(1 + \frac{4\pi^2(n_a^2 - n_b^2)}{\lambda_0^2} d'^2 \right), \quad (5)$$

На Рис. 2(а) приведены графики выражений (4) и (5), из которых видно их хорошее согласие вблизи центра запрещенной зоны. При увеличении или уменьшении d' положение ТПП сдвигается к краю запрещенной зоны, где значение $e^{-\beta l} = -1$ соответствует краевой моде ФК.

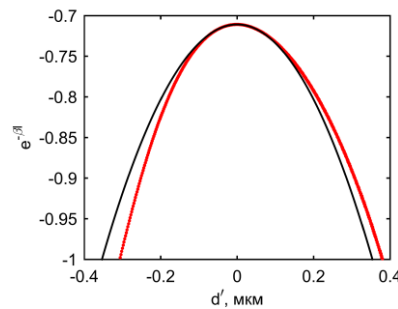


Рис. 2. Скорость спада поля вглубь ФК $e^{-\beta l}$. Уравнение (4) (красный), параболическое приближение (5) (черный). Параметры расчета: $n_a = 2.04$, $n_b = 1.45$, $n_a d_a = n_b d_b = 1.25$ мкм.

Зная вид распределения поля, можно проинтегрировать энергию в каждом слое, а затем просуммировать по m слоям ФК:

$$\varepsilon = \frac{A^2}{2\pi} \left[\left[n_a^2 d_a + n_b^2 d_b \left(\sin^2(k_{az}d) + \frac{n_a^2}{n_b^2} \cos^2(k_{az}d) \right) \right] \frac{1 - (e^{-\beta l})^{2m}}{1 - (e^{-\beta l})^2} + n_a^2 d' \right], \quad (6)$$

где A – амплитуда ТПП, $d = d_a + d'$ – толщина первого слоя ФК. Уравнение (6) переходит в ранее полученное выражение для энергии в ФК при $d' = 0$ [3]. Зная мощности утечки энергии, теперь можно из (1) найти ширину спектральной линии ТПП, а также в частном случае – ширину микрорезонаторной (дефектной) моды ФК.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Kaliteevski et.al. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. No. 16. P. 165415.
2. X.A. Хаус «Волны и поля в оптоэлектронике» М.: Мир, 1988.
3. I.V. Timofeev, D.N. Maksimov, A.F. Sadreev // Phys. Rev. B. 2018. V. 97. P. 24306.

Спектральные особенности одномерного фотонного кристалла, содержащего наноккомпозит с частицами сложной формы

П.С. Панкин^{1,2}, С.Я. Ветров^{2,3}, И.В. Тимофеев^{3,2}

¹Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН

²Сибирский федеральный университет

³Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

p.s.pankin@mail.ru

Ограничения, накладываемые на диэлектрическую проницаемость (ДП) природных материалов, сегодня успешно преодолеваются использованием вместо них наноккомпозитов (НК), содержащих металл-диэлектрические наночастицы. Рассмотрим в качестве включений НК сфероидальные частицы, состоящие из ядра с ДП $\epsilon_c = 7$ и полуосями $a_c, b_c = c_c$, покрытого серебряной оболочкой с ДП ϵ_s и полуосями $a_s, b_s = c_s$ (Рис.1(а)). Частицы однородно диспергированы в прозрачной матрице с ДП $\epsilon_m = 2.25$, и предполагаются ориентированными полярными осями вдоль оси x . ДП НК в этом случае представляется диагональным тензором с компонентами $\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz}$, которые могут быть найдены в приближении эффективной среды Максвелл-Гарнетта [1]:

$$\epsilon_{xx,yy} = \epsilon_m \left(1 + \frac{f \alpha'_{x,y}}{1 - L_s^{x,y} f \alpha'_{x,y}} \right); \quad (1)$$

$$\alpha'_{x,y} = \frac{(\epsilon_s - \epsilon_m)(\epsilon_s + L_c^{x,y}(\epsilon_c - \epsilon_s)) + \beta(\epsilon_c - \epsilon_s)(\epsilon_s + L_s^{x,y}(\epsilon_m - \epsilon_s))}{(\epsilon_m + L_s^{x,y}(\epsilon_s - \epsilon_m))(\epsilon_s + L_c^{x,y}(\epsilon_c - \epsilon_s)) + \beta L_s^{x,y}(1 - L_s^{x,y})(\epsilon_c - \epsilon_s)}, \quad (2)$$

где $\beta = (a_c b_c^2 / a_s b_s^2)^3$ – отношение объема ядра частицы к ее полному объему, f – объемная доля наночастиц в НК. Факторы деполаризации выражаются формулами:

$$L^x = \frac{1}{1 - \xi^2} \left(1 - \xi \frac{\arcsin(\sqrt{1 - \xi^2})}{\sqrt{1 - \xi^2}} \right); \quad (3)$$

$$L^y = (1 - L^x) / 2, \quad (4)$$

где $\xi = a/b$ – отношение длин полярной и экваториальной оси ядра или оболочки.

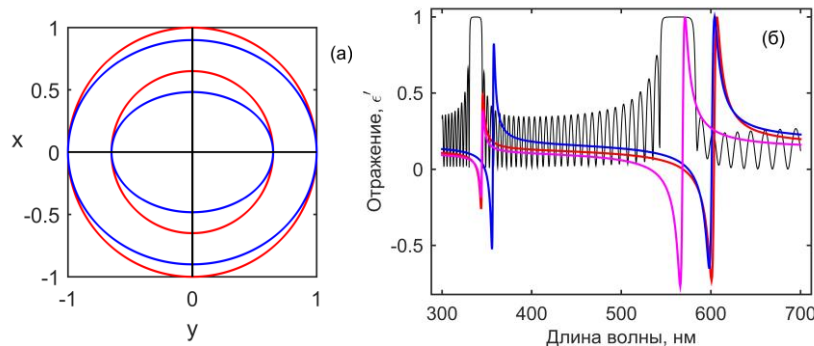


Рис. 1. (а) Геометрические параметры наночастицы с оболочкой. Случай сферы (красный), случай сфероида (синий). (б) Спектр отражения ФК (черный). Нормированная действительная часть ДП НК ϵ' . Случай сферических частиц (красный); сфероидов: ϵ'_{xx} (синий), ϵ'_{yy} (пурпурный) ($f = 0.08$).

На Рис.1(б) представлена ДП НК, вычисленная по формуле (1). Из рисунка видно, что при сплющивании частиц на 10% вдоль оси x , НК проявляет себя как одноосный кристалл с различными значениями ДП вдоль осей x и y . В определенных областях длин волн, $Re(\epsilon) < 0$, т.е. НК по своим оптическим свойствам подобен металлу.

Если совместить НК-слой с фотонным кристаллом (ФК), имеющим в тех же областях длин волн запрещенные зоны (ЗЗ) (Рис. 1(б)), то можно запереть свет между двумя зеркалами. Одно из них обладает брэгговским механизмом отражения, а другое – металлическим. Такая локализованная мода называется таммовским плазмон-поляритоном (ТПП). В спектре отражения НК-ФК-структуры ТПП проявляется в виде резонансов в ЗЗ (Рис. 2(а)) [2]. Структура настроена таким образом, чтобы при возбуждении со стороны НК-слоя отражение на резонансных длинах волн было практически нулевым – так называемые условия критической связи [3]. Для этого был взят непрозрачный ФК, состоящий из 15 периодов, а толщина НК-слоя подбиралась таким образом, чтобы коэффициенты поглощения в нем и пропускания света через него были равны. Световое поле на длинах волн ТПП локализовано вблизи границы между НК и ФК (Рис. 2(г,д)).

Из Рис.2(б,в) видно, что при сплющивании наночастиц в НК спектр отражения структуры становится поляризационно чувствительным. Спектр х-поляризованного света практически не меняется в области длинноволновой ЗЗ, в то же время перестает формироваться ТПП в коротковолновой ЗЗ. Распределение поля показывает, что резонанс в этой области теперь соответствует краевой моде ФК. Вид ДП НК (Рис. 1 (б)) также показывает, что ϵ'_{xx} имеет наибольшие отличия от случая сферических частиц именно в коротковолновой области. Спектр у-поляризованного света практически не меняется в области коротковолновой ЗЗ, в то же время перестает формироваться ТПП в длинноволновой ЗЗ. Резонанс в этой области обусловлен поглощением на резонансной длине волны ДП НК (Рис. 1(б)), которая сильно сдвигается, в то время как коротковолновая часть ϵ'_{yy} практически не отличается от случая сферических частиц.

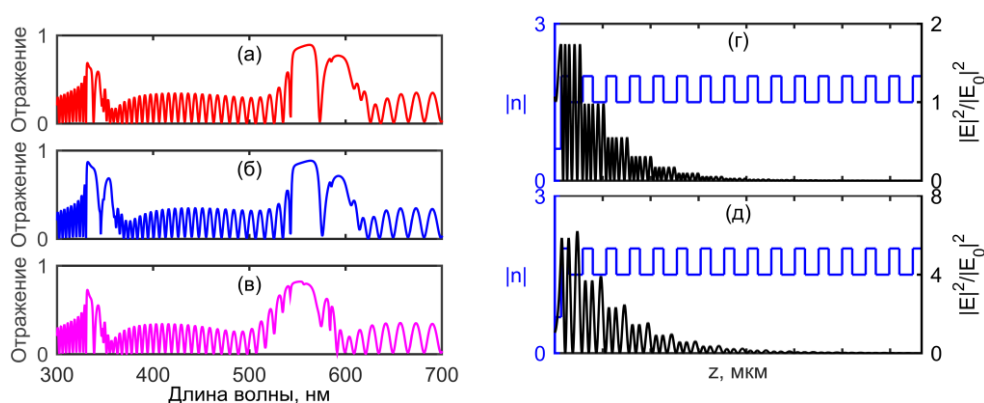


Рис. 2. Спектр отражения ФК (показатели преломления слоев $n_a = 2, n_b = 1.5$, толщины соответствуют четвертьволновым слоям $n_a d_a = n_b d_b = 422$ нм, толщина первого слоя ФК уменьшена до 170 нм), покрытого НК толщиной 130 нм. (а) Случай сферических частиц. (б) Случай сфероидов для х-поляризованного света; (в) для у-поляризованного света. Распределение показателя преломления и локальной интенсивности света для случая сферических частиц на Рис. 2(а) на длинах волн резонансов ТПП: $\lambda_1 = 338$ нм (г) и $\lambda_2 = 573$ нм (д).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Sihvola et.al. // J. of Electr. Waves and Applications. 1990. V. 4. No. 1. P. 1–26.
2. S.Y. Vetrov et. al. // J.Opt. 2016. V. 18. No. 6. P. 65106.
3. B. Auguie et.al. // J.Opt. 2015. V. 17. No. 3. P. 35003.

Исследование характеристик семейства молекул с выделенными одноатомными зарядовыми центрами для построения молекулярного транзистора

А.А. Паршинцев, В.В. Шорохов, Е.С. Солдатов
Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова
parshincev@physics.msu.ru

Металлорганические молекулы, содержащие одиночные атомы металлов, которые обладают свойствами выделенных зарядовых центров, являются перспективными кандидатами для построения атомных одноэлектронных устройств и элементов квантовых вычислительных устройств [1]. Ключевой физической особенностью металлических зарядовых центров в таких молекулах является близость по порядку величины значений характерной кулоновской энергии таких центров и дискретность их энергетического спектра.

В настоящей работе рассчитаны спектры полной энергии и одночастичные энергетические спектры электронов семейства молекул с выделенными одноатомными зарядовыми центрами на основе атомов Rh, Ru, Pt, Sc, Cr. Для расчета одночастичных энергетических спектров и спектров полной энергии использовался метод Хартри-Фока в программе квантово-химических расчетов NWChem [2]. Изучено влияние длины органических линкеров, соединяющих одноатомные зарядовые центры таких молекул с электродами молекулярного транзистора, на свойства туннелирования. Предложена модель расчета темпов туннелирования в одноатомном одноэлектронном транзисторе на основе таких молекул.

Для построения модели расчета темпов туннелирования проведено исследование зависимости ширины щели НОМО-LUMO органических линкеров, пассивированных на концах атомами серы, от их длины. Рассчитаны энергетические спектры органических линкеров разной длины. Получена зависимость ширины запрещенной зоны НОМО-LUMO от длины линкера. Исследовано поведение органических линкеров в различных зарядовых состояниях. Показано, что на органических линкерах, пассивированных серой, дополнительный заряд локализуется на концах, что в применении к одноатомному одноэлектронному транзистору на основе таких металлорганических молекул позволяет построить кулоновскую модель туннельного барьера. На основе данных расчета энергетических спектров линкеров и одноатомных металлорганических молекул с выделенными металлическими зарядовыми центрами и сравнения их спектров получены оценка на эффективную высоту и ширину туннельного барьера, возникающего в одноатомном одноэлектронном транзисторе.

По результатам исследования влияния длины органических линкеров на свойства транспортных характеристик одноатомного одноэлектронного транзистора определена минимальная длина органической цепочки, которая позволяет рассматривать такой транзистор как одноэлектронный. Изучено, как потенциал ионизации и сродство к электрону влияют на высоту эффективного потенциального барьера.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 18-32-00907.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Fuechsle et al. // Nat. Nanotechnol. 7, 242–246 (2012).
2. M. Valiev et al. // Comput. Phys. Commun. 181, 1477 (2010).

Возникновение сингулярностей поляризации световой волны в ближнем поле планарного нелинейного метаматериала.

Н.Н. Потравкин¹, И.А. Пережогин¹, Н.Ю. Кузнецов², К.С. Григорьев², В.А. Макаров^{1,2}

¹Международный лазерный центр МГУ им. Ломоносова

²Физический факультет МГУ им. Ломоносова

potrav@mail.ru

Аннотация. Исследована трехмерная пространственная структура электрического поля световой волны, взаимодействующей с обладающим сильными дисперсионными свойствами планарным метаматериалом, базовый элемент которого состоит из двух серебряных полосок. Показано, что вблизи них возникают сингулярности поляризации светового поля (*C*-линии). Вид и расположение *C*-линий определяется частотой и интенсивностью падающего на метаматериал линейно поляризованного монохроматического излучения.

Интерес к метаматериалам, демонстрирующим эффект электромагнитно индуцированной прозрачности, обусловлен возможностью их применения для управления групповой скоростью электромагнитной волны, получения “медленного света” [1], создания на их основе чувствительных сенсоров [2] и рядом других возможных приложений. Высокая степень локализации светового поля, а также чрезвычайная чувствительность плазмонных возбуждений к оптическим свойствам и геометрии базового элемента метаматериала, мотивируют исследования их нелинейных свойств [3] и стимулируют развитие эффективных численных алгоритмов моделирования, позволяющих сократить объем дорогостоящих экспериментов и решить задачи оптимизации параметров метаматериала, необходимого для получения образцов с заданными оптическими свойствами.

Нами исследовались оптические свойства метаматериала, базовый элемент которого состоит из двух серебряных полосок толщиной 20 нм, размеры которых $l_1 = 150$ нм, $l_2 = 135$ нм, $w = 65$ нм, $d = 70$ нм (см. рис. 1). Период структуры в направлениях x и y одинаков и равен $L = 520$ нм, ось z перпендикулярна плоскости рисунка. Комплексная диэлектрическая проницаемость металла $\tilde{\epsilon} = 1 - \omega_p^2 / [\omega(\omega - i\gamma)]$, где $\omega_p = 1.366 \cdot 10^{16}$ рад \cdot с⁻¹ – плазменная частота, $\gamma = 3.07 \cdot 10^{13}$ с⁻¹ – демпфирующая константа, а ω – частота распространяющейся волны. Материал полосок обладает нелинейными свойствами, проявление которых связано с тензором локальной кубической восприимчивости $\hat{\chi}^{(3)}(\omega; -\omega, \omega, \omega)$. Все его ненулевые компоненты в случае изотропной нелинейной среды выражаются через две константы: $\chi_1 = \chi_{xyxy}^{(3)}$ и $\chi_2 = \chi_{xxyx}^{(3)}$.

Прямым следствием уравнений Максвелла в случае распространения монохроматической волны в металле, обладающем нелинейными свойствами, является уравнение:

$$\text{rot rot } \mathbf{E} - \frac{\omega^2}{c^2} (\tilde{\epsilon} + 6\pi\chi_2 |\mathbf{E}|^2) \mathbf{E} - \frac{\omega^2}{c^2} (3\pi\chi_1 \sum_l E_l^2) \mathbf{E}^* = 0 \quad (1)$$

для комплексного вектора напряженности электрического поля $\mathbf{E} = \{E_x, E_y, E_z\}$. Линейно поляризованное вдоль оси x монохроматическое излучение с амплитудой \mathbf{E}^{inc} нормально падает на метаматериал вдоль оси z .

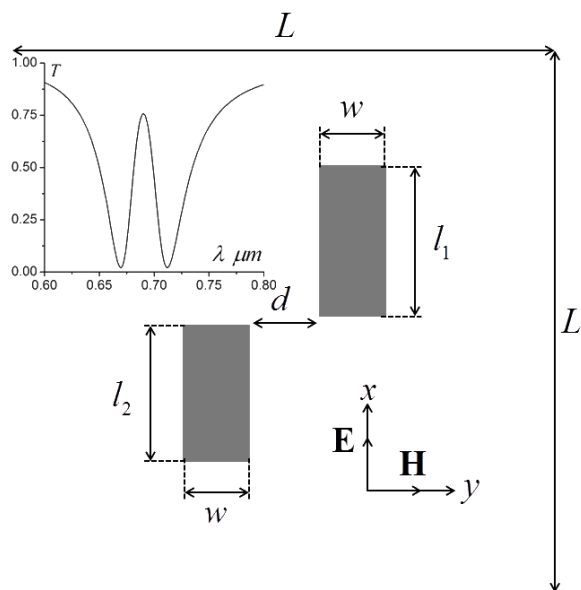


Рис. 1. Геометрия взаимодействия падающего на метаматериал вдоль оси z линейно поляризованного вдоль оси x электромагнитного излучения и зависимость коэффициента пропускания T базового элемента от длины волны λ .

Сложность численного решения системы (1) применительно к плазмонным метаматериалам заключается в сильном различии характерных масштабов изменения поля в вакууме и в металле. Поэтому необходимо учитывать даже самые мелкие изменения электрического поля, приводящие к большим вычислительным затратам из-за необходимости уменьшения объема ячеек сетки и катастрофического увеличения количества ячеек во всей расчетной области. При этом попытки учета более тонких поляризационных и нелинейных эффектов в таких структурах предъявляют повышенные требования к качеству получаемого решения и, как следствие, приводят к еще большей вычислительной сложности задачи. Для преодоления этих трудностей мы использовали метод конечных элементов высокого порядка аппроксимации, позволяющий оптимально расходовать вычислительные ресурсы при моделировании физических процессов, одновременно протекающих на различных пространственно-временных масштабах.

Высокая степень локализации светового поля, а так же сильные дисперсионные свойства метаматериала, обусловлены возникновением резонансов серебряных полосок. Наши расчеты показали, что при нормальном падении линейно поляризованного вдоль оси x монохроматического света с длиной волны, лежащей между минимумами кривой пропускания $T(\lambda)$ (соответствующими резонансам каждой из металлических полосок) появляется максимум, обусловленный их «взаимодействием» (см. рис. 1).

На рис. 2 показаны распределения фактора усиления локального поля $|\mathbf{E}|/|\mathbf{E}^{\text{inc}}|$ в сечении металлических полосок, при частотах, соответствующих экстремумам кривой $T(\lambda)$. Наши расчеты показали, что изначально линейно поляризованное монохроматическое поле при падении на метаматериал становится трехмерным ($E_{x,y,z} \neq 0$) и неоднородно поляризованным. Это иллюстрирует сложное распределение произвольно ориентированных в пространстве эллипсов поляризации (рис. 2). Вблизи метаматериала возникают замкнутые трехмерные S -линии, в каждой точке которых поляризация электромагнитного излучения циркулярна (рис. 3а). Неожиданным является существование точек пересечения этих кривых (обозначены цифрами 1 и 2). В

этих точках интенсивность электромагнитного излучения падает до нуля (рис. 3 с). В их окрестности модуль степени эллиптичности несколько раз меняется от 0 до 1 при изменении полярного угла от 0 до 2π . Расположение С-линий крайне чувствительно к частоте и интенсивности падающего линейно поляризованного монохроматического излучения.

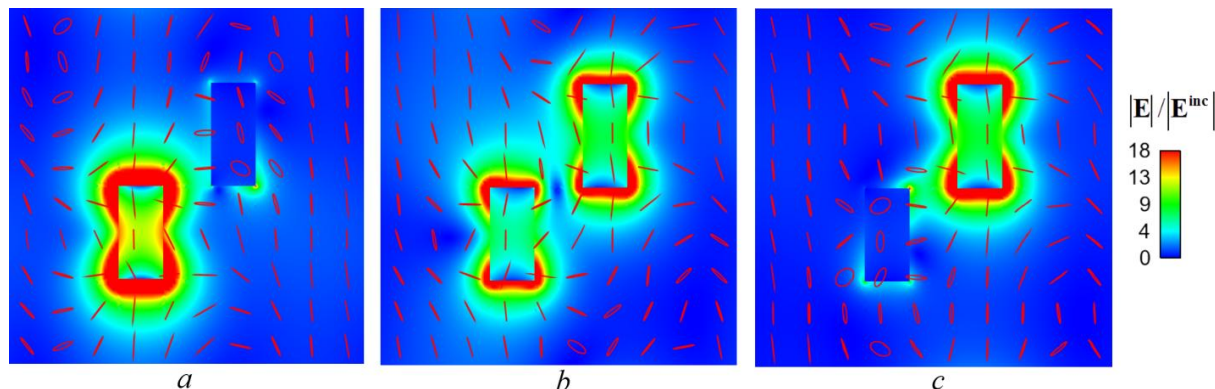


Рис. 2. Распределения фактора усиления локального поля $|\mathbf{E}|/|\mathbf{E}^{\text{inc}}|$ в плоскости $z=0$ при падении на метаматериал линейно поляризованной волны при $\lambda = 670\text{nm}$ (a), $\lambda = 690\text{nm}$ (b) и $\lambda = 712.5\text{nm}$ (c). Эллипсами изображено состояние поляризации в плоскости $z=0$.

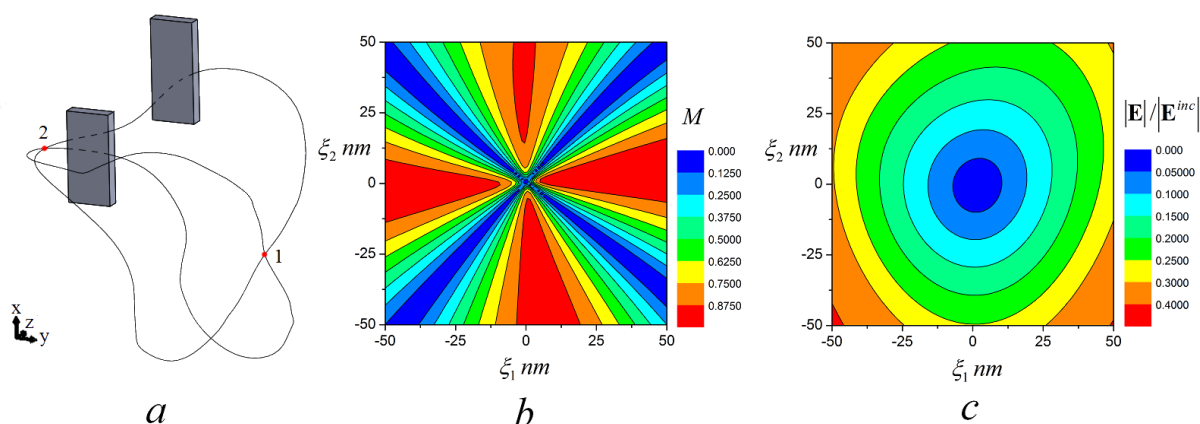


Рис 3. Линии сингулярности поляризации света с длиной волны $\lambda = 690\text{nm}$ (a), степень эллиптичности (b) и фактор усиления локального поля (c) вблизи наноразмерных полосок в плоскости, касающейся линий сингулярности в точке 1 их пересечения.

Полученные результаты представляют интерес для приложений, связанных с управлением поляризацией электромагнитного излучения на нанометровых пространственных масштабах.

Мы благодарим российский фонд фундаментальных исследований (РФФИ) за финансовую поддержку (грант № 18-32-00217).

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Zhu et al. // Opt. Express 2012, **20**(4), P. 4494–4502.
2. N. Liu et al. // Nano Lett. 2010, **10**(4), P. 1103–1107.
3. M. Kauranen and A.V. Zayats // Nature Photonics 2012, **6**, P. 737-748.

Оптический сенсор показателя преломления на основе диэлектрической градиентной метаповерхности

С.А. Родионов^{1,2}, М.А. Ремнев², В.В. Климов^{1,2,3}

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

²Всероссийский национальный исследовательский институт автоматики им. Духова (ВНИИА)

³Физический институт академии наук им. Лебедева (ФИАН)

sergeyrodionov93@yandex.ru

Введение

В настоящее время довольно востребованным направлением в науке и технике является детектирование аналита во внешней среде при помощи биосенсора [1]. Регистрирование аналита малой концентрации в различных средах, например, в воде или воздухе, является важной задачей для таких направлений как медицина, пищевая промышленность, детектирование взрывчатых веществ и т.д. Поэтому разработка высокочувствительных биосенсоров с высоким быстродействием является актуальной проблемой.

Одним из наиболее используемых и эффективных биосенсоров, является - оптический биосенсор, благодаря высокой чувствительности и быстродействию [2]. Регистрирование аналита во внешней среде оптического сенсора может осуществляется различными методами, одним из которых является метод измерения изменения показателя преломления [3]. Особый интерес вызывает исследование оптических сенсоров на основе метаповерхностей. Метаатомы (элементарные единицы метаповерхности) обладают резонансами [4, 5, 6], которые оказываются очень чувствительными к изменению параметров структуры, за счет возникновения сильного поля вблизи метаатома на резонансной частоте. В течении последних несколько лет интерес стали представлять метаповерхности с диэлектрическими наночастицами и соответственно, оптические сенсоры на основе таких метаповерхностей [4, 7, 8], благодаря слабому поглощению излучения в диэлектрических наночастицах, в отличие от плазмонных наночастиц.

К особому виду метаповерхностей стоит отнести градиентную метаповерхность [5, 9, 10, 6]. Такие структуры позволяют поворачивать волновой фронт рассеянного излучения на некоторый аномальный угол [5], что находит применение в таких устройствах, как оптические отражатели, формирователи пучка и т.д. Так как каждый метаатом настроен на свою фазу рассеяния электромагнитной волны, то метаповерхность может оказаться весьма чувствительной к изменению показателя преломления внешней среды. Подобная идея была высказана в работе [3].

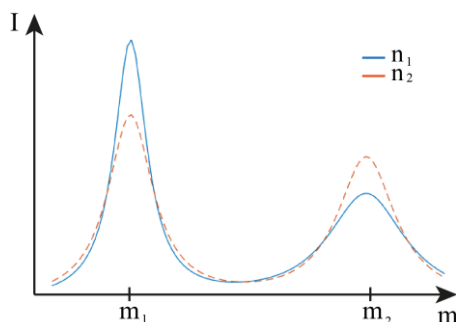


Рис.1 Перераспределение интенсивности по дифракционным максимумам, при изменении показателя преломления внешней среды.

В данной работе впервые предлагается конкретная реализация диэлектрической градиентной метаповерхности в качестве оптического сенсора. Принцип работы сенсора заключается в том, что при исходном показателе преломления, на который настроена метаповерхность, интенсивность излучения преимущественно смещена в сторону аномального прохождения, но при изменении показателя преломления раствора аналита, излучение начинает перераспределяться между двумя дифракционными максимумами (рис.1). Таким образом по изменению интенсивности I в дифракционных максимумах m можно определить присутствие и концентрацию анализируемого вещества.

Описание модели

С использование программных пакетов COMSOL Multiphysics и MATLAB была смоделирована и рассчитана модель градиентной метаповерхности, аналогичная использованной в работе [10], и сенсора показателя преломления на ее основе.

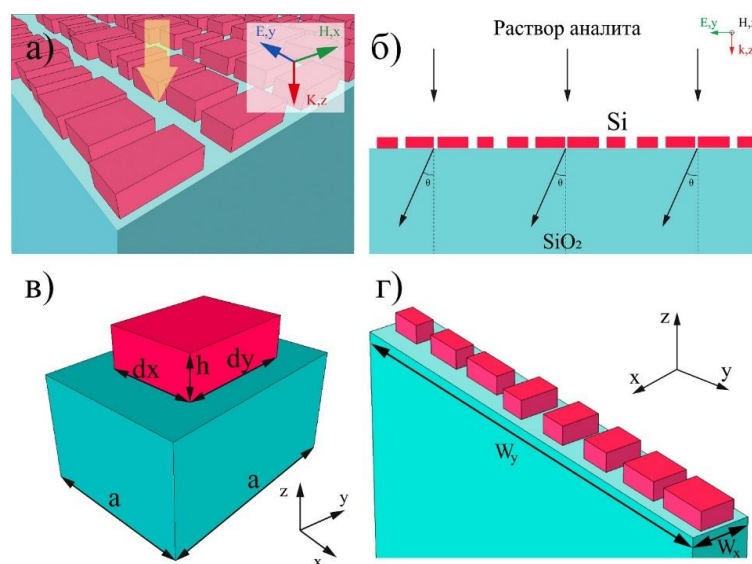


Рис.2 Структура биосенсора, исследуемая в данной работе.

Метаатомы данной метаповерхности представляют из себя наноблоки из кремния ($n_{Si} = 3.67$), расположенные на полубесконечной кварцевой подложке ($n_s = 1.45$) в окружении раствора аналита в дистиллированной воде ($n = 1.33$) (рис.2(а),(б)). Для создания суперячейки такой метаповерхности были выбраны 8 наноблоков, параметры которых представлены в таблице 1. Размеры суперячейки равны соответственно: $W_x = 850$ нм и $W_y = 6800$ нм.

Таблица 1. Параметры наноблоков.

№	1	2	3	4	5	6	7	8
dx , нм	295	505	520	530	560	320	290	290
dy , нм	360	680	545	480	415	740	660	505
ϕ , °	0	45	90	135	180	225	270	315
T , %	99	99	89	100	99	89	100	100

Со стороны раствора аналита, на структуру нормально падает плоская электромагнитная волна, поляризованная вдоль оси y , с длиной волны $\lambda = 1550$ нм и

интенсивностью $I_0 = 1 \text{ Вт/м}^2$, а прошедшая волна, за счет градиента фазы, отклоняется на некоторый аномальный угол θ (рис.2(б)), который можно рассчитать по формуле [5]:

$$\theta = \arcsin\left(\frac{1}{n_s} \frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\Phi}{dy}\right) \quad (1)$$

В формуле (1), $\frac{d\Phi}{dy}$ - градиент фазы вдоль оси y .

Чувствительность сенсора рассчитывалась по формуле:

$$S_I = \frac{1}{I} \frac{\Delta I}{\Delta n} \quad (2)$$

Результаты моделирования

Для созданной суперячейки было выполнено моделирование прохождения излучения (рис.3(а)) и распределение интенсивности по дифракционным максимумам (рис.3(б)).

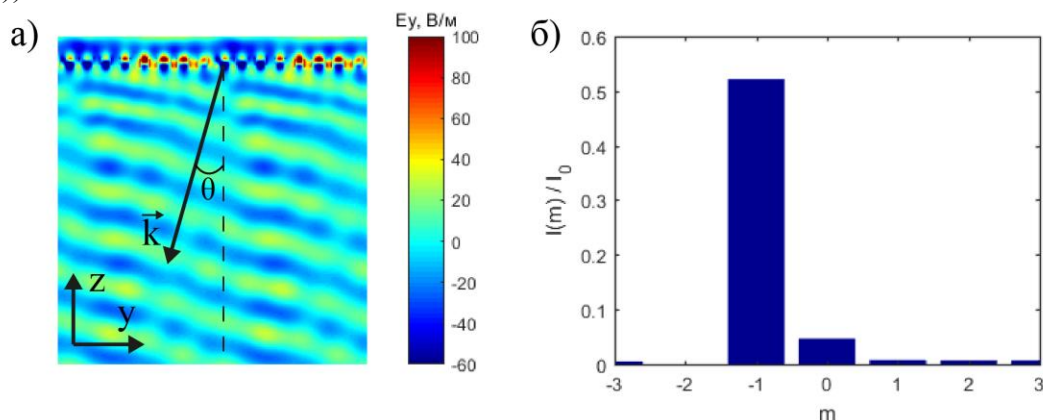


Рис.3 Прохождение излучения через метаповерхность (а) и зависимость отношения интенсивности прошедшего излучения к интенсивности падающего излучения от номера дифракционного максимума (б).

Из рис.3 видно, что волновой фронт излучения смещается на угол $\theta = -9^\circ$ и основная часть интенсивности приходит в -1 дифракционный максимум.

Принцип работы сенсора на основе градиентной метаповерхности заключается в том, что при изменении показателя преломления внешней среды, будет происходить перераспределение интенсивности между дифракционными максимумами. Это продемонстрировано на рис.4, где была построена зависимость коэффициента прохождения от номера дифракционного максимума и показателя преломления внешней среды.

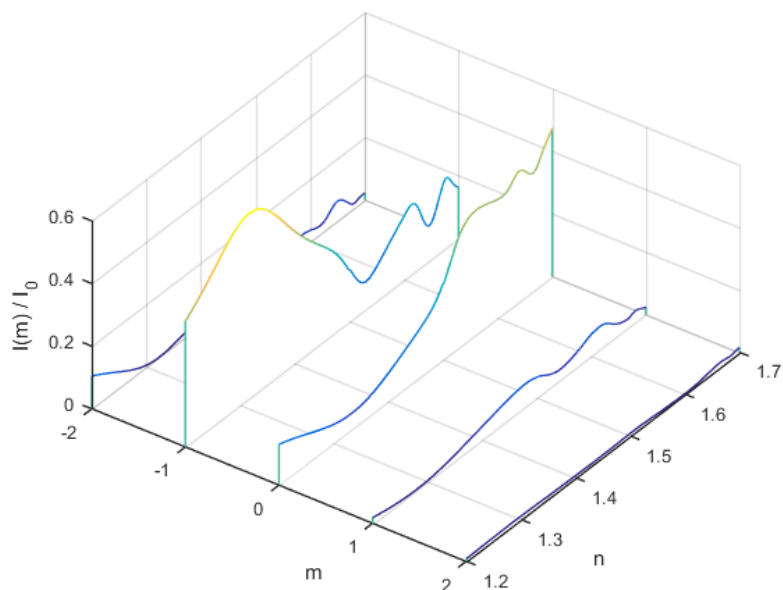


Рис.4 Перераспределение интенсивности прошедшего излучения по дифракционным максимумам, при изменении показателя преломления внешней среды.

Из рис.4 видно, что при изменении n интенсивность в максимумах перераспределяется. При увеличении n , все большая часть интенсивности смещается к $m = 0$ дифракционному максимуму. Так как при изменении показателя преломления внешней среды, интенсивность прошедшего излучения в основном изменяется в $m = -1$ и $m = 0$ дифракционных максимумах, то для дальнейших расчетов параметров сенсоров будут использованы именно эти два сигнала.

Для оценки относительной чувствительности сенсора по интенсивности, вблизи исходного показателя преломления внешней среды ($n = 1.33$), была построена спектральная зависимость S_I (рис.8).

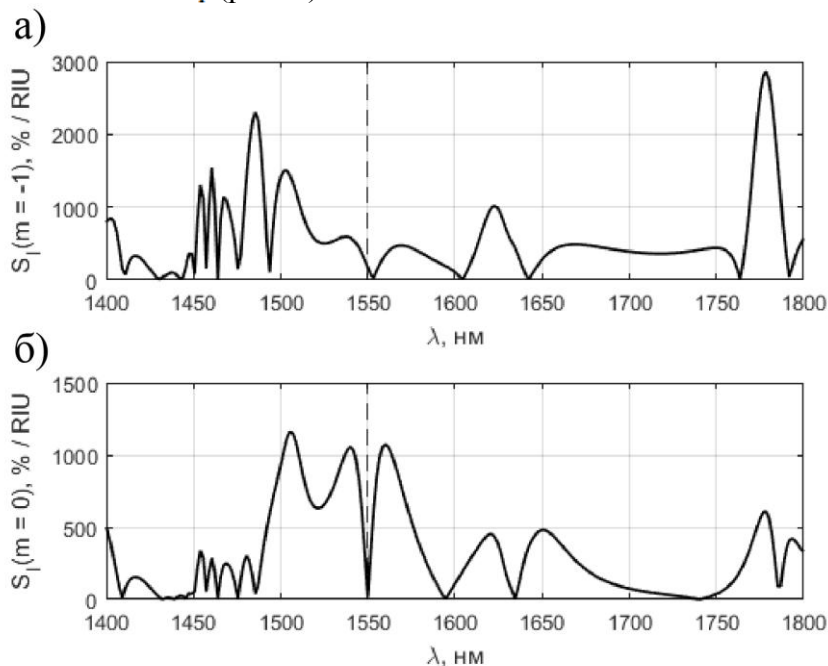


Рис.5 Зависимость относительной чувствительности сенсора по интенсивности в $m = -1$ (а) и $m = 0$ (б) дифракционных максимумах, от длины волны падающего излучения вблизи $n = 1.33$.

Из рис.5 видно, что в при $\lambda = 1550$ нм сенсор обладает низкой чувствительностью: $S_I(m = -1) = 160 \%/RIU$, $S_I(m = 0) = 53 \%/RIU$. При изменении длины волны падающего излучения, удастся добиться более высоких значений чувствительности: $S_I(m = -1, \lambda = 1778 \text{ нм}) = 2865 \%/RIU$, $S_I(m = 0, \lambda = 1505 \text{ нм}) = 1161 \%/RIU$.

Заключение

В данной работе была рассчитана модель сенсора показателя преломления на основе диэлектрической градиентной метаповерхности, а также реализован новый метод детектирования аналита, основанный на распределении интенсивности по дифракционным максимумам. Преимуществом метода является наличие нескольких сигналов, при комбинировании которых возможно улучшение чувствительности.

Настроенная метаповерхность оказалась слабо чувствительной к внешним изменениям ($S_I(m = -1) = 160 \%/RIU$), но в то же время при намеренном переходе от режима градиентной метаповерхности к рассогласованному режиму, возможно заметное увеличение чувствительности ($S_I(m = -1, \lambda = 1778 \text{ нм}) = 2865 \%/RIU$). Причем переход можно осуществить как с изменением длины волны, так и с изменением показателя преломления внешней среды. Если осуществить изначальную настройку метаповерхности на конкретную длину волны, либо конкретную внешнюю среду, а затем заменить внешнюю среду на воду, то метаповерхность будет работать в рассогласованном режиме вблизи $n = 1.33$ и удастся добиться более высоких значений чувствительности. Также возможно увеличение чувствительности путем замены диэлектрических частиц на металлические, так как сильные ближние поля более чувствительны к внешним изменениям.

Авторы благодарят РФФИ (грант №18-02-00315) за финансовую поддержку данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Oral Biol // Craniofac Res., 2016, 6(2): 153–159.
2. P. Damborský et al. // Essays Biochem., 2016, 60(1): 91–100.
3. Y. Lee et al. // Sensors, 2017, 17(8), 1726.
4. S. Jahani & Z. Jacob // Nature Nanotechnology, 2016, Vol. 11, pages 23–36.
5. N. Yu et al. // Science, 2011, Vol. 334, Issue 6054, pp. 333-337.
6. M.A. Remnev, V.V. Klimov, Uspekhi Fizicheskikh Nauk, 2018, 188 (2) 169 – 205.
7. N. Bontempi et al. // Nanoscale, 2017,9, 4972-4980.
8. M. Decker et al. // Advanced Optical Materials, 2015, Vol. 3, Issue 6, pages 813–820.
9. A. Pors et al. // Scientific Reports, 2013, Vol. 3, Article number: 2155.
10. M.I. Shalaev et al. // Nano Lett., 2015, 15 (9), pp 6261–6266.

Дипольный отклик диэлектрического шара в среднем ИК-диапазоне

А.В. Рыбина, Ж.О. Домбровская, А.Н. Боголюбов

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет
rybina.av15@physics.msu.ru

В настоящее время аналитическое моделирование метаповерхностей производится в рамках применимости дипольного приближения [1-3]. Каждый сферический мета-атом заменяется парой электрического и магнитного диполей. Для того чтобы модель работала корректным образом, необходимо выбирать размер метаатомов, удовлетворяющий критерию применимости дипольного приближения [4]. Данная работа посвящена нахождению условий возникновения первых электрического и магнитного дипольных резонансов, которые согласуются с экспериментальными результатами.

Рассмотрим сферическую частицу из теллурида свинца PbTe. Из рис. 1а видно, что дисперсия показателя преломления в диапазоне работы тепловизора (8-12 мкм) невелика. Поэтому для дальнейших вычислений было бы удобно заменить зависимость показателя преломления от длины волны некой константой, одинаковой для всех длин волн искомого диапазона.

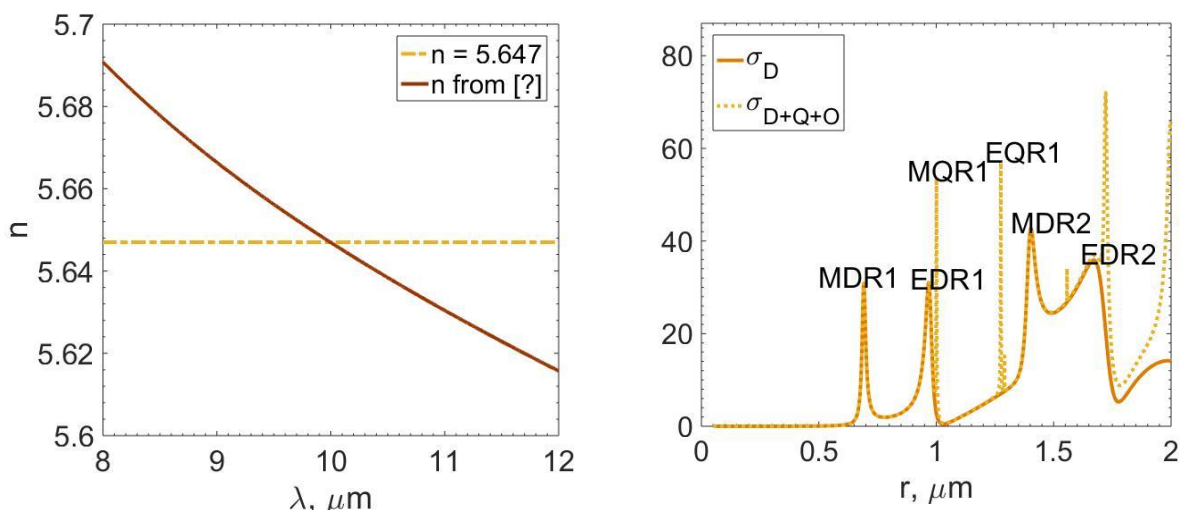


Рис. 1. а) Зависимость показателя преломления PbTe от длины волны излучения в диапазоне 8-12 мкм. б) Зависимость сечения рассеяния от радиуса сферического метаатома. Пунктирной линией отмечен дипольный вклад.

На рис. 1б продемонстрирована зависимость сечения рассеяния частицы от ее радиуса. Самым первым появляется магнитный дипольный резонанс, правее возникает электрический дипольный резонанс. Затем вклад вносит уже магнитный квадрупольный резонанс, а после и следующие члены мультипольного разложения. В рамках дипольного приближения необходимо отсечь все резонансы кроме дипольных.

Будем считать дипольное приближение применимым, если дипольный вклад в сечение рассеяния составляет не менее 95%. На рис. 2а представлен график, иллюстрирующий отношение дипольного сечения рассеяния σ_D к сечению рассеяния $\sigma_D + \sigma_K + \sigma_O$, состоящему из дипольного, квадрупольного и октупольного вкладов. Назовем отношение $\sigma_D / (\sigma_D + \sigma_K + \sigma_O)$ критерием применимости.

Область, удовлетворяющая критерию, отчеркнута горизонтальной линией. В этой области кривые для критерия применимости дипольного приближения с учетом (пунктирная линия) и без учета (сплошная линия) дисперсии практически совпадают. Они отличаются по величине меньше, чем на 1%. Графики построены для длины волны $\lambda = 8$ мкм, для которой в рассматриваемом диапазоне отклонение показателя преломления от константы наибольшее. Таким образом, замена показателя преломления на постоянный, равный 5.65, для исследуемого диапазона длин волн является правомерной.

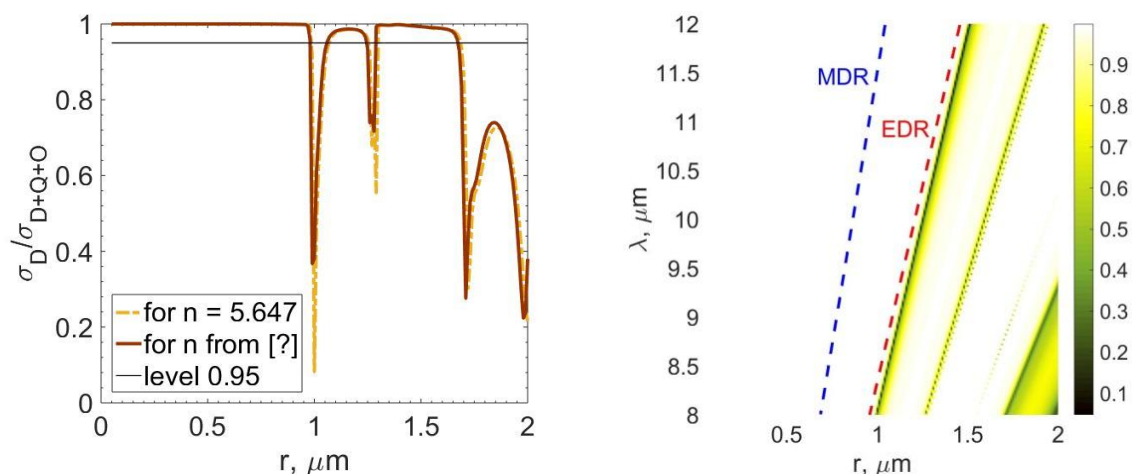


Рис. 2. а) Критерий применимости дипольного приближения для показателя преломления с дисперсией (сплошная линия) и постоянного (пунктирная линия) показателя преломления. Удовлетворяющие ему области находятся выше черной сплошной линии. б) Зависимость отношения дипольного вклада в сечение рассеяния к полному сечению (состоит из дипольного, квадрупольного и октупольного вкладов) от радиуса и длины волны.

На рис. 2б показана зависимость критерия применимости дипольного приближения от длины волны λ и линейного размера метаатома r . Белым выделены области, удовлетворяющие критерию применимости дипольного приближения, в которых дипольный вклад в сечение составляет не менее 95%. Пунктиром нанесены линии положений магнитных и электрических дипольных резонансов.

Зависимость	Уравнение прямой	Коэффициент корреляции
ЭДР	$1,3309 n + 0,7815$	0,9997
МДР	$1,9815 n + 0,3693$	1
Применимость ДП	$1,3492 n + 0,528$	0,9996

Табл. 1. Результаты аппроксимации.

Такие вычисления величины критерия применимости проводились для различных показателей преломления от 3 до 10. На рис. 5 проиллюстрированы полученные законы

для положений электрических и магнитных резонансов, а также закон для критерия применимости дипольного приближения. Видно, что для диэлектрического шара с высоким показателем преломления n в среднем ИК-диапазоне зависимость $\lambda/r(n)$ носит линейный характер.

Методом наименьших квадратов были получены уравнения прямых для зависимостей отношения длин волн падающего излучения к линейным размерам метаатомов от показателя преломления (табл. 1).

В [5] было экспериментально установлено, что первый магнитный дипольный резонанс возникает при выполнении условия $\lambda/(2r) \approx n$. В настоящей работе условие возникновения резонанса значительно уточнено. Законы для положения электрического дипольного резонанса и критерия применимости дипольного приближения были получены впервые.

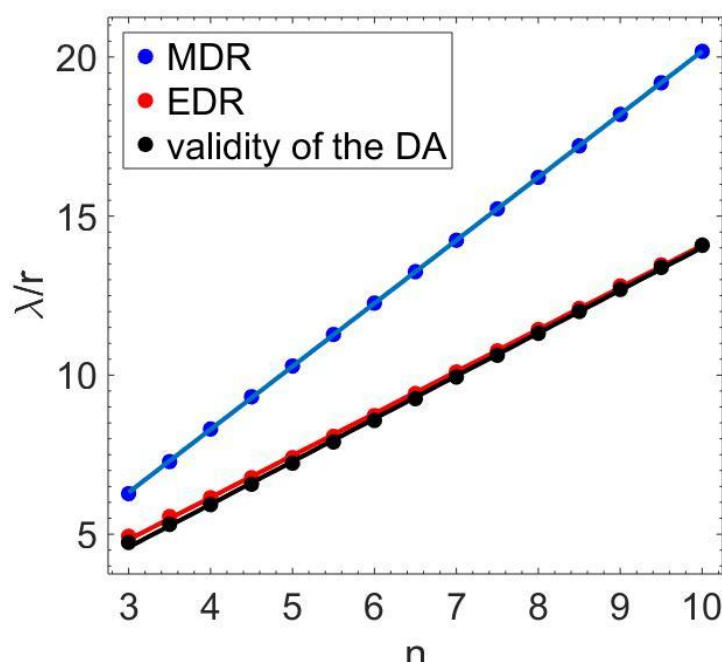


Рис. 5. Законы, описывающие положения магнитных и электрических дипольных резонансов и критерий применимости дипольного приближения.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.V. Evlyukhin et al. // Phys. Rev. B. 2010. V. 82, No 4, P. 045404.
2. C.L. Holloway et al. // IEEE Trans. Electromagn. Compat. 2005. V. 47. P. 853.
3. G.V. Belokopytov, A.V. Zhuravlev, and Yu.E. Terekhov. // Physics of Wave Phenomena. 2011. V. 19, No 4, P. 280–286
4. Г.В. Белокопытов и А.В. Журавлев. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2008, V. 11, No 1, P. 41–49.
5. A.I. Kuznetsov et al. // Sci. Rep. 2012. V. 2. P. 492.

Характеристики фрактальных многослойных структур с метаматериалами

Ю.В. Рыжикова, Ю.В. Мухартова, С.Б. Рыжиков

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет
ryzhikovaju@physics.msu.ru

Элементы со сложной пространственной структурой, в том числе обладающие фрактальными свойствами, широко используются в различных оптических устройствах, создаваемых, в частности, на основе современных нанотехнологий [1]. Среди них широкое распространение получили многослойные системы с метаматериалами.

В процессе исследования характеристик многослойных систем выяснилось, что отступление от периодичности приводит к появлению целого ряда уникальных особенностей, представляющих как практический, так и общетеоретический интерес. В частности, аперiodические многослойные структуры (АМС) применяются при создании широкополосных отражателей, оптических переключателей, элементов рентгеновской оптики, антенн с новыми оптическими свойствами, высокочувствительных сенсоров для детектирования биологических и химических агентов и других устройств [2-3]. Часто аперiodичность сочетается с наличием фрактальных признаков, проявляющихся в структуре объектов и их характеристиках. Поскольку фрактальность заметно воздействует на оптические свойства структур, существует потребность в определении степени влияния различных факторов на самоподобие их характеристик.

Цель данной работы состоит в оценке влияния изменения геометрии структуры АМС с метаматериалами на стабильность самоподобных фрагментов их оптических спектров. На рис. 1 представлен фрагмент возможной геометрической конфигурации метаматериала.

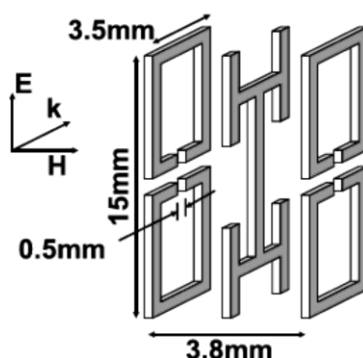


Рис. 1. Фрагмент структуры с отрицательным показателем преломления [6].

Изменения в многослойную структуру были внесены путем трансформации их геометрического принципа построения и переходом к моделям аппроксимантов [4-5]. С использованием внесения геометрических изменений в исследуемые многослойные структуры открывается возможность оказывать целенаправленное воздействие на их спектральные характеристики.

Часто многослойные структуры представляются в виде блоков элементов A и B , чередующихся по определенному закону и соответствующих различным уровням генерации [5]. Так, начальные уровни аперiodической системы Фибоначчи состоят из

элементов: $S_0 = B, S_1 = A, S_2 = AB$. При переходе к более высокому структурному уровню используются правила замещения: $A \rightarrow AB, B \rightarrow A$. Величины A, B и порядок их следования определяют в АМС чередование слоев с разными показателями преломления N_A и N_B .

В настоящей работе рассматривается модель АМС, где слои A выполнены из метаматериала, который в определенном спектральном диапазоне характеризуется отрицательным показателем преломления. При этом слои B выполнены из диэлектрика. Диэлектрическая проницаемость ε и магнитная восприимчивость μ метаматериала задаются с помощью следующих выражений [7]:

$$\varepsilon_A(f) = 1 + \frac{5^2}{0.9^2 - f^2 - if\gamma} + \frac{10^2}{11.5^2 - f^2 - if\gamma}, \quad (1)$$

$$\mu_A(f) = 1 + \frac{3^2}{0.902^2 - f^2 - if\gamma}, \quad (2)$$

где f и γ – величины, численно равные частоте, измеренной в ГГц, γ – характеризует величину потерь, $i = \sqrt{-1}$. Дискретизация величины f задается с помощью соотношения $f_k = 1.5(1 + 0.0033k)$, где $k = 0 \dots N_{\max}$ – коэффициенты дискретизации, N_{\max} – заданное дискретное значение, ограничивающее частотный интервал.

В ходе расчетов спектров отражения и пропускания АМС используется матричный подход [8]. Для более отчетливого проявления деталей спектральных зависимостей применяется логарифмическое представление: $r = -\ln(1 - R)$, где r – приведенный коэффициент отражения, R – коэффициент отражения АМС.

В результате проведенных численных расчетов было показано, что внесение метаматериалов значительно видоизменяет и усложняет структуру спектральных характеристик многослойных структур. Эти изменения могут быть проанализированы на основе использования паттерного анализа [9], базирующегося на фиксации и определении особенностей отдельных самоподобных фрагментов (паттернов) структур и характеристик рассматриваемых распределений. Регистрируя наличие и форму того или иного паттерна в характеристиках АМС, можно проводить идентификацию их особенностей. Количественные оценки структурного соответствия фиксируемых паттерных образований в спектральных характеристиках исследуемых систем выполнялись на основе корреляционного анализа и определения коэффициентов скейлинга. На рис. 2 представлена зависимость приведенного коэффициента отражения r для АМС Фибоначчи с учетом дисперсионных эффектов и потерь (1)-(2). На рис. 2, б показано изменение формы наиболее устойчивого к потерям участка спектральной зависимости $r(k)$. Коэффициенты взаимной корреляции K между кривыми 1-4 и кривой на рис 2, а ($\gamma = 0$) на участке ab находились в интервале $K = 0,99 - 0,97$ при малых потерях γ .

Полученные результаты показали, что на скейлинг в характеристиках многослойных систем существенное влияние оказывает изменение геометрического принципа их построения, в частности, переход к модели аппроксимантов и изготовление части слоев на основе метаматериалов.

Исследование устойчивости фрактальных признаков оптических характеристик АМС с учетом влияния фазовых эффектов, в частности, эффекта фазовой компенсации, показало, что наличие слоев из метаматериала оказывает заметное влияние на проявление скейлинга в оптических характеристиках рассматриваемых систем, а в

некоторых случаях – под влиянием фазовой компенсации полностью его подавляет. Этот факт следует учитывать при фиксации паттернов в спектрах отражения АМС с целью оценки особенностей их структуры.

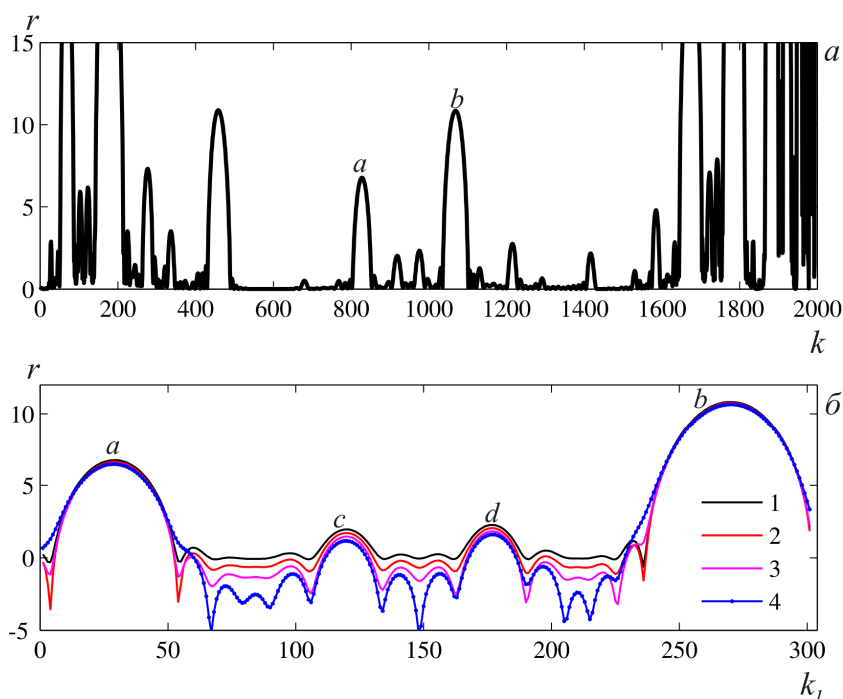


Рис. 2. Трансформация формы паттернов в спектральных характеристиках АМС Фибоначчи с учетом дисперсионных эффектов (а). Число слоев $J=64$, $n_B=1.5$, ab , $acdb$ – паттерны. Зависимости приведенного коэффициента отражения r для паттерна ab (б): 1 – $\gamma=0,01$ ГГц, 2 – $\gamma=0,05$ ГГц, 3 – $\gamma=0,1$ ГГц, 4 – $\gamma=0,2$ ГГц. k и k_1 – коэффициенты дискретизации величины f .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 18-01-00723 а).

ЛИТЕРАТУРА

1. A.A. Potapov, P.A. Ushakov, A. Kh. Gil'mutdinov // Phys. Wave Phenom. 2010. V. 18(2). P. 119.
2. А.Н. Лагарьков и др. // Вестн. Моск. Ун-та. Сер. 2. Химия. 2015. Т. 56. №3. С. 115.
3. T. Suwa et al. // Materials. 2017. V. 10. P. 1209.
4. М.Г. Давыдова, П.В. Короленко, Ю.В. Рыжикова // Вестник Моск. Ун-та. Сер. 3. Физика, астрон. 2016. №4. С. 56.
5. Y. V. Ryzhikova, P. V. Korolenko, S. B. Ryzhikov // PIERs. 2017. P. 2742.
6. J. Li et al. // Physical Review Letters. 2003. V. 90. No 8. P. 083901.
7. A. Aghajamali et al. // Optik. 2014. V. 125. P. 839.
8. Э.С. Путилин “Оптические покрытия”. СПб.: СПбГУ ИТМО, 2010.
9. M.G. Davydova, P.V. Korolenko, S.B. Ryzhikov, Yu.V. Ryzhikova // Phys. Wave Phenom. 2016. No 1. V. 24. P. 17.

Хиральное оптическое таммовское состояние на границе холестерического жидкого кристалла и многослойного сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала

Н.В. Рудакова¹, И.В. Тимофеев^{2,1}, С.Я. Ветров^{1,2}

¹Сибирский федеральный университет

²Институт физики им. Л.В. Киренского, Красноярский научный центр, СО РАН
nrudakova@sfu-kras.ru

Электромагнитный аналог таммовского электронного состояния называется оптическим таммовским состоянием (ОТС), или, иначе, таммовским плазмон-поляритоном. В этом состоянии свет локализуется на общей границе двух сред, где происходит множественное отражение. ОТС нашли применение в различных оптических структурах, используемых для разработки новых способов и устройств управления светом [1, 2]. На границе холестерического жидкого кристалла (ХЖК) [3] и сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала (СПАЗ) [4] возникает хиральное оптическое таммовское состояние (ХОТС) [5].

Многослойный СПАЗ представляет собой структуру, состоящую из чередующихся идентичных одноосных диэлектрических слоев с различными показателями преломления $n_e = \sqrt{\varepsilon_e}$ и $n_o = \sqrt{\varepsilon_o}$. Будем характеризовать его различными диэлектрическими тензорами двух соседних слоев $\hat{\varepsilon}_V$ и $\hat{\varepsilon}_H$. Число V-H пар (элементарных ячеек структуры) равно N , период структуры равен $\Lambda = 2a$, где a – толщина одного слоя. Холестерический жидкий кристалл – это оптическая хиральная среда, обладающая непрерывной винтовой симметрией тензора диэлектрической проницаемости. Для него вводятся следующие характеристики: величина шага спирали $p = 1$ мкм, L – толщина слоя холестерика, показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей $n_{\parallel} = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}}$ и $n_{\perp} = \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$ близки по значениям к n_e и n_o для СПАЗ.

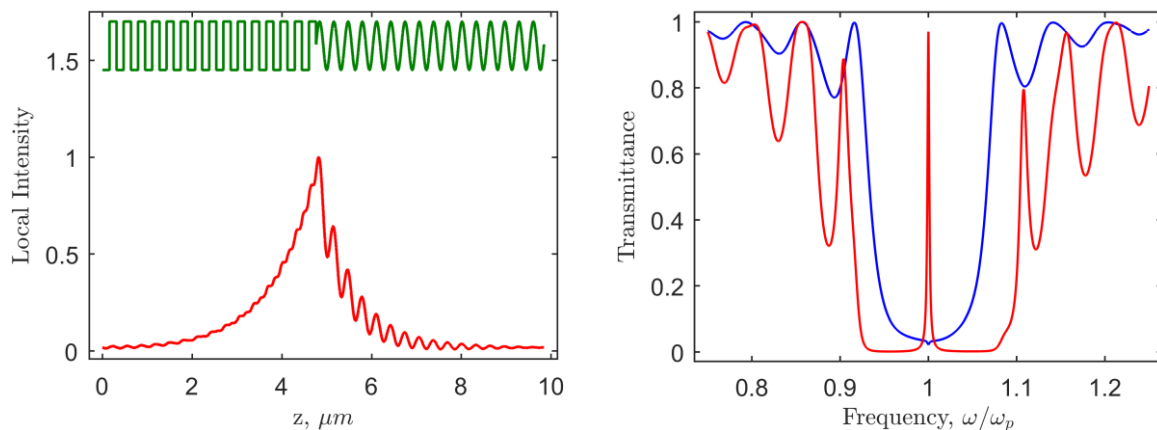


Рис. 1. а) Эффективный показатель преломления (зеленый) в зависимости от глубины z слоистой структуры и нормированная локальная интенсивность $|E|^2$ хирального оптического таммовского состояния (красный). б) Спектры пропускания для круговых поляризаций, совпадающей (красный) и противоположной (синий) по отношению к холестерику. Показатели преломления для СПАЗ и ХЖК совпадают и соответствуют значениям для нематических жидких кристаллов семейства цианофенилов: $n_o = 1.45$, $n_e = 1.7$. Длина волны в центре запрещенных зон обоих зеркал составляет $\lambda_c = \lambda_p = 1$ мкм. СПАЗ содержит 30 слоев с общей толщиной $30/2(n_o + n_e) \approx 4.76$ мкм. Слой ХЖК содержит 8 шагов спирали с общей толщиной $8 \cdot 2/(n_o + n_e) \approx 5.08$ мкм.

СПАЗ является периодической слоистой средой, которую можно считать береговым отражателем, тогда его рассмотрение можно проводить с помощью аналитических формул [6]. Выражение для коэффициента отражения:

$$r_N = \frac{CU_{N-1}}{AU_{N-1} - U_{N-2}} = \frac{C}{A - \frac{\sin(N-1)K\Lambda}{\sin N\Lambda}}, \quad \arg r_N = \theta, \quad (1)$$

где $U_N = \frac{\sin(N-1)K\Lambda}{\sin K\Lambda}$, а элементы матрицы преобразования для одной ячейки, связывающие амплитуды плоских волн в первом слое с амплитудами для первого слоя в соседней элементарной ячейке, выглядят следующим образом:

$$A = e^{ik_{1z}a} \left[\cos k_{2z}a + \frac{1}{2}i \left(q + \frac{1}{q} \right) \sin k_{2z}a \right]; \quad C = e^{ik_{1z}a} \left[-\frac{1}{2}i \left(q - \frac{1}{q} \right) \sin k_{2z}a \right]. \quad (2)$$

Здесь $k_{1z} = (\omega/c)n_e$, $k_{2z} = (\omega/c)n_o$ – волновые вектора, соответственно для первой и второй сред, $k_{2z}/k_{1z} = q$, блоховское волновое число дается выражением $\cos K\Lambda = \text{Re } A$.

Коэффициент отражения для холестерика представим в следующем виде [3]:

$$r_L = \frac{i\delta \sin \beta L}{\frac{\beta\tau}{\kappa^2} \cos \beta L + i \left[\left(\frac{\tau}{2\kappa} \right)^2 + \left(\frac{\beta}{\kappa} \right)^2 - 1 \right] \sin \beta L}, \quad \arg r_L = \chi, \quad (3)$$

здесь $\beta = \kappa \left[1 + \left(\frac{\tau}{2\kappa} \right)^2 - \left[\left(\frac{\tau}{\kappa} \right)^2 + \delta^2 \right]^{1/2} \right]^{1/2}$, $\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_{\perp} + \varepsilon_{\parallel}}{2}$, $\delta = \frac{\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\perp} + \varepsilon_{\parallel}}$, $\kappa = \frac{\omega\bar{\varepsilon}}{c}$, $\tau = \frac{4\pi}{p}$.

Уравнение на фазу χ отраженной от ХЖК волны для полубесконечного ХЖК может быть записано в виде [5]:

$$\cos 2\chi = \frac{\lambda - \lambda_c}{\Delta\lambda}, \quad (4)$$

здесь $\lambda_c = 2\pi c/\omega$ – длина волны в центре запрещенной зоны ХЖК, $\Delta\lambda = \lambda_c \delta / \bar{\varepsilon}$ – ширина запрещенной зоны ХЖК. В этих же терминах для СПАЗ также можно приближенно записать уравнение на фазу θ отраженной от СПАЗ волны:

$$\sin 2\theta \approx -\frac{\omega - \omega_p}{\Delta\omega} = \left(\frac{\omega\Lambda}{\pi c} - 1 \right) / \frac{\pi}{2} \left(\frac{1-q}{1+q} \right), \quad (5)$$

здесь $\omega_p = \pi c/\Lambda$ – частота в центре запрещенной зоны СПАЗ.

Запишем выражение для локализации поля на границе структуры СПАЗ-ХЖК, используя формулы (4) и (5), а также учитывая условия сшивки полей на границе раздела сред:

$$2\pi N = \theta + \chi + 2\varphi. \quad (6)$$

Здесь φ – угол между оптическими осями ХЖК и СПАЗ на границе раздела. Через 2φ выражается геометрическая составляющая фазы, набегавшей за цикл переотражений.

На рисунке 1а с помощью эффективного показателя преломления показана структура, состоящая из холестерического жидкого кристалла и СПАЗ в зависимости от глубины z слоистой структуры, а также нормированная локальная интенсивность $|E|^2$ для ХОТС. Из рисунка видно, что свет локализован около границы СПАЗ-ХЖК, а локальная интенсивность поля спадает экспоненциально с увеличением расстояния от этой границы. Рисунок 1б представляет спектры пропускания для двух противоположных круговых поляризаций. Для поляризации, знак которой совпадает со знаком закручивания спирали холестерика, пропускание имеет резонансный пик в центре запрещенной зоны, тогда как для поляризации противоположного знака пик отсутствует.

На рисунке 2 представлены спектры пропускания структуры, рассчитанные при помощи метода Берремана для различных положений запрещенных зон ХЖК и СПАЗ в нормированных частотах. При равенстве анизотропий запрещенная зона для ХЖК шире, чем для СПАЗ, это преимущество ХЖК-зеркала компенсируется тем, что оно отражает лишь одну круговую поляризацию. Видно, что в области частот, где запрещенные зоны ХЖК и СПАЗ полностью либо частично перекрываются, появляются резонансные пики пропускания. Их положение качественно согласуется с расчетом по уравнению (6). Количественное отличие от точного расчета проявляется вблизи угла $\varphi = -\pi/4$, когда теория предсказывает переход ХОТС в краевую моду, выход резонансного пика на край запрещенной зоны и появление пика на противоположном краю запрещенной зоны. При фиксированном $\varphi = -\pi/4$ пик наблюдается на коротковолновом краю запрещенной зоны при $\omega_c/\omega_p > 1$ и на длинноволновом краю запрещенной зоны при $\omega_c/\omega_p < 1$. На правом графике рисунка 2 приведен расчет для случая, когда толщины обоих зеркал увеличены в 10 раз. Решения уравнений (1,3) для конечных сред, изображенные красным цветом, приближаются к решениям уравнений (4,5) для полубесконечных сред, изображенным синим цветом. Приближенное уравнение (5) дает видимое различие решений. Это различие становится сколь угодно малым при стремлении нормированной анизотропии $\delta/\bar{\epsilon}$ к нулю.

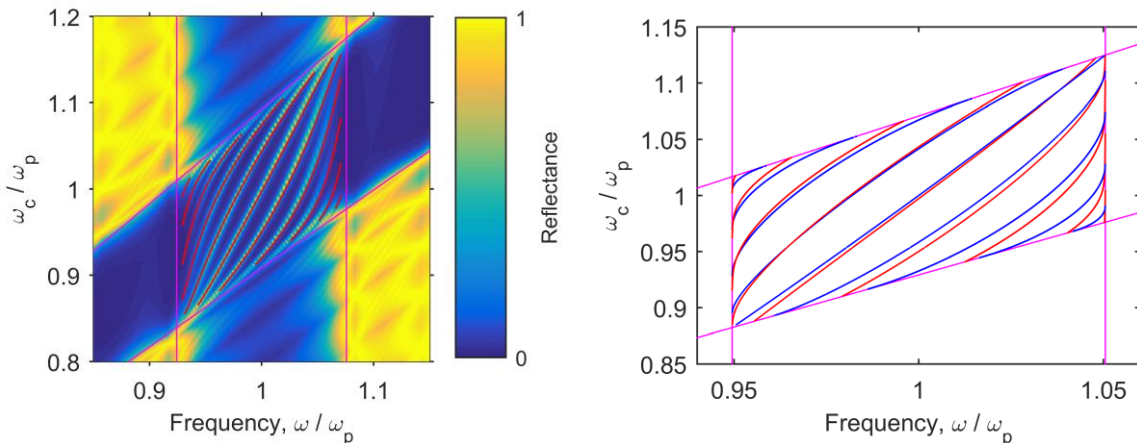


Рис. 2. Спектр пропускания при изменении шага спирали ХЖК и смещении частоты центра его запрещенной зоны ω_c . Частота центра запрещенной зоны СПАЗ – ω_p . При $\omega_c/\omega_p = 1$ параметры соответствуют рисунку 1. Угол между оптическими осями ХЖК и СПАЗ на границе раздела пробегает значения в интервале $\pi/4 \leq \varphi \leq 5\pi/4$ с шагом $\pi/10$. Прямые линии пурпурного цвета указывают границы запрещенных зон. В области перекрытия запрещенных зон приведены решения уравнения (6), с учетом уравнений (1,3) для конечных сред – красным цветом, с учетом уравнений (4,5) для полубесконечных сред – синим цветом.

Коэффициент пропускания в пиках не достигает единицы, как и на рисунке 1б. Это объясняется различием зеркал и отсутствием пространственной симметрии. На языке временной теории связанных мод [7] это называется нарушением условия критической связи. Точнее говоря, рассматриваются два основных канала релаксации ХОТС: через СПАЗ и через ХЖК. Толщина ХЖК выбирается достаточно большой, чтобы проходящее излучение имело круговую поляризацию, знак которой противоположен знаку поляризации ХОТС. Толщина СПАЗ подбирается так, чтобы выровнять скорости релаксации в каналах. Погрешность объясняется отличием поляризации от круговой и пропорциональна нормированной анизотропии $\delta/\bar{\epsilon}$.

Исследовано хиральное оптическое таммовское состояние на границе холестерического жидкого кристалла и слоистой структуры, характеризующейся чередующимися одинаковыми одноосными диэлектрическими слоями с ортогональными направлениями оптических осей. Показано, что найденное состояние является высокодобротным, а также может быть эффективно перестроено по частоте.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.V. Kavokin et al. // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 233102.
2. M. Kaliteevski et al. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 165415.
3. В.А. Беляков, А.С. Сонин “Оптика холестерических жидких кристаллов” М: Наука, 1982.
4. N.V Rudakova et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. P. 10.
5. И.В. Тимофеев, С.Я. Ветров, // Письма в ЖЭТФ 2016 Т. 104, В. 6, С. 393–397.
6. А. Ярив, П. Юх “Оптические волны в кристаллах” М.: Мир, 1987.
7. J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade “Photonic Crystals Molding the Flow of Light” 2nd edition. Princeton Univ. Press, 2008.