

СЕКЦИЯ 8. МЕТАМАТЕРИАЛЫ, ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ И ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ

Измерение изочастотных кривых магнитостатических волн в пленке железо-иттриевого граната	
<i>А.Ю. Анненков, С.В. Герус</i>	3
Масса электрона и физико-химические процессы в фотонных кристаллах	
<i>Р.Х. Гайнутдинов, М.Х. Салахов, М.А. Хамадеев</i>	5
Управление спектральными характеристиками двумерного фотонного кристалла	
<i>Ж.О. Домбровская, Г.В. Белокопытов, А.Н. Боголюбов</i>	7
Нелинейная дифракция света на поверхностных микродоменных структурах	
<i>А.В. Кондратов, М.В. Горкунов</i>	10
Терморелрактивные шумы в резонаторе на дефекте в фоксонном кристалле	
<i>Н.М. Кондратьев, М.Л. Городецкий</i>	12
Дисперсионное уравнение цепочки глобально связанных осцилляторов	
<i>В.Н. Корниенко, А.П. Привезенцев</i>	15
Распространение поверхностной магнитостатической волны в 1-D магнетонном кристалле	
<i>М.С. Ланина, М.А. Морозова</i>	18
Экспериментальное исследование ориентационной анизотропии взаимодействия метаатомов в дискретных магнитных метаматериалах в ГГц диапазоне	
<i>А.А. Радковская, Г.С. Пальванова, Е.И. Лебедева, В.Н. Прудников, О.А. Котельникова, П.Н. Захаров, А.Ф. Королев, А.П. Сухоруков</i>	20
Маятниковый эффект с большим числом периодов в фотонных кристаллах из пористого оксида кремния	
<i>А.А. Скорынин, С.Е. Свяховский, В.Б. Новиков, В.А. Бушуев, А.И. Майдыковский, Т.В. Мурзина, Б.И. Манцызов</i>	24
Оптическое переключение в РТ-симметричных системах	
<i>А.А. Сухоруков, С.В. Сучков, И. Барашенков, Н. Алексеева, С.В. Дмитриев, Ю.С. Кившарь</i>	26

Электродинамические характеристики метаматериала терагерцового диапазона	
<i>Ю.Е. Терехов, М.К. Ходзицкий, Г.В. Белокопытов.....</i>	<i>28</i>
Поверхностные волны на границе диэлектрика и анизотропного нанокompозита	
<i>Л.Д. Филатов, Д.И. Семенов</i>	<i>32</i>
Дисперсионные характеристики магнитоэлектрических волн в связанных магнитных кристаллах	
<i>А.Ю. Шараевская, М.А. Морозова</i>	<i>36</i>

ИЗМЕРЕНИЕ ИЗОЧАСТОТНЫХ КРИВЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПЛЕНКЕ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

А.Ю. Анненков, С.В. Герус

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова (Фрязинский филиал)
Российская академия наук, Россия
amts-f@mail.ru*

В последнее время возрос интерес к изучению распространения МСВ в различных периодических структурах, например, в магнитных кристаллах [1, 2]. В силу сильной анизотропии магнитостатические волны (МСВ) в ферритовых плёнках имеют неколлинеарное направление фазовой и групповой скоростей и их изочастотные кривые сильно отличаются от окружностей для волн в изотропной среде [3]. При постановке экспериментов часто требуется знание изочастотных кривых, соответствующих используемому в эксперименте образцу ферритовой плёнки, чтобы определить, на каких частотах и при каких направлениях и значениях волнового вектора следует ожидать взаимодействие МСВ с исследуемой периодической структурой.

В данной работе описан один из способов измерения изочастотных кривых для МСВ, распространяющихся в плёнках железо-иттриевого граната (ЖИГ). Схема измерений приведена на рис. 1. Ферритовая плёнка ЖИГ размещалась между полюсами постоянного магнита, которые создавали в центральной части касательное к поверхности плёнки однородное магнитное поле H_0 . Измерения проводились при помощи измерителя комплексного коэффициента передачи, с выхода которого СВЧ сигнал поступал на передающий преобразователь длиной 5 мм, который формировал пучок МСВ. Выходной сигнал снимался с аналогичного по параметрам приёмного преобразователя.

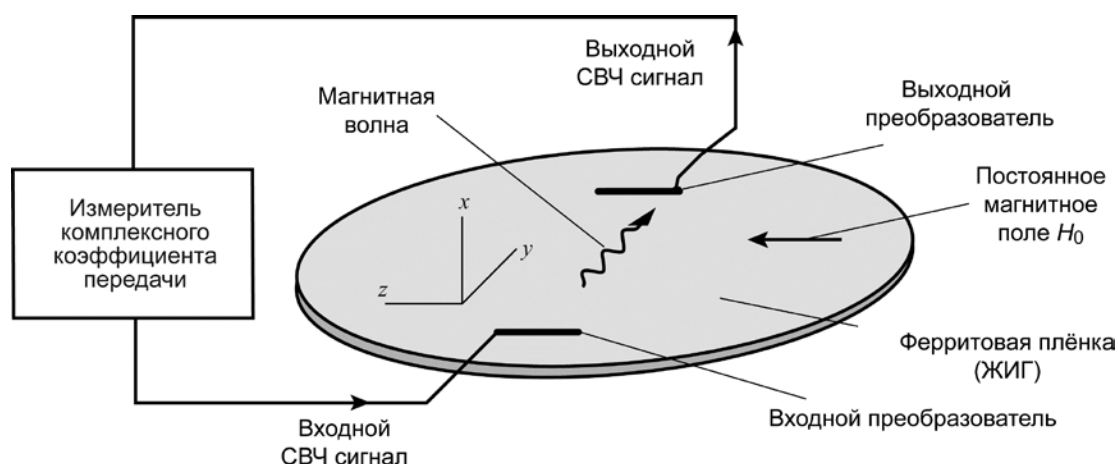


Рис. 1. Схема проведения измерений.

Измерения проводились фазочастотным методом, состоящим в следующем. Измерялась фазочастотная характеристика (ФЧХ) при некотором заданном расстоянии между преобразователями. Затем приемный преобразователь сдвигался на расстояние Δx и проводилось еще одно измерение ФЧХ. Разность между второй и первой ФЧХ позволяла определить, как зависят от частоты ω изменение набега фазы $\Delta\varphi$ между преобразователями и соответствующее ему изменение волнового вектора

$$\Delta k = \Delta\varphi/\Delta x.$$

Далее находилось точное значение волнового вектора для одной из частот путём измерения смещения преобразователя, соответствующего целому числу волн. Используя полученное значение волнового вектора как точку привязки, из измеренной зависимости $\Delta k(\omega)$ получали саму дисперсионную зависимость $k(\omega)$. Измерения повторялись при разных направлениях волнового вектора k МСВ. Полученные для разных направлений значения k давали возможность построить изочастотные кривые, соответствующие разным значениям частоты. Расчётные и измеренные описанным выше способом кривые приведены на рис. 2.

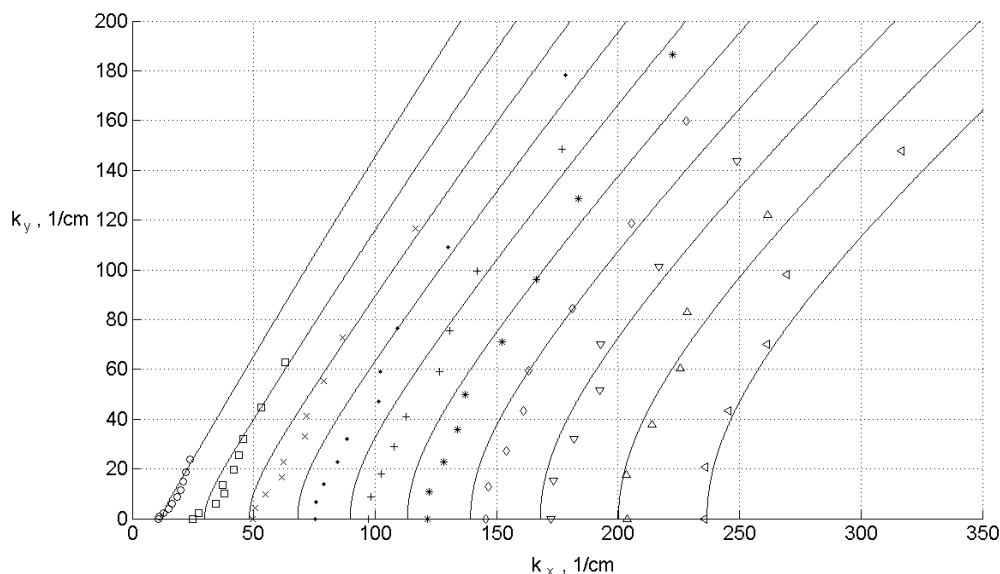


Рис. 2. Изочастотные кривые пленки ЖИГ. Значки – эксперимент, линии – расчет. Частоты растут слева направо от 3000 через 50 до 3450 МГц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.А. Игнатов, А.А. Климов, С.А. Никитов, В.И. Щеглов // ФТТ. 2010. Т. 52. №10. С. 1950.
2. А.Ю. Анненков, А.П. Виноградов, С.В. Герус, и др. // Известия РАН. Серия Физическая. 2007. Т. 71. №11. С. 1612
3. Р.А. Силин. Необычные законы преломления и отражения. М.: ФАЗИС. 1999.

МАССА ЭЛЕКТРОНА И ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

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

Казанский Федеральный Университет

Renat.Gainutdinov@kpfu.ru

В настоящее время изучение фотонных кристаллов представляет большой интерес. Помимо массы практических приложений активно исследуется квантовая электродинамика атомов, находящихся в фотонных кристаллах. Они представляют собой среду, чей показатель преломления модулируется периодически с периодом порядка длины волны оптического излучения. В качестве примера может служить фотонный кристалл, представляющий собой диэлектрик с периодически упорядоченными пустотами. Атомы, помещенные в такие пустоты, являются свободными и не взаимодействующими со стенками, поскольку характерный размер пустот (сотни нанометров) много больше боровского радиуса. Это значит, что у таких атомов будет линейчатый спектр, однако этот спектр будет изменяться благодаря влиянию среды фотонного кристалла на характер взаимодействия атомов с собственным полем излучения.

Большинство исследований было сконцентрировано вокруг расчета лэмбовского сдвига атома водорода в условиях фотонных кристаллов. Интересен тот факт, что результаты расчетов, получаемые авторами разных работ, очень сильно различались по порядку величин [1-3]. Долгие споры дали, наконец, ответ на этот вопрос: было предсказано немарковское поведение и гигантский лэмбовский сдвиг [4]. Однако, как было показано в работе [5], в случае атомов, помещенных в пустоты инвертированного фотонного кристалла и не находящихся с ним в механическом контакте, имеет место сильный квантовоэлектродинамический эффект, приводящий к сдвигу энергетических уровней, который оказывается на несколько порядков больше гигантского лэмбовского сдвига. Суть этого эффекта заключается в том, что вследствие того, что взаимодействие заряженных частиц с собственным полем излучения в среде фотонных кристаллов существенно изменяется, электромагнитная масса m_{em} электрона также должна измениться, что, в свою очередь, должно отразиться на наблюдаемой массе электрона m_e . Более того, это изменение оказывается зависящим от направления импульса электрона относительно осей симметрии фотонного кристалла. Фактически речь идет о его массе покоя, с которой связано множество наблюдаемых величин, включая частоты атомных переходов. Например, частоты переходов в атоме водорода, которые в вакууме записываются как

$$\omega_{nm} = \varepsilon_n - \varepsilon_m \quad (1)$$

где $\varepsilon_n = -\frac{1}{2} \frac{\alpha^2 m_e}{n^2} + O(\alpha^4)$ (в работе используется естественная система единиц $\hbar = c = 1$), в условиях фотонного кристалла принимают вид

$$\omega_{NN'}^{pc} = \langle \delta m_{pc} \rangle_N - \langle \delta m_{pc} \rangle_{N'} + \varepsilon_n - \varepsilon_{n'}, \quad (2)$$

где $\langle \delta m_{pc} \rangle_i$ – это средняя поправка к массе электрона по состоянию $|i\rangle$ [5]. Поправка к массе электрона, появляющаяся при перемещении электрона из свободного пространства в среду фотонного кристалла, очевидно, равна соответствующей поправке к электромагнитной массе электрона

$$\delta m_{pc} = m_{em}^{pc} - m_{em}. \quad (3)$$

Изменение электромагнитной массы электрона обусловлено модификацией процесса взаимодействия электрона с вакуумом, т.е. с собственным полем излучения, в среде фотонного кристалла. Эта модификация заключается в том, что виртуальный фотон, который сначала излучается электроном, а затем поглощается, распространяется не в вакууме, а в среде фотонного кристалла. Таким образом, для определения поправки δm_{pc} к массе электрона мы должны определить разность электромагнитных масс в ФК и в вакууме, что и сделано в работе для различных состояний. В общем случае расчет представляется сложным, поэтому в работе была использована реалистическая модель, учитывающая тот факт, что взаимодействие фотонов со средой фотонного кристалла должно прекратиться, начиная с определенных энергий.

Помимо этого, под влиянием указанного эффекта могут изменяться потенциалы ионизации атомов, которые являются важными параметрами, определяющими характер протекания физико-химических процессов. Все это может найти широкое практическое применение при управлении химическими реакциями. В работе приводятся оценки изменения потенциала ионизации у щелочных атомов, помещенных в фотонный кристалл.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. John, J. Wang // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. No 20. P. 2418.
2. S. Y. Zhu, Y. Yang, H. Chen, H. Zheng, and M. S. Zubairy // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. No 10. P. 2136.
3. Z.Y. Li, Y. Xia // Phys. Rev. B. 2001. V. 63. No 12. P. 121305.
4. X.-H. Wang, B.-Y. Gu, Y.S. Kivshar // Phys. Rev. B. 2004. V. 93. No 7. P. 073901.
5. R.Kh. Gainutdinov, M.A. Khamadeev, M.Kh. Salakhov // Phys. Rev. A. 2012. V. 85. No 5. P. 053836.

УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ДВУМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

Ж.О. Домбровская, Г.В. Белокопытов, А.Н. Боголюбов
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
dombrovskaya@mail.physics.msu.ru

Оптическими свойствами фотонных кристаллов (ФК) можно управлять, изменяя физические параметры материалов и геометрические размеры структурных элементов, из которых они образованы.

Для численного расчета свойств ФК была создана программа, реализованная на основе метода конечных разностей во временной области (FDTD – Finite Difference Time Domain) [1]. Достоинством данного подхода является возможность определения спектральных характеристик (коэффициенты прохождения и отражения) в широком диапазоне частот. Для этого следует решать нестационарную задачу прохождения широкополосного электромагнитного импульса через структуру ФК. Частотные спектры определяются с помощью преобразования Фурье после получения массивов значений напряженностей электромагнитного поля в точках, расположенных до и после объекта.

Метод FDTD использует дискретизацию уравнений Максвелла по конечно-разностной схеме [2]. Сетка вводится таким образом, чтобы изменение напряженности электрического поля E во времени, как и в уравнениях Максвелла, зависело от его значения на предыдущем шаге и от пространственного изменения магнитного поля H . Аналогично, изменение поля H зависит от распределения в пространстве поля E . Вычисления полей производятся в каждой точке моделируемой расчетной области и ограничены количеством доступной компьютеру оперативной памяти. С другой стороны, наличие границ у модели приводит к образованию паразитного переотражения волн.

Для численного моделирования ухода волны на бесконечность в данной работе были использованы поглощающие граничные условия в виде комбинации идеально согласованного слоя (PML – Perfectly Matched Layer) [3] и условия Мура первого порядка [4], причем второе из них накладывалось на падающее излучение. Сочетание этих условий является необходимым в случае задания падающего импульса в виде плоской волны. Для ее моделирования используется техника разделения вычислительной области на область полного и рассеянного полей (TF/SF – Total-field/Scattered-field) [5]. PML, находящийся в области рассеянного поля, не может поглотить падающее излучение (см. рис. 1).

Возбуждение поля осуществлялось током в виде функции Габора:

$$j(t) = \sin(2\pi f_0 t) \exp\left\{-\left(\frac{t-t_c}{\sigma}\right)^2\right\},$$

где $t_c = 2\sigma$, $\sigma = \frac{2\sqrt{6}}{\pi}(f_{\max} - f_{\min})$. Падающая волна имела плоский фронт и представляла собой гармоническую функцию с несущей частотой $f_0 = (f_{\min} + f_{\max})/2$ оптического сигнала, модулированную гауссовым профилем в направлении распространения. Частоты f_{\min} и f_{\max} задавались в относительных единицах (c/a), где a – период решетки ФК.

Используя вышеописанную программу, исследовалось прохождение импульса в диапазоне частот от $f_{\min} = 0.2$ до $f_{\max} = 0.7$ через двумерный конечный ФК, расположенный в неограниченной внешней среде. ФК представляет собой матрицу размером 20×20 мкм из SiO_2 , в которой имеется 20 периодов по 20 квадратных отверстий со стороной $h = 0.4$ мкм, заполненных $\text{Ag}_{6.0}\text{In}_{4.5}\text{Sb}_{60.8}\text{Te}_{28.7}$ (AIST).

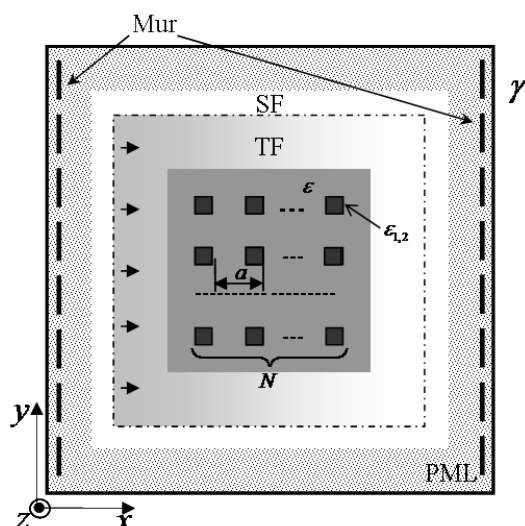


Рис. 1. Схематическое изображение расчетной области и структуры фотонного кристалла

Материал AIST вызывает повышенный интерес в связи с его успешным применением в оптических дисках различного формата (CD-RW, DVD-RW, Blu-Ray) [6]. Принцип перезаписи данных в таких устройствах основан на резком изменении оптических и электрических свойств материала при фазовом переходе из аморфного в кристаллическое состояние и обратно. Зависимость коэффициента отражения от длины волны является нелинейной и различается при комнатной и высоких температурах [7]. В проведенном демонстрационном расчете дисперсия среды не учитывалась, усредненные значения диэлектрической проницаемости при комнатной температуре и при 450°C взяты равными

$\varepsilon_1 = (5.483)^2$ и $\varepsilon_2 = (5.189)^2$ соответственно. Диэлектрическая проницаемость диоксида кремния составляет $\varepsilon = (1.53)^2$. Отметим, что ФК на основе AIST обладает большим контрастом и имеет высокий коэффициент отражения и характерные запрещенные зоны даже при малом количестве периодов.

Результаты расчетов коэффициента прохождения для ТЕ поляризации при комнатной температуре и при 450°C представлены на рисунке (см. рис. 2). На графиках показаны вторая, третья и четвертая запрещенной зоны, для которых хорошо видно смещение центральной частоты и уменьшение ширины вследствие зависимости диэлектрической проницаемости при росте температуры.

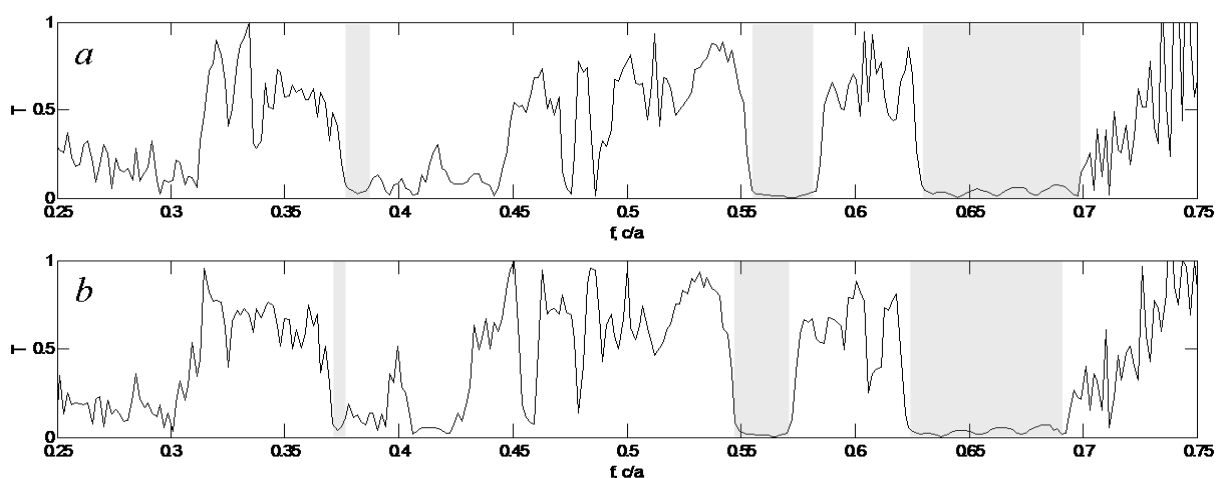


Рис. 2. Зависимость коэффициента прохождения T от нормированной частоты f при комнатной температуре (a) и при 450°C (b) для ТЕ поляризации. Серым цветом закрашены запрещенные зоны.

Перестройка ФК при его нагревании может быть использована для управления его спектральными характеристиками. Результаты расчетов позволяют делать выводы о перспективности использования для этих целей структур, содержащих AIST.

ЛИТЕРАТУРА

1. D.M. Sullivan “Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method” New York, NY: IEEE Press, 2000.
2. K.S. Yee // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1966. V. 14. P. 302.
3. J.P. Berenger // J. Computational Physics. 1996. V. 127. P. 363.
4. G. Mur // IEEE Trans. Electromagn. Compat. 1981. V. 23. P. 377.
5. A. Taflove, S.C. Hagness “Computational Electrodynamics: the finite difference time-domain method” Norwood, MA: Artech House, 2000.
6. R Neale // Electronic Engineering. 2001. April. P. 61.
7. M. Kuwahara, O. Suzuki, K. Tsutsumi, et al // Japanese Journal of Applied Physics. 2009. No 48. 05EC02.

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА ПОВЕРХНОСТНЫХ МИКРОДОМЕННЫХ СТРУКТУРАХ

А.В. Кондратов, М.В. Горкунов

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН

kondratov.aleksey@gmail.com

Сегнетоэлектрические периодические доменные структуры широко используются на практике, например, при реализации метода волнового квази-синхронизма (Quasi-phase matching) для увеличения коэффициента преобразования в процессе генерации второй гармоники[1]. В данный момент создаются и продолжают активно изучаться различные вариации подобных структур, такие как доменные решетки на поверхности кристалла ниобата лития LiNbO_3 [2] или ниобата бария-стронция $\text{Sr}_8\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ (SBN-x)[3]. При этом наблюдаемые экспериментально оптические эффекты, такие как нелинейная дифракция света[3], представляют определенный интерес. Таким образом, нелинейная дифракция при отражении света от поверхности доменной структуры является интересным и малоизученным явлением, обладающим так же потенциалом практического применения.

В данной работе была решена задача нелинейной дифракции при отражении плоской световой волны от поверхностной микродоменной структуры для доменов двух типов, с вектором спонтанной поляризации перпендикулярным и параллельным поверхности кристалла и, соответственно, для TM - и TE -поляризованной падающей волны. При решении в первую очередь используется приближение сильной накачки, то есть пренебрегается изменением интенсивности фундаментальной волны. Это приближение вполне оправдано, так как глубина доменного слоя невелика, а нелинейные эффекты малы сами по себе. Также пренебрегается отражением от нижней границы кристалла, так как глубина доменов много меньше толщины кристалла.

Решение задачи сводится к решению дифференциального уравнения вида:

$$(\Delta - k_2^2)E = \frac{4\pi}{c^2} \left[\frac{\partial^2 P^{(nl)}}{\partial t^2} \right], \quad (1)$$

где $k_2^2 = \frac{2\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(2\omega)}$, а $P^{(nl)}$ - нелинейная поляризация среды. Так как уравнение представляет собой неоднородное волновое уравнение, а структура среды и вся зависимость от параметров содержится в правой части, то решение было найдено с использованием формализма функции Грина.

В результате были получены интенсивности дифрагированных волн. Графики зависимости интенсивности от угла падения характеризуются

четкими нулями (Рис. 1), при этом их положение зависит от глубины проникновения доменов h :

$$\sqrt{\varepsilon(2\omega) - \left(\sin \theta_0 \pm \frac{\lambda_2}{2d}\right)^2} + \sqrt{\varepsilon(\omega) - \sin^2 \theta_0} = \frac{\lambda_2}{h} n. \quad (2)$$

С целью исследования влияния формы доменов на результат нелинейной дифракции задача была так же решена для доменов степенной формы. Это позволило рассмотреть два предельных случая: треугольные домены ($n = 1$) и близкие к идеальным домены ($n \gg 1$).

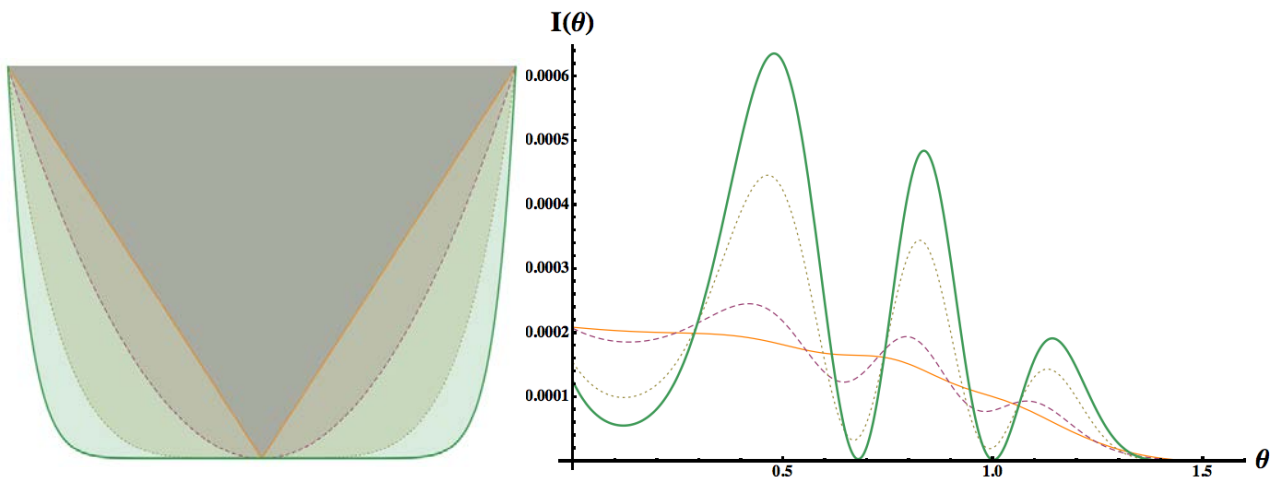


Рис. 1. Зависимость интенсивности дифрагированных волн от угла падения для доменов разной формы.

На основании полученных в работе результатов сделаны следующие выводы:

- Положение нулей и пиков зависимости интенсивности дифрагированных волн от угла падения зависит от глубины доменов.
- При слабом отклонении доменов от идеальной прямоугольной формы положение нулей интенсивности меняется несильно.
- По изменению зависимости интенсивности от угла падения можно судить о степени неидеальности доменных стенок.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P.S. Pershan // Phys. Rev., 127, 6, 1962.
2. L.S. Kokhanchik, M.V. Borodin et al. // Phys. of the Solid State, Vol. 52, No. 8, pp. 1722-1730, 2010.
3. L.V. Simagina, E.D. Mishina, T.R. Volk et al. // J. Appl. Phys., 110, 052015, 2011.

ТЕРМОРЕФРАКТИВНЫЕ ШУМЫ В РЕЗОНАТОРЕ НА ДЕФЕКТЕ В ФОКСОННОМ КРИСТАЛЛЕ

Н.М. Кондратьев¹, М.Л. Городецкий²

¹МГУ им. М.В. Ломоносова

²Российский Квантовый центр Сколково

nohobar@mail.ru, michael.gorodetskiy@gmail.com

В настоящее время активно исследуются оптомеханические свойства фоксонных кристаллов. Термин «фоксонный» (phoxonic) образован путём смешения слов «фотонный» (photonic) и «фононный» (phononic и sonic) и полностью отражает физическую сущность системы. Идея состоит в том, что метаматериал является одновременно фотонным кристаллом (имеет запрещённую зону электромагнитных частот) и фононным кристаллом. В рассматриваемом нами случае такой системой является тонкая перфорированная диэлектрическая перемычка. Период и диаметр перфорации меняется к центру перемычки таким образом, что образуется как оптический, так и механический резонатор. В результате распределение мод обоих резонансов получается сходной, что приводит к сильному оптомеханическому взаимодействию. Это, в свою очередь позволяет применять систему для высокочувствительных экспериментов по квантовым измерениям, таким как охлаждение во нулевого состояния [1, 2] и медленный свет [3].

В данной работе рассчитывается терморефрактивный шум, который был значительным в экспериментах с диэлектрическими микрорезонаторами. Как и в них, в фоксонных кристаллах свет сосредоточен в малой области диэлектрика, поэтому возможно ожидать большое влияние подобного шума и здесь.

Терморефрактивный шум является следствием флуктуаций температуры. Из термодинамики следует, что подобные флуктуации в среде объёма V имеют дисперсию

$$\langle u^2 \rangle = \frac{k_B T^2}{C \rho V}, \quad (1)$$

где $u = T - T_0$ - отклонение температуры, k_B - постоянная Больцмана, C - удельная теплоёмкость, ρ - плотность. Изменения температуры влияют на показатель преломления, создавая терморефрактивный шум. Чтобы связать отклонение температуры с изменением показателя преломления и найти объём, фигурирующий в выражении (1) необходима форма электромагнитной моды резонатора. Мы рассматриваем фоксонный кристалл из работы [4]. Возможно записать функцию, повторяющую характерную форму фундаментальной моды (рис. 1) и использовать её для

оценки шума. Полагая поле гауссовским, для упрощения расчётов, получим

$$|E(\vec{r}, t)|^2 \propto G(z, h/2)G(y, w/2)G(x, L/2)A \cos(m\pi \frac{x}{L})^2 \cos(\omega t), \quad (2)$$

где $A^{-1} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}e^{\pi^2 m^2 / 4}$ - нормировка, $m = \frac{2k+1}{2}$ и $L = 2115$ нм – полурасстояние между нормальными отверстиями (полудлина дефекта).

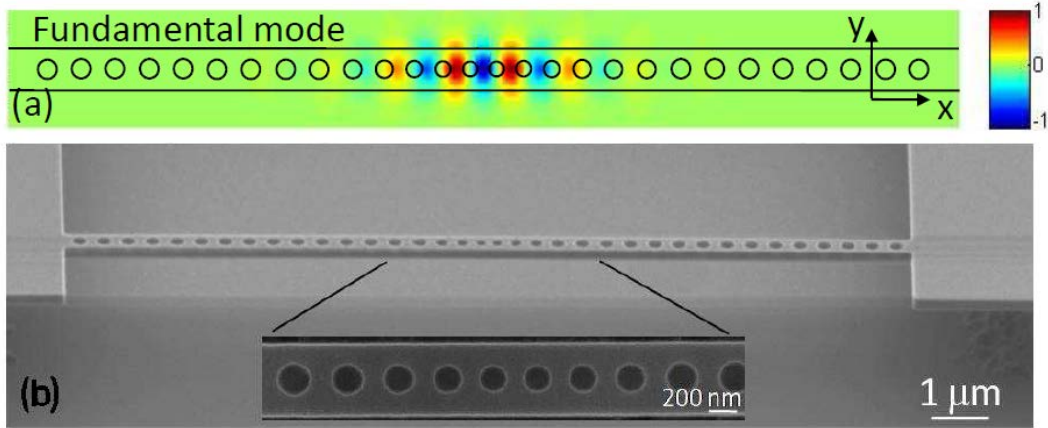


Рис. 1. Форма фундаментальной моды и фотография кристалла, изготовленного в [4]. Толщина переемычки $2h = 220$ нм, толщина $2h = 500$ нм, период фоксонного кристалла $d = 430$ нм линейно уменьшается за $k = 5$ отверстий до $d_c = 330$ нм в центре резонатора. Радиусы отверстий составляют $r = 0.28d$.

Используя (2) можно получить эффективный объём моды в $1.4(\lambda/n)^3$. Таким образом отклонение температуры составляет порядка 2.3 мК, а соответствующий сдвиг частоты - 120×10^{-9} для параметров [4].

Для нахождения спектральной плотности флуктуаций мы применяем Флуктуационно-диссипационную теорему (ФДТ). Для рассматриваемой системы используем подход Левина [5]. Рассмотрим линейную систему, на которую действует периодическая «пробная» сила $f = F_0 \cos(\omega t)q(\vec{r})$, где q - некая нормированная функция координат. Мы можем рассчитать отклик системы на данную силу и энергию, рассеиваемую системой в данном процессе. Тогда флуктуации переменной $y = \int x(\vec{r})q(\vec{r})d^3r$, где x энергетически сопряжённая с f (т.е. $W_f = \int f dx$), имеют спектральную плотность

$$S_y(\omega) = \hbar \frac{4W_{\text{diss}}}{\omega F_0^2} \coth\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right). \quad (3)$$

Сдвиг частоты резонатора подчиняется ФДТ в данной формулировке. Можно решить тепловые уравнения и рассчитать рассеянную энергию прямо для частот выше $\frac{32}{h^2 + w^2 + L^2} \frac{\pi\kappa}{\rho C}$

$$S_{\delta\omega/\omega}(\omega) = \frac{8k_B T^2}{\omega^2} \frac{\kappa}{\rho^2 C^2} \frac{4}{hwL} \frac{\beta^2}{n^2} \frac{1}{\sqrt{2\pi}^3} \left(\frac{\pi^2 m^2}{L^2} + 3 \left(\frac{1}{L^2} + \frac{1}{h^2} + \frac{1}{w^2} \right) \right), \quad (4)$$

где κ - теплопроводность. Чтобы рассчитать шум для всех частот, можно сделать следующие допущения. Источник шума связан с механизмом диссипации. В рассматриваемой системе энергия эффективно рассеивается только вдоль перемычки. Таким образом, мы можем перейти к одномерной задаче, позволяя рассчитать спектральную плотность во всей полосе частот. Результат выражается через комбинацию функций Френеля от параметра $R = \frac{L\omega}{8} \frac{\rho C}{\kappa}$. Так как $R \approx 35$ на интересующих нас частотах (>0.1 ГГц), формулу можно упростить:

$$S_{\delta\omega/\omega}(\omega) = \frac{8k_B T^2}{\omega^2} \frac{\kappa}{\rho^2 C^2} \frac{4}{hwL} \frac{\beta^2}{n^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{L^2} \quad (5)$$

с относительной ошибкой, не превышающей 16%. Оценки данной величины показали, что шум достаточно мал. Для параметров [4] на частоте 1 ГГц он составил $0.36 \frac{10^{-12}}{\sqrt{\text{Гц}}}$

ЛИТЕРАТУРА

1. A. H. Safavi-Naeini, J. Chan, J. T. Hill, T. P. M. Alegre, A. Krause, O. Painter. "Observation of Quantum Motion of a Nanomechanical Resonator" // Phys. Rev. Letters. 2012. V. 108. No 3 P. 033602.
2. J. Chan, T. P. Mayer Alegre, A. H. Safavi-Naeini, J. T. Hill, A. Krause, S. Groeblacher, M. Aspelmeyer, and O. Painter. "Laser cooling of a nanomechanical oscillator into its quantum ground state". Nature. 2011. V. 478. No 7367. P. 89.
3. D. E. Chang, A. H. Safavi-Naeini, M. Hafezi, O. Painter. "Slowing and stopping light using an optomechanical crystal array". Phys. Letts. A, 372(12):1941–1944, 2008.
4. P. B. Deotare, M. W. McCutcheon, I. W. Frank, M. Khan, and M. Lončar. "High quality factor photonic crystal nanobeam cavities". Applied Physics Letters. 2009. V. 94. No 12. P. 121106.
5. Yu. Levin. "Fluctuation-dissipation theorem for thermo-refractive noise". Phys. Letts. A. 2008. V. 372. No 12. P. 1941.

ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ЦЕПОЧКИ ГЛОБАЛЬНО СВЯЗАННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

В.Н. Корниенко¹, А.П. Привезенцев²

¹ИРЭ им.В.А.Котельникова РАН

²Челябинский государственный университет
korn@cplire.ru

В последнее время значительный научный интерес представляет исследование так называемых метаматериалов – искусственных сред со специфическими электромагнитными свойствами. Известно [1], что возможно создание квазинепрерывной среды, диэлектрическая и магнитная проницаемость которой одновременно принимают отрицательные значения. Отметим, что в этом случае фазовая и групповая скорости распространяющихся волн имеют противоположные знаки. Если в основе такой среды будут лежать пассивные элементы, то ее особые свойства проявятся в очень узкой полосе частот, соответствующей линии поглощения метаматериала. Одним из возможных путей преодоления этой трудности является использование активных сред. В частности, в [2] описаны попытки их применения для светового диапазона длин волн.

В классической физике в качестве элемента искусственной активной среды можно рассматривать, например, осциллятор с исходно запасенной энергией. Его динамика зависит от состояния поля в месте его расположения, а, значит, будет определяться не только полем внешней волны, но и полями, созданными остальными осцилляторами.

Целью данной работы было исследование дисперсионных свойств одномерной безграничной цепочки осцилляторов, взаимодействующих между собой через общее поле. Предположим, что связь между осцилляторами и полем является индуктивной. Такую систему описывают следующие уравнения:

$$\left(\frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial X^2} \right) u(X, t) = G \sum_n \frac{dz(X_n, t)}{dt} \delta(X - X_n), \quad (1)$$

$$\left(\frac{d^2}{dt^2} + \omega_0^2 \right) z(X_n, t) = M \frac{\partial u(X_n, t)}{\partial t}, \quad (2)$$

где v - фазовая скорость волн в свободном пространстве, G, M - коэффициенты связи, ω_0 - собственная частота осциллятора, z - его отклонение от положения равновесия, $-\infty < n < \infty$, $X_n = \tilde{a} n$, \tilde{a} - расстояние между ближайшими элементами.

Для перехода к безразмерным величинам воспользуемся соотношениями

$$\tau = \Omega t, x = \frac{\Omega}{2\pi\nu} X,$$

где Ω - некоторая характерная частота. Тогда (1), (2) принимают вид:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - \frac{1}{4\pi^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) u(x, \tau) = \frac{1}{2\pi} g \sum_n \frac{dz(x_n, \tau)}{d\tau} \delta(x - an), \quad (3)$$

$$\left(\frac{d^2}{d\tau^2} + \tilde{\omega}_0^2 \right) z(x_n, \tau) = m \frac{\partial u(x_n, \tau)}{\partial \tau}, \quad (4)$$

Предположив гармоническую зависимость величин от времени

$$u(x, \tau) = \tilde{u}(x) \exp(-i\omega\tau), \quad z(x_n, \tau) = \tilde{z}(x_n) \exp(-i\omega\tau),$$

преобразуем (3) к следующему виду:

$$\left(\omega^2 + \frac{1}{4\pi^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \tilde{u} = f, \quad (5)$$

где

$$f = \frac{i\omega g}{2\pi} \sum_n \tilde{z} \delta(x - an).$$

Введя Фурье-образы функций \tilde{u}, f

$$\tilde{u} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} U \exp(ikx) dk, \quad f = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F \exp(ikx) dk$$

из (5) получаем

$$U = \frac{F}{\omega^2 - \frac{k^2}{4\pi^2}} \quad (6)$$

причем

$$F = \frac{i\omega g}{2\pi} \sum_n \tilde{z}(an) \exp(-ikan) \quad (7)$$

Будем искать собственные волны решетки в виде

$$\tilde{z} = \hat{z}(\beta) \exp(-i\beta x_n) \quad (8)$$

Тогда

$$F = \frac{i\omega g}{2\pi} \hat{z} \sum_n \exp(i\beta an) \exp(-ikan).$$

Используя известную формулу Пуассона

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp(-inT\omega) = \frac{2\pi}{T} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(\omega - \frac{2\pi}{T}n)$$

для F окончательно получаем

$$F = \frac{i\omega g}{2\pi} \hat{z} \sum_n \delta(k - \beta_n) \quad (9)$$

где $\beta_n = \beta + \frac{2\pi}{a}n$.

Используя (9) и (6), для \tilde{u} имеем:

$$\tilde{u} = \frac{i \omega g \hat{z}}{2 \pi a} \sum_n \frac{\exp(i \beta_n x)}{\omega^2 - \frac{\beta_n^2}{4 \pi^2}}$$

Таким образом, поле в узлах цепочки можно записать в виде:

$$\tilde{u}(x_m) = \frac{i \omega g \hat{z}}{2 \pi a} \exp(i \beta_m x_m) \sum_n \frac{1}{\omega^2 - \frac{\beta_n^2}{4 \pi^2}} \quad (10)$$

Подставив (10) в (4), используя (8), получаем следующее соотношение:

$$\tilde{\omega}_0^2 - \omega^2 + \frac{\omega^2 g m}{2 \pi a} \sum_n \frac{1}{\left(\frac{\beta}{2 \pi} + \frac{n}{a}\right)^2 - \omega^2} = 0 \quad (11)$$

Согласно [3], бесконечная сумма в (10) может быть выражена через элементарные функции:

$$\sum_n \frac{1}{(n+c)^2 - d^2} = \frac{\pi}{d} \frac{\sin(2 \pi d)}{\cos(2 \pi d) - \cos(2 \pi c)} \quad (12)$$

Используя (12) для суммирования в (11), получаем выражение, связывающее частоту и волновое число рассматриваемой системы:

$$\left(\tilde{\omega}_0^2 - \omega^2\right) \left(\cos(2 \pi a \omega) - \cos(a \beta)\right) + \frac{\omega g m}{2} \sin(2 \pi a \omega) = 0 \quad (13)$$

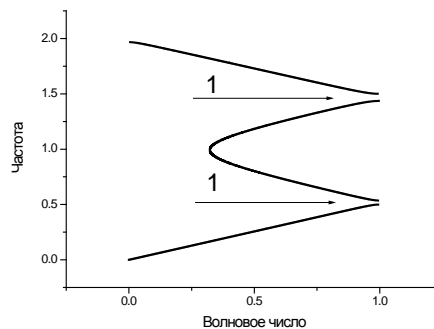


Рис.1. Зависимость частоты от волнового числа. 1 – запрещенные зоны.

Уравнение (13) позволяет провести детальный анализ дисперсионных характеристик рассматриваемой системы, характерный вид которых приведен на рис.1.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.М.Агранович, Ю.Н.Гартштейн // Усп.физ.наук. 2006. Т.176. №10. С.1051.
2. Shumin Xiao, V.P. Drachev, A.V. Kildishev et al // Nature. 05 August 2010. 466. P.735.
3. Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. Т. 1. Элементарные функции. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. - 632 с.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В 1-D МАГНОННОМ КРИСТАЛЛЕ

М.С. Ланина, М.А. Морозова

Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
laninmaria@gmail.com

В последнее время большой интерес вызывают исследования в области магнонных кристаллов (МК) – структур, подобных фотонным кристаллам, но созданным на основе магнитных пленок, в которых распространяющимися волнами являются спиновые волны (магноны) [1,2].

В настоящем сообщении приводятся результаты, связанные с построением модели на основе метода связанных волн для описания особенностей распространения магнитоэлектрических волн (МСВ) в одномерном магнонном кристалле. Анализ проводится для структуры, представляющей собой ферромагнитную пленку, на одной поверхности которой нанесена 1D-периодическая структура с периодом Λ в виде системы прямоугольных канавок и выступов (см. вставку к рис.1). Предполагается, что в такой структуре возбуждается поверхностная МСВ (магнитное поле направлено по касательной к поверхности плёнки).

На основе метода связанных волн построена нелинейная модель в виде системы уравнений, описывающих поведение медленных амплитуд прямой φ_f и отраженной φ_b МСВ в запрещенной зоне магнонного кристалла вблизи частоты брэгговского резонанса:

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial \varphi_f}{\partial t} + V_g \frac{\partial \varphi_f}{\partial x} \right) - \beta \frac{\partial^2 \varphi_f}{\partial x^2} + \eta \varphi_f + \chi \varphi_b + \gamma (|\varphi_f|^2 + \sigma |\varphi_b|^2) \varphi_f = 0 \\ i \left(\frac{\partial \varphi_b}{\partial t} - V_g \frac{\partial \varphi_b}{\partial x} \right) - \beta \frac{\partial^2 \varphi_b}{\partial x^2} + \eta \varphi_b + \chi \varphi_f + \gamma (|\varphi_b|^2 + \sigma |\varphi_f|^2) \varphi_b = 0 \end{cases}, \quad (1)$$

где V_g – групповая скорость ПМСВ, β – коэффициент дисперсии, χ – коэффициент связи, γ – коэффициент нелинейности (характеризует фазовую автомодуляцию), σ – коэффициент кросс-фазовой модуляции, $\eta = \omega - \omega_B$ – отстройка от брэгговской частоты.

В первом приближении получено выражение для коэффициента связи между прямой и отраженной волнами, которое имеет вид:

$$\chi = \frac{\pi V_g}{\lambda} \delta d = \frac{2 \Delta d V_g}{d_0 \lambda} \sin \left(\frac{\pi a}{\Lambda} \right), \quad (2)$$

В линейном случае предложенная модель на основе системы (1) с учетом (2) позволяет получить дисперсионное уравнение и аналитическое соотношение для коэффициента отражения системы конечной длины l . Рассчитаны зависимости коэффициента отражения от геометрических размеров структуры, пример такого расчёта показан на рис.1. В частности,

показано, что при параметре $l/\Lambda \geq 7$ достигается коэффициент отражения, равный 1. На основе (1) получено дисперсионное соотношение при конечных значениях мощности P_0 в структуре и показано, что с увеличением P_0 полоса запрещенной зоны сдвигается в область меньших частот.

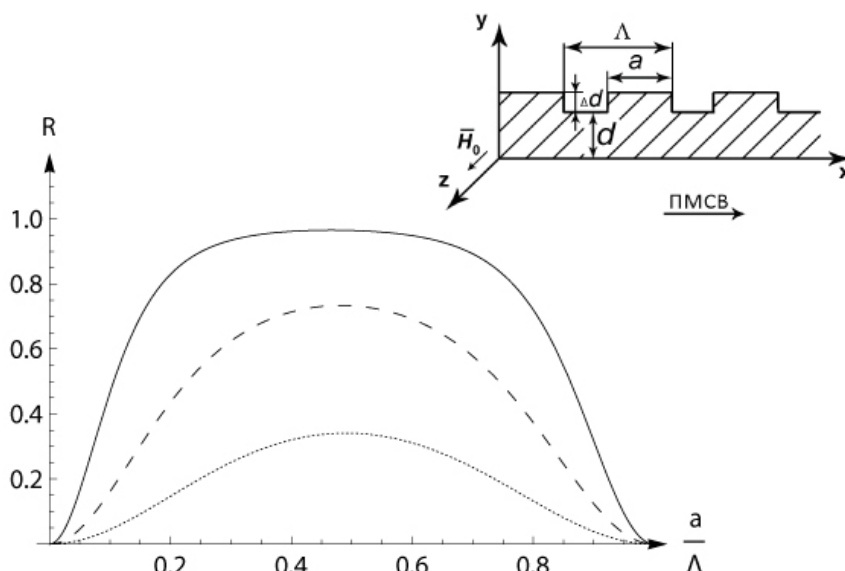


Рис. 1 . Зависимость отражательной способности R от параметра $\frac{a}{\Lambda}$ при $d = 10$ мкм, $\Lambda = 100$ мкм, $l = 700$ мкм (сплошная линия - $\Delta d = 4$ мкм, пунктир - $\Delta d = 2$ мкм, точки - $\Delta d = 1$ мкм)

На основе численного решения системы уравнений (1) проведено исследование прохождения импульсных сигналов через запрещённую зону ограниченного по длине магнетонного кристалла при различных уровнях мощности P_0 . Рассчитан коэффициент отражения при различных значениях P_0 и отстройки η . Показано, что при малых уровнях мощности и $\eta = 0$ (центр запрещенной зоны) импульсный сигнал практически полностью отражается от решётки. С ростом величины P_0 наблюдается прохождение импульсного сигнала через МК и формирование дополнительного импульсного сигнала на выходе. При увеличении отстройки η от брэгговской частоты отражательная способность решетки уменьшается и импульс практически полностью проходит через МК.

Работа выполнена в рамках гранта Правительства РФ (№ 11.G34.31.0030) и гранта РФФИ (№ 12-073-31009).

ЛИТЕРАТУРА

1. V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, and D. Grundler // J. Phys. D. 2010. V. 43. P. 264001.
2. Ю.В. Гуляев, С.А. Никитов, Л.В. Животовский и др. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. №10. С.670.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОРИЕНТАЦИОННОЙ АНИЗОТРОПИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕТААТОМОВ В ДИСКРЕТНЫХ МАГНИТНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ В ГГц ДИАПАЗОНЕ

А.А. Радковская¹, Г.С. Пальванова¹, Е.И. Лебедева¹, В.Н. Прудников¹,
О.А. Котельникова¹, П.Н. Захаров², А.Ф. Королев², А.П. Сухоруков²

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

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

a_radkovskaya@mail.ru

Метаматериалами называют искусственные структуры с уникальными электрическими и магнитными свойствами, которые не могут быть реализованы в конденсированных средах. Теоретически возможность существования среды с отрицательным показателем преломления была предсказана Веселаго в 1968 году [1]. Такая среда была создана только в 2001 году [2]. В этой среде в качестве «метаатомов» используются резонансные элементы различной конфигурации, взаимодействующие как с падающей электромагнитной волной (ЭМВ), так и между собой. Чтобы ЭМВ взаимодействовала с метаматериалом как с непрерывной средой, размеры метаатомов должны быть много меньше длины падающей волны. Практическое применение метаматериалов имеет большие перспективы, как в области высоких частот, так и в оптическом диапазоне. Однако при уменьшении размеров элементов простой метод масштабирования не работает: чем меньше размеры элементов и выше частота, тем сложнее становится взаимодействие.

В МГц диапазоне, где взаимодействие между элементами имеет только магнитную природу, по структуре распространяются магнитоиндуктивные волны [3]. Даже в этом простом случае чисто магнитной связи между элементами, коэффициент взаимодействия, в зависимости от взаимного расположения элементов, может быть как положительным так и отрицательным, что приводит к радикальным различиям в дисперсии магнитоиндуктивных волн.

При переходе к ГГц диапазону:

- расстояние между элементами становится сравнимо с длиной электромагнитного излучения, поэтому необходимо учитывать существенное влияние запаздывания, что в свою очередь приводит к тому, что коэффициент взаимодействия становится комплексной величиной;
- распределение зарядов и токов в элементах становится неоднородным. В результате наряду с магнитным взаимодействием между элементами появляется электрическое взаимодействие;

- возникает сильная анизотропия взаимодействия при различной взаимной ориентации элементов в плоскости. В зависимости от взаимной ориентации метаатомов может преобладать магнитная или электрическая компоненты коэффициента взаимодействия. Возможны также конфигурации, при которых магнитная или электрическая компоненты коэффициента взаимодействия компенсируют друг друга приводя к отсутствию взаимодействия [4]. В отличие от МГц диапазона коэффициент взаимодействия двух элементов, расположенных в одной плоскости, может иметь разный знак.

В отличие от МГц диапазона, когда при планарной конфигурации метаатомов всегда выполняется неравенство $k < 0$ (k – коэффициент взаимодействия двух соседних метаатомов), при планарной конфигурации в ГГц диапазоне в плоскости возникает сильная анизотропия взаимодействия при различной взаимной ориентации дискретных элементов, составляющих среду.

•



Рис.1. а) Схематичное изображение расщепленного кольцевого резонатора для ГГц диапазона. Внутренний радиус $r_0=10$ мм, высота $l=5$ мм, толщина $w=1$ мм, ширина щели $g=1$ мм. Резонансная частота элемента 1.81ГГц. б) Схематичное изображение конфигурации двух кольцевых резонаторов и двух антенн (излучающей и приемной) для экспериментального определения коэффициента взаимодействия.

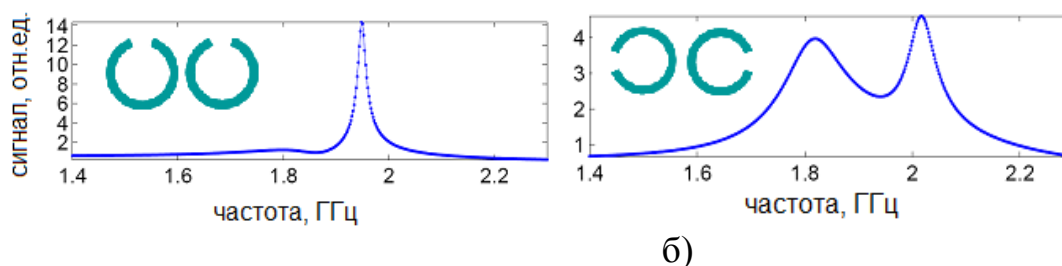


Рис.2. Расщепление резонансной кривой при взаимодействии двух метаатомов в ГГц диапазоне. Резонансная частота 1.81ГГц. Ориентация элементов показана на вставках. Расстояние между центрами элементов 24мм.

Ранее был проделан теоретический расчет ориентационных карт коэффициента взаимодействия для всех возможных взаимных ориентаций двух элементов расположенных рядом в одной плоскости [4].

В данной работе впервые проведены измерения коэффициента взаимодействия между двумя ближайшими элементами дискретных магнитных метаматериалов в ГГц диапазоне для всех возможных взаимных ориентаций элементов в плоскости. Экспериментальная часть работы выполнена на измерительной установке, созданной на базе вектор-анализатора Rohde&Schwarz ZFB20, позволяющей в автоматическом режиме проводить одномерное сканирование поверхности с микронным разрешением [5].

В качестве метаатомов использованы расщепленные медные кольцевые резонаторы с резонансной частотой порядка 1.8ГГц. Диаметр элементов – 23 мм, высота – 5мм, толщина – 1мм, ширина щели – 1 мм (Рис.1а.). Элементы расположены в одной плоскости на расстоянии 24 мм (Рис.1б).

Модуль полного коэффициента взаимодействия может быть вычислен как $|\kappa| = 2\Delta\omega / \omega_0$, где $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ – разность частот верхнего и нижнего резонансов.

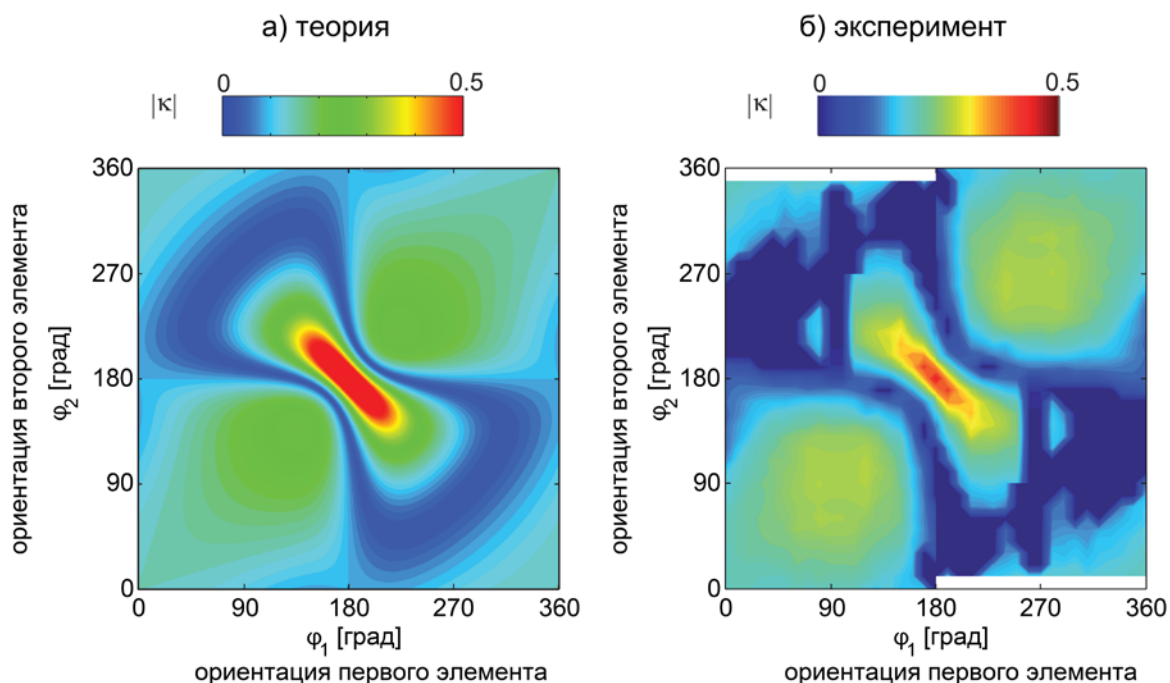


Рис.3. Ориентационные карты модуля коэффициента взаимодействия двух мета-атомов в ГГц диапазоне. По горизонтальной оси – ориентация первого элемента, по вертикальной оси – ориентация второго элемента. Цветом показано значение $|\kappa|$. Слева результаты расчета [4], справа экспериментальные результаты.

Расщепление резонансной кривой очень сильно зависит от взаимной ориентации расположенных рядом метаатомов (Рис.2). По экспериментальным результатам рассчитаны и построены в ГГц диапазоне ориентационные карты для модуля коэффициента взаимодействия k . Полученные экспериментальные значения хорошо согласуются с результатами теоретического расчета, полученными в работе [4] (Рис.3).

Понимание механизмов взаимодействия метаатомов даст возможность управлять дисперсионными характеристиками метаматериалов и создавать материалы с заранее заданными свойствами.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 11-02-00889-а и проекта Минобрнауки №16.516.12.6008

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Веселаго // УФН. 1967. Т. 92 С. 517.
2. D.R. Smith, W.J. Padilla, D.C. Vier, S.C. Nemat-Nasser and S. Schultz.// Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84 P. 4184.
3. L. Solymar, E. Shamonina “Waves in Metamaterials” Oxford Univ. Press, 2009.
4. E. Tatartschuk, N. Gneiding, F. Hesmer, A. Radkovskaya, E. Shamonina // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. P. 094904-1.
5. А.А. Радковская, В.Н. Прудников, П.Н. Захаров, А.К. Бабушкин, А.Ф. Королев, А.П. Сухоруков. “Специальный физический практикум. Волны в магнитных метаматериалах с сильным взаимодействием между элементами. Суперлинза» М.: Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, 2010.

МАЯТНИКОВЫЙ ЭФФЕКТ С БОЛЬШИМ ЧИСЛОМ ПЕРИОДОВ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ ИЗ ПОРИСТОГО ОКСИДА КРЕМНИЯ

А.А. Скорынин, С.Е. Свяховский, В.Б. Новиков, В.А. Бушуев,
А.И. Майдыковский, Т.В. Мурзина, Б.И. Манцызов
Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова
skoraleks@ya.ru

В работе рассматривается маятниковый эффект в фотонных кристаллах (ФК), возникающий при брэгговской динамической дифракции излучения в периодических структурах в геометрии Лауэ (на прохождение). Он заключается в перекачке энергии проходящего излучения внутри структуры в энергию дифрагированного и обратно. Ранее маятниковый эффект наблюдался в различных диапазонах электромагнитного спектра, в том числе в рентгеновском [1], микроволновом радио [2] и оптическом [3,4]. При этом параметры структур на соответствующих частотах были таковы, что количество периодов маятникового эффекта было относительно невелико ($\ll 100$).

Толщина структуры, при которой происходит полная перекачка энергии при маятниковом эффекте – глубина экстинкции Λ – пропорциональна длине волны излучения и обратно пропорционально контрасту показателей преломления структуры. ФК, в которых контраст достигает максимального значения, например, полые синтетические опалы, состоящие из кремния и воздуха, обладают глубиной экстинкции сравнимой с длиной волны оптического излучения. Однако получение таких структур достаточной толщины при сохранении высокой однородности оптических свойств связано с рядом технологических сложностей.

Ранее нами был теоретически предсказан [5], а затем экспериментально обнаружен [6] эффект дифракционного деления импульса (ДДИ) при брэгговской дифракции в геометрии Лауэ в линейных ФК. Для наблюдения этого эффекта были изготовлены одномерные структуры из оксида пористого кремния. Размеры полученных образцов достигали 2-4 мм при толщине более чем 350 периодов и модуляции показателей преломления $\delta n = n_2 - n_1 \approx 0.1$. Однородность оптических свойств образцов была подтверждена наблюдением эффектов динамической дифракции.

Для описания распространения лазерного излучения в таких ФК была развита теория динамической дифракции [5]. В рамках этой теории было показано, что каждая спектральная компонента падающего излучения индуцирует внутри структуры две собственные моды – бормановскую и антибормановскую, состоящие из проходящей и дифрагированной волн. Указанные моды имеют различные дисперсионные законы, поэтому

вследствие их интерференции возникают биения амплитуды проходящих и дифрагированных волн, которые проявляются как маятниковый эффект. Полученные аналитические выражения позволяют определить глубину экстинкции и рассчитать динамику пространственного распределения поля внутри ФК.

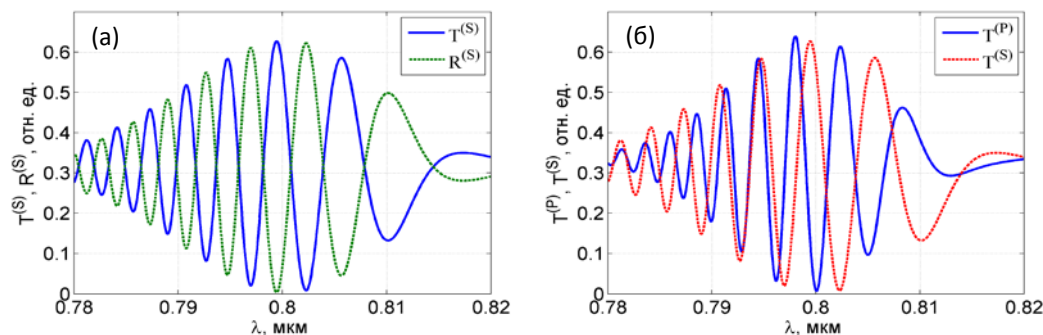


Рис. 1. Теоретические зависимости интенсивности излучения на выходе из ФК от длины волны для случая проходящего (Т) и дифрагированного (R) излучения s-поляризации (а), проходящего излучения для s- и р-поляризации (б). Продольный размер структуры $L = 2$ мм, $\delta n = 0.1$, период ФК $d = 0.78$ мкм, длина волны излучения $\lambda = 0.8$ мкм, диаметр входного пучка 300 мкм.

При изменении параметров излучения и структуры меняется длина экстинкции, что приводит к изменению интенсивности излучения на выходе из структуры. На рис. 1 представлены подобные зависимости от длины волны падающего излучения, полученные с учетом дисперсионного искажения волновых пакетов внутри ФК, приводящего к уменьшению видности интерференционной картины. Чем больше длин экстинкции укладывается внутри структуры, тем меньше требуется изменение длины волны для осуществления полного переключения направления распространения. В рассматриваемых структурах при $L/\Lambda \approx 350$ переключение происходит уже при отстройке $\Delta\lambda \sim 2 \div 3$ нм.

Экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими зависимостями для проходящего и дифрагированного излучения каждой поляризации, что позволяет рассматривать подобные ФК в качестве поляризационных и спектральных делителей излучения с высокой разрешающей способностью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пинскер З.Г. Рентгеновская кристаллооптика. М.: Наука, 1982.
2. Savo S. et al. // Opt. Express. **16**, 12, 9097. 2008.
3. Terhalle B. et al. // Phys. Rev. Lett. **106**, 8, 083902. 2011
4. Mazurenko D.A. and et al. // J. of Non-Cryst. Solids. **338-340**. 2004.
5. Bushuev V.A., Mantsyzov B.I., Skorynin A.A. // Phys. Rev. A. **79**, 5, 053811, 2009.
6. Svyakhovskiy S.E. et al. // Phys. Rev. A. **86**, 1, 013843, 2012.

ОПТИЧЕСКОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ В РТ-СИММЕТРИЧНЫХ СИСТЕМАХ

А.А. Сухоруков^{1,*}, С.В. Сучков², И. Барашенков³, Н. Алексеева³,
С.В. Дмитриев², Ю.С. Кившарь¹

¹ Центр нелинейной фотоники, Исследовательская школа физических и инженерных наук, Австралийский национальный университет, АСТ 0200, Канберра, Австралия

² Институт проблем сверхпластичности металлов Российской академии наук, Уфа

³ Математический факультет Кейптаунского университета, ЮАР

*ans124@physics.anu.edu.au

В докладе представлен обзор наших последних результатов [1-3], где были предсказаны и проанализированы новые линейные и нелинейные волновые явления при распространении волн в РТ-симметричных оптических системах с поглощением и усилением. Интерес к РТ-симметричным системам в физике был инициирован работой Бендера [4], где было показано, что системы с неэрмитовыми гамильтонианами могут иметь полностью вещественный спектр собственных значений, если их комплексный потенциал удовлетворяет РТ-симметрии. В оптике комплексный показатель преломления может играть роль такого потенциала [5]. Таким образом, оптические волноводные системы с зонами поглощения и усиления, распределенными в пространстве специальным образом, могут поддерживать собственные моды, которые в среднем сохраняют энергию. В последние годы, РТ-симметричные оптические системы были реализованы на практике [6].

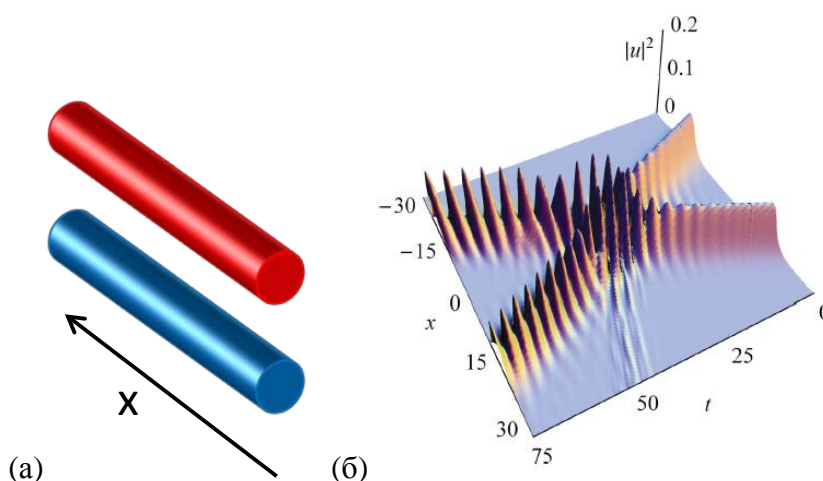


Рис. 1. (а) Схема РТ-симметричных связанных волноводов с усилением (верхний волновод) и поглощением (нижний). (б) Пример взаимодействия двух солитонов приводящего к формированию бризеров.

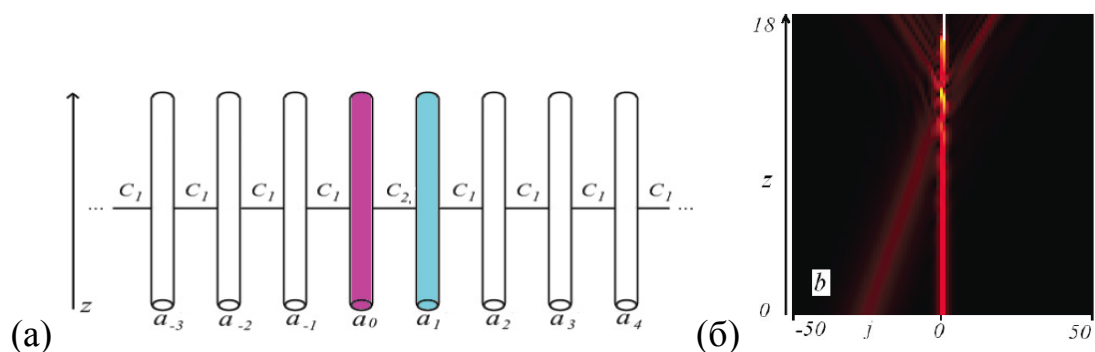


Рис. 2. (а) Массив связанных волноводов с РТ-симметричным дефектом из двух волноводов с усилением (0) и поглощением (1). (б) Взаимодействие пучка с локализованной модой.

Мы исследовали новые режимы нелинейных волновых взаимодействий в РТ-симметричных оптических связанных волноводах со сбалансированными потерями и усилением. Распространение лазерных пучков в такой системе описывается системой нелинейных уравнений Шредингера. С использованием аналитических методов и численного моделирования [1] было описано взаимодействие между различными нелинейными модами: высокочастотными и низкочастотными солитонами, солитоном и бризером, а также двумя бризерами, см. пример на Рис. 1. Классифицированы различные сценарии динамики взаимодействия в зависимости от параметров модели и начальных условий. Также рассмотрено [2] распространение пучка в массиве оптических волноводов со встроенным дефектом из пары волноводов с усилением и поглощением [Рис. 2(а)] и обнаружено, что интенсивный пучок может возбуждать локализованные моды на РТ-симметричном дефекте [Рис. 2(б)]. Возбуждением локализованных мод большой амплитуды, можно реализовать фазочувствительное управление переключением пучка, совместно с усилением или ослаблением локализованной моды.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. V. Barashenkov, S. V. Suchkov, A. A. Sukhorukov, S. V. Dmitriev, and Yu. S. Kivshar, *Phys. Rev. A* **86**, 053809 (2012).
2. S. V. Suchkov, A. A. Sukhorukov, S. V. Dmitriev, and Yu. S. Kivshar, *Eur. Phys. Lett.* **100**, 54003 (2012).
3. A. A. Sukhorukov, S. V. Dmitriev, S. V. Suchkov, and Yu. S. Kivshar, *Opt. Lett.* **37**, 2148-2150 (2012).
4. C. M. Bender and S. Boettcher, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5243 (1998).
5. R. El-Ganainy, K. G. Makris, D. N. Christodoulides, Z. H. Musslimani, *Opt. Lett.* **32**, 2632 (2007).
6. C. E. Ruter, K. G. Makris, R. El-Ganainy, D. N. Christodoulides, M. Segev, D. Kip, *Nature Physics* **6**, 192 (2010); A. Regensburger, C. Bersch, M.-A. Miri, G. Onishchukov, D. N. Christodoulides, and U. Peschel, *Nature* **488**, 167 (2012).

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТАМАТЕРИАЛА ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

Ю.Е. Терехов¹, М.К. Ходзицкий², Г.В. Белокопытов¹

¹Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова

²Факультет фотоники и оптоинформатики НИУ ИТМО
yury.terekhov@phys.msu.ru

Метаматериалы, искусственные композитные среды с субволновыми резонаторами, позволяют получать желаемый резонансный отклик на внешнее электромагнитное излучение в широком диапазоне частот, от СВЧ до ультрафиолета. В связи с успехами в области генерации и регистрации излучения терагерцовых частот всё большую актуальность приобретает создание фильтров, модуляторов и направляющих структур, и использование метаматериалов является перспективным методом решения этих задач [1].

В настоящей работе теоретически, с помощью численного моделирования методом конечных элементов, и экспериментально, методом импульсной терагерцовой спектроскопии, исследован электромагнитный отклик набора метаплёнок (двумерных метаматериалов) составленных из периодически расположенных медных планарных П-образных резонаторов на диэлектрической подложке.

Слой меди толщиной 16 мкм методом ионно-вакуумного напыления наносился на подложку из ситалла толщиной 0,56 мм, на которую для улучшения адгезии предварительно напылялся слой хрома толщиной 10 нм. Фрагмент метаплёнки схематично представлен на рис. 1.

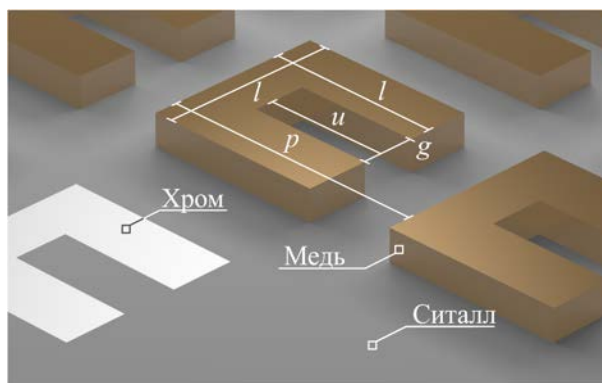


Рис. 1. Схематическое изображение структуры исследованной метаплёнки

Формирование массива П-образных резонаторов производилось методом лазерной гравировки. Точность гравировки 5 мкм. Образец состоит из 9 областей площадью 5×5 мм², которые различались геометрическими параметрами резонаторов и параметрами решётки. Общий размер образца составляет 15×15 мм².

Длина стороны l резонаторов составляла 50, 100 и 150 мкм и для каждой стороны относительная глубина зазора u/l принимала значения 0,3, 0,5 и 0,7 от стороны. Ширина зазора g для всех резонаторов составляла $0,3l$, период квадратной решётки резонаторов $p = 1,5l$. Таким образом, с изменением стороны резонатора ширина и глубина ёмкостного зазора и период расположения резонаторов пропорционально масштабировались.

Был выполнен расчёт отклика метаплёнки, неограниченной в поперечном направлении, на плоскую электромагнитную волну, падающую по нормали к поверхности метаплёнки и электрическое поле которой было поляризовано перпендикулярно ёмкостным зазорам П-образных резонаторов. Для учёта частотной дисперсии материальных параметров меди использовалась модель Друде-Лоренца с параметрами из [2]. В результате расчётов с применением периодических граничных условий были получены коэффициенты прохождения по мощности. Детальная схема моделирования описана в [3].

Экспериментально спектры прохождения для метаплёнки были получены методом импульсной терагерцовой спектроскопии [4, 5] путем обработки временных зависимостей напряжённости поля прошедшей волны. Напряжённость регистрировалась с помощью балансного детектора, состоящего из двух фотоприёмников. Сканирование по времени обеспечивалось использованием линии задержки. Полученные временные зависимости корреляционного сигнала подвергались аподизации функцией Хаппа-Гензеля. Полученные путём преобразования Фурье частотные спектры комплексного амплитудного коэффициента прохождения $E_{обл}(ν) \exp(iφ_{обл}(ν))$ для различных областей образца нормировались на опорный спектр сигнала для свободного пространства (воздуха) $E_{возд}(ν) \exp(iφ_{возд}(ν))$. Отмечалось хорошее согласие результатов численного моделирования коэффициента прохождения и эксперимента.

Комплексный показатель преломления $\tilde{n} = n - ik$ для каждой из 9 областей рассчитывался по формулам:

$$n_{обл}(ν) = 1 + \frac{c}{2πνd} (φ_{обл}(ν) - φ_{возд}(ν)),$$

$$κ_{обл}(ν) = -\frac{c}{2πνd} \ln \frac{E_{обл}(ν)}{E_{возд}(ν)},$$
(1)

где c – скорость света, d – толщина образца. Результаты расчётов по формулам (1) для областей 4 – 6 представлены на рис. 2. Резонансы показателя поглощения соответствуют возбуждению основной моды колебаний в П-образных резонаторах, при которой заряды осциллируют в плоскости резонатора, подобно сосредоточенному колебательному контуру. Сдвиг резонансных частот обусловлен с одной стороны как простым масштабированием размеров резонатора [3, 6] (области 1, 4, 7; 2,

5, 8; 3, 6, 9), так и, с другой стороны, изменением глубины зазора резонатора (области 1, 2, 3; 4, 5, 6; 7, 8, 9) при постоянстве остальных геометрических параметров.

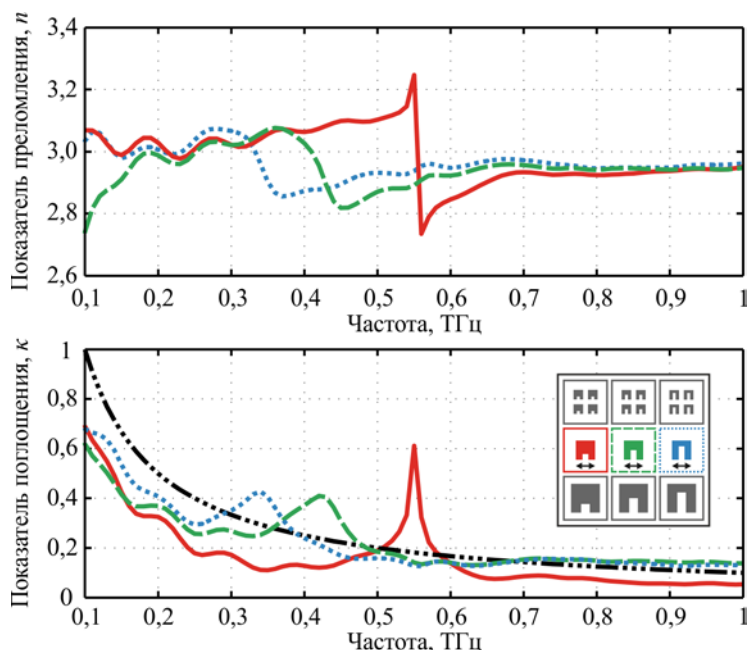


Рис. 2. Реальная (вверху) и мнимая (внизу) части комплексного показателя преломления метаплёнки на подложке для областей 4 (сплошная), 5 (пунктир) и 6 (точечная). Штрихпунктирная линия соответствует кривой $1/f$. На вставке схематическое изображение образца с 9 различными областями. Стрелочками обозначена поляризация падающего поля

Методика импульсной терагерцовой спектроскопии отличается значительной сложностью и весьма чувствительна к настройке системы. Кроме того, особенностью эксперимента явилось то, что поперечные размеры исследуемых образцов превосходили длины волны всего в несколько десятков раз, что также может вести к погрешностям. В связи с этим необходима проверка состоятельности полученных в эксперименте данных. Так как размеры резонаторов много меньше длины волны внешнего излучения, то метаплёнку можно рассматривать как однородную среду, характеризующую эффективной диэлектрической проницаемостью или, что эквивалентно, комплексным показателем преломления. При этом реальные и мнимые части этих характеристик должны быть связаны интегральными соотношениями Крамерса-Кронига [7,8]. Поскольку в эксперименте были получены спектры для сравнительно узкого диапазона частот, в то время как в соотношениях Крамерса-Кронига стоят полубесконечные пределы интегрирования, их прямое применение некорректно. В настоящей работе для проверки корректности полученных спектров комплексного показателя преломления был использован подход [9] в котором использовалась модифицированная комплексная функция преломления, определенная в соответствии с формулой:

$$fn(\nu) = [\tilde{n}(\nu) - \tilde{n}(\nu_{нач})][\tilde{n}(\nu) - \tilde{n}^*(\nu_{нач})][\tilde{n}(\nu) - \tilde{n}(\nu_{кон})][\tilde{n}(\nu) - \tilde{n}^*(\nu_{кон})], \quad (2)$$

где * означает комплексное сопряжение, $\nu_{нач}$ и $\nu_{кон}$ – начальная и конечная частоты исследуемого диапазона соответственно. Результаты проверки выполнения соотношений Крамерса-Кронига на примере областей 4, 5, 6 образца представлены на рис. 3.

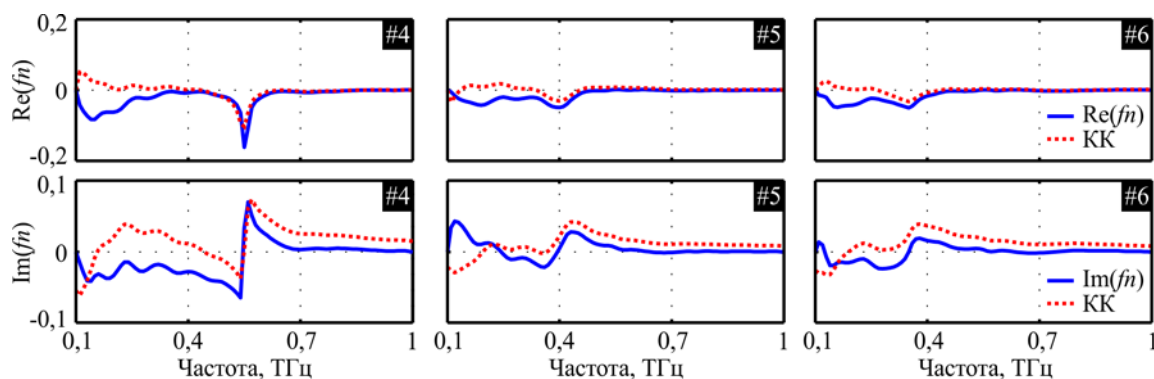


Рис. 3. Сравнение спектров реальных и мнимых частей функции fn (сплошные линии) со спектрами, полученными с помощью соотношений Крамерса-Кронига (точечные линии) для областей 4, 5, 6

Наблюдаемое небольшое расхождение на низких частотах в большей степени обусловлено погрешностями на этапе проведения обработки временной зависимости и ей аподизации. Вместе с тем соотношения Крамерса-Кронига показывают хорошее соответствие на высоких частотах, подтверждая корректность полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Н.-Т. Chen, J. F. O'Hara, A. K. Azad, A. J. Taylor // Laser. Phonon. Rev. 2011. V. 4. No. 4. P. 513.
- [2] E. J. Zeman, G. C. Schatz // J. Phys. Chem. 1987. V. 91. P. 634.
- [3] Ю. Е. Терехов, М. К. Ходзицкий, Г. В. Белокопытов // Науч.-тех. вест. ИТМО. 2013. V. 83. P. 55.
- [4] Р. Дж. Белл “Введение в фурье-спектроскопию” М.: Мир, 1975.
- [5] X.-C. Zhang, J. Xu “Introduction to THz wave photonics” Springer, 2010.
- [6] Ю. Е. Терехов, А. В. Журавлев, Г. В. Белокопытов // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2012. №.3. С. 17.
- [7] R. L. Kronig // J. Opt. Soc. Am. 1926. V. 12. P. 547.
- [8] H. A. Kramers // Phys. Z. 1929. V. 30. P. 522.
- [9] K.-E. Peiponen, J. J. Saarinen // Rep. Prog. Phys. 2009. V. 72. P. 056401.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦЕ ДИЭЛЕКТРИКА И АНИЗОТРОПНОГО НАНОКОМПОЗИТА

Л.Д. Филатов, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет

Lenfilatovv@yandex.ru

1. Исследование нанокompозитных сред (НКС) в настоящее время является очень важным направлением в физике. На основе указанных сред в настоящее время создаются новые материалы с заданными структурными и электродинамическими свойствами, которые определяются размером, формой и упорядоченностью составляющих их наночастиц, а так же степенью наполненности содержащих их объемных материалов. Известно, что в области частот, где диэлектрическая проницаемость (ДП) одной из граничащих сред принимает отрицательные значения, вдоль плоской границы раздела возможно распространение поверхностных волн (ПВ). В настоящей работе исследуются особенности распространения ПВ вдоль плоской границы раздела диэлектрика и НКС с эллипсоидальной формой металлических наночастиц, используемых в качестве наполнителя.

2. Пусть область $z > 0$ занимает диэлектрик с ДП $\varepsilon_1 = const$ в исследуемой частотной области. Область $z < 0$ занимает НКС с эффективной ДП, отвечающей модели Максвелла-Гарнета [1]:

$$\varepsilon_{ef} = \varepsilon_m \left(1 + \frac{\eta(\varepsilon_p - \varepsilon_m)}{\varepsilon_m + g(1-\eta)(\varepsilon_p - \varepsilon_m)} \right). \quad (1)$$

Здесь ε_m - ДП матрицы, которую считаем постоянной и действительной величиной; частотная зависимость ДП металлических наночастиц в рамках модели Друде-Лоренца имеет вид

$$\varepsilon_p(\omega) = \varepsilon_0 - \omega_p^2 (\omega^2 + i\omega\gamma)^{-1}, \quad (2)$$

где ω_p - плазменная частота металла, ε_0 - вклад решетки, γ - параметр релаксации; η - объемная доля включений; геометрический фактор, учитывающий влияние формы наночастицы на величину индуцированного на ней дипольного момента, определяется через отношение длин полярной и экваториальной полуосей наночастицы $\xi = b/a$ следующим образом:

$$g = g_{\parallel} = \frac{1}{1 - \xi^2} \left(1 - \xi \frac{\arcsin \sqrt{1 - \xi^2}}{\sqrt{1 - \xi^2}} \right), \quad g = g_{\perp} = (1 - g_{\parallel}) / 2, \quad (3)$$

где параметры с индексами « \parallel » и « \perp » отвечают двум ориентациям вектора электрического поля волны - вдоль или поперек оптической оси. Магнитные проницаемости обеих сред μ_1 и μ_2 приняты равными единице. На **рис.1** приведены частотные зависимости вещественной и мнимой

частей ДП $\varepsilon_{ef} = \varepsilon_{\perp}$ и $\varepsilon_{ef} = \varepsilon_{\square}$ нанокompозита, определяемых выражениями (1) и (3). При численном анализе материалом наночастиц считаем серебро с параметрами: $\omega_p = 1.36 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\varepsilon_0 = 5$, $\gamma = 3.04 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Оставшиеся параметры выбраны следующими: $\eta = 0.013$, $\xi = 0.6$, $\varepsilon_m = 2.25$, $\varepsilon_1 = 1$ [2].

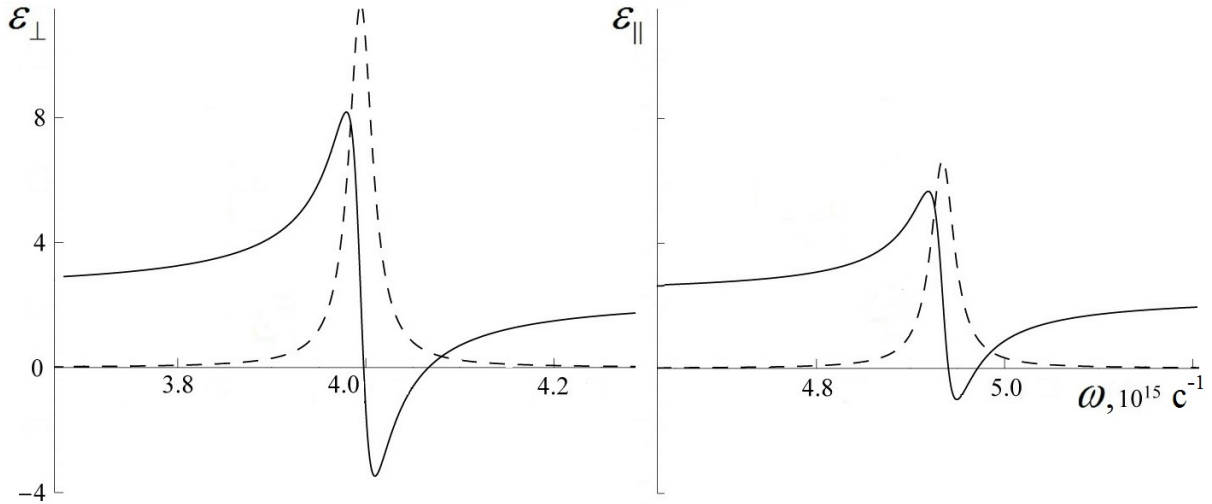


Рис.1. Частотные зависимости вещественной и мнимой части ДП (сплошная и пунктирная линии) НКС.

Из приведенных зависимостей следует, что в области частот (ω_1, ω_2) , где

$$\omega_1 = \omega_p \left[\varepsilon_0 - \varepsilon_m \left(1 - \frac{1}{g(1-\eta)} \right) \right]^{-1/2}, \quad \omega_2 = \omega_p \left[\varepsilon_0 - \varepsilon_m \left(1 - \frac{1}{g(1-\eta) + \eta} \right) \right]^{-1/2},$$

действительная часть ε_{ef}^{\perp} и $\varepsilon_{ef}^{\square}$ принимает отрицательные значения. Это указывает на возможность распространения затухающих поверхностных волн с частотами, отвечающими указанным областям частотного спектра.

3. Рассмотрим случай поверхностной ТМ - волны. Запишем уравнения, связывающие отличные от нуля компоненты волнового поля с учетом их гармонической зависимости от времени и координаты вдоль направления распространения волны, т.е. пропорциональности фактору $\exp[i(\omega t - \beta x)]$:

$$\frac{d^2 h_y}{dz^2} + q_j^2 h_y = 0, \quad e_x = \frac{i}{k_0 \varepsilon_j} \frac{d h_y}{dz}, \quad e_z = -\frac{\beta}{k_0 \varepsilon_j} h_y, \quad (4)$$

где $j=1,2$ относятся к диэлектрику и НКС, $k_0 = \omega/c$, c - скорость света в вакууме, β - константа распространения; $q_j^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_j \mu_j$ - поперечные компоненты волнового вектора. Решение первого из уравнений (4) с учетом непрерывности компоненты h_y на границе раздела сред представим в виде поверхностной волны:

$$h_y(x, z) = h_0 \exp(-i\beta x) \begin{cases} \exp(-q_1 z), & z > 0, \\ \exp(q_2 z), & z < 0. \end{cases} \quad (5)$$

С учетом граничных условий, уравнения (5) и явного вида поперечных компонент q_1 и q_2 получаем дисперсионное соотношение и константу распространения для волны рассматриваемой поляризации:

$$\frac{q_1}{\varepsilon_1} + \frac{q_2}{\varepsilon_{ef}} = 0, \quad \beta = k_0 \sqrt{\frac{\mu_1 \varepsilon_{ef} - \mu_2 \varepsilon_1}{\varepsilon_{ef}^2 - \varepsilon_1^2}} \varepsilon_1 \varepsilon_{ef}, \quad (6)$$

где ε_{ef} может принимать значения ε_{\perp} и ε_{\parallel} . При $\mu_1 = \mu_2 = 1$ получаем

$$\beta = k_0 \sqrt{\varepsilon_{ef} \varepsilon_1 / (\varepsilon_{ef} + \varepsilon_1)}. \quad (7)$$

На рис. 2 представлены частотные зависимости действительной и мнимой частей константы распространения, полученные на основе (7) для двух типов НКС – с нановключениями эллипсоидной и сферической ($\xi = 1$) формы. Видно, что при стремлении частоты ПВ к характерной частоте

$$\omega_{res} = \omega_p [\varepsilon_0 - \varepsilon_m (1 + a/b)]^{-1/2}, \quad (8)$$

где введены обозначения $a = (1 - \varepsilon_1 / \varepsilon_m) \eta^{-1}$, $b = 1 + a g(1 - \eta)$, происходит существенное замедление и резкое убывание длины затухания ПВ (длины пробега поверхностного поляритона) $l = (\beta'')^{-1}$.

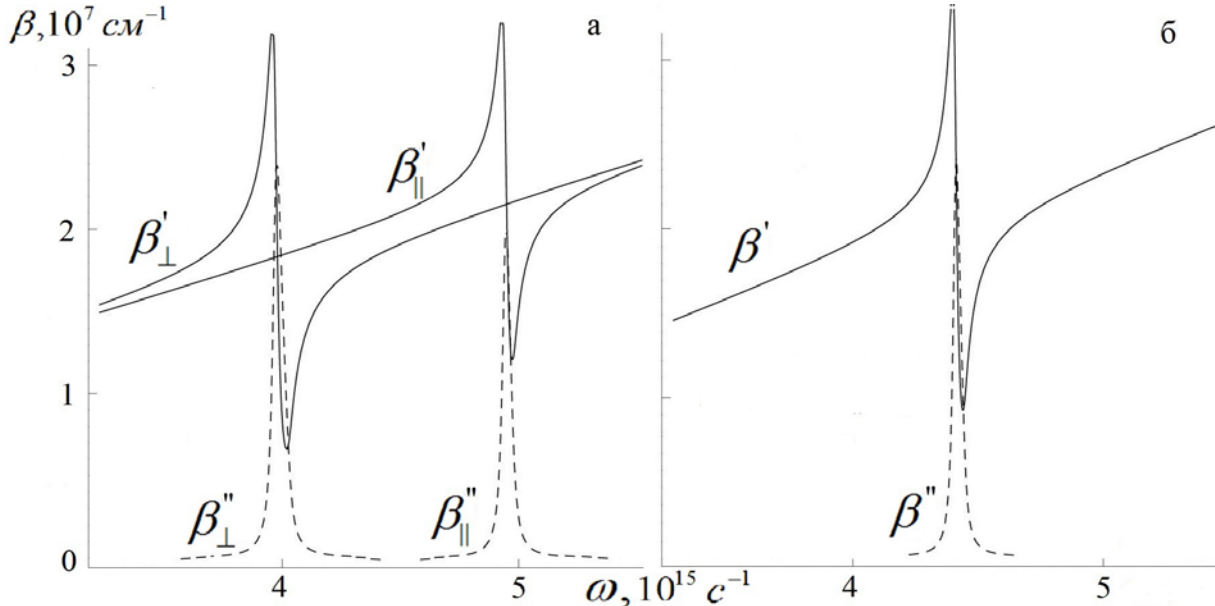


Рис 2. Дисперсионные кривые для ПВ в случае НКС с нановключениями эллипсоидной и сферической формы (а, б).

4. Энергетической характеристикой волнового процесса с учетом его гармонической зависимости от времени является вектор Пойнтинга $\langle \mathbf{S} \rangle = (c / 8\pi) \text{Re}(\mathbf{e} \times \mathbf{h}^*)$, определяющий в рассматриваемом нами случае

среднюю за период плотность потока энергии ПВ. В общем случае вектор $\langle \mathbf{S} \rangle$ имеет как продольную, так и поперечную и составляющие. С учетом полученных соотношений (4) - (6) для волновых полей продольная x -компонента вектора Пойнтинга представляется следующим образом:

$$\langle S_x(x, z) \rangle = \frac{c h_0^2}{8\pi k_0} \exp(-2\beta'' x) \begin{cases} \beta' \varepsilon_1^{-1} \exp(-2q_1' z), & z > 0, \\ (\varepsilon_{ef}' \beta' + \varepsilon_{ef}'' \beta'') \left| \varepsilon_{ef} \right|^{-2} \exp(2q_2' z), & z < 0. \end{cases} \quad (9)$$

Одной из важных характеристик ПВ является глубина проникновения волнового поля в каждую из сред, которая определяется выражением $\lambda_j = 1/q_j'$. Из представленных на **рис. 3** зависимостей следует, что глубина проникновения ПВ в НКС наибольшая для волны, распространяющейся вдоль оптической оси структуры.

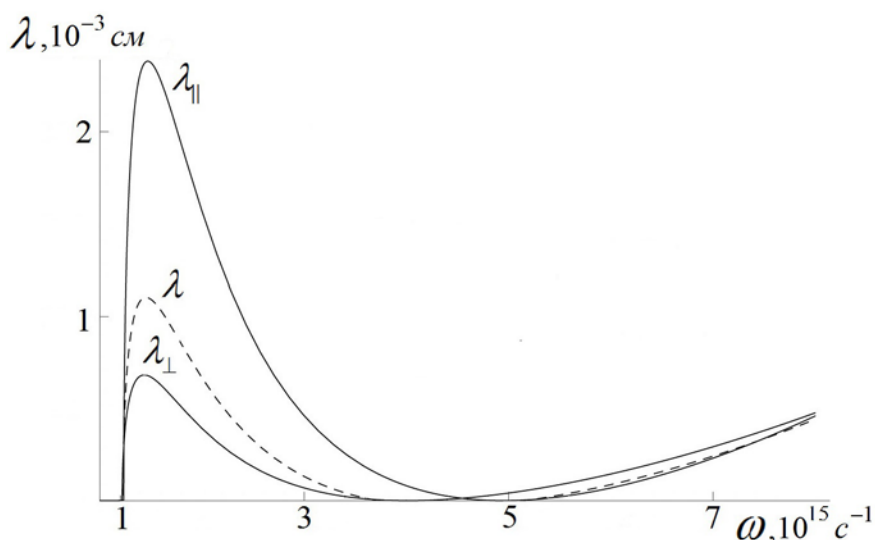


Рис.3. Частотная зависимость глубины проникновения ПВ в НКС.

Полученные выше соотношения позволяют изучить все особенности распространения ПВ на границе раздела рассматриваемых сред. В докладе будут более полно представлены результаты графического анализа дисперсионных соотношений, распределения волновых полей и энергетических потоков по волноводной структуре для различных типов включений нанокompозита и их концентраций.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Л.А.Головань, В.Ю.Тимошенко, П.К.Кашкаров. // УФН. 2007. № 177. № 6. С. 619.
 [2] С.Г. Моисеев, В.А. Остаточников, Д.И. Семенцов // Квантов. электрон. 2012. Т.42. № 6. С. 557.

ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В СВЯЗАННЫХ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

А.Ю. Шараевская, М.А. Морозова

Саратовский государственный университет имени Н.Г.Чернышевского
upark@inbox.ru

В последние годы активно исследуются сверхвысокочастотные свойства магнонных кристаллов (МК), изготовленных на основе ферромагнитных пленок (см., например, [1]), в которых распространяются спиновые волны, обусловленные диполь-дипольным взаимодействием в среде и которые получили название магнитостатические волны (МСВ). Необходимо отметить, что несмотря на большое количество работ, посвященных исследованию таких структур, в основном, в них рассматриваются одиночные структуры. Однако в оптике в настоящее время определенное внимание уделяется исследованию связанных фотонных структур [2], которые обладают более широкими функциональными возможностями, чем одиночные структуры.

В настоящем сообщении приведены результаты, связанные с построением модели периодической структуры, представляющей собой два связанных одномерных магнонных кристалла, разделенных диэлектрическим слоем, при возбуждении в них магнитостатических волн. На основе полученного дисперсионного соотношения проведен анализ возможности управления характеристиками запрещенных зон при изменении параметров структуры (магнитного поля, коэффициента связи, геометрических параметров).

Рассмотрена нормально намагниченная ферромагнитная структура, в которой в направлении оси y распространяется магнитостатическая волна. Поперек направления распространения волны на поверхности каждой пленки создана периодическая неоднородность в виде канавок с периодом L (вставка на рис.1). В этом случае толщину каждой пленки $d_{1,2}$ в направлении распространения МСВ можно представить в виде периодической функции:

$$d_{1,2} = d_0 [1 + \delta d \cos(\frac{2\pi}{L} y)]. \quad (1)$$

Намагниченность в каждом МК 1 и 2 представляется в виде суммы прямой $A_{1,2}$ и встречной $B_{1,2}$ волн в следующем виде:

$$m_{1,2}(y, t) = A_{1,2}(y) e^{j(\omega t - k_+ y)} + B_{1,2}(y) e^{j(\omega t + k_- y)}. \quad (2)$$

Особенностью рассматриваемой связанной структуры по сравнению с одиночным МК является распространение на одной частоте двух волн в каждой пленке – быстрой и медленной МСВ [3], различие между фазовыми

скоростями которых определяется электродинамическим параметром связи K ($0 < K < 1$). Используя волновые уравнения движения вектора намагниченности для двух связанных однородных пленок [3], с учетом (1) и (2) получено дисперсионное уравнение для рассматриваемой структуры.

Пример расчета дисперсионных зависимостей для быстрой (сплошные кривые) и медленной (пунктирные) МСВ показан на рис.1. Запрещенные зоны на рис.1 соответствуют первому брэгговскому резонансу $k = \pi/L$, при котором наблюдается две запрещенные зоны на разных частотах.

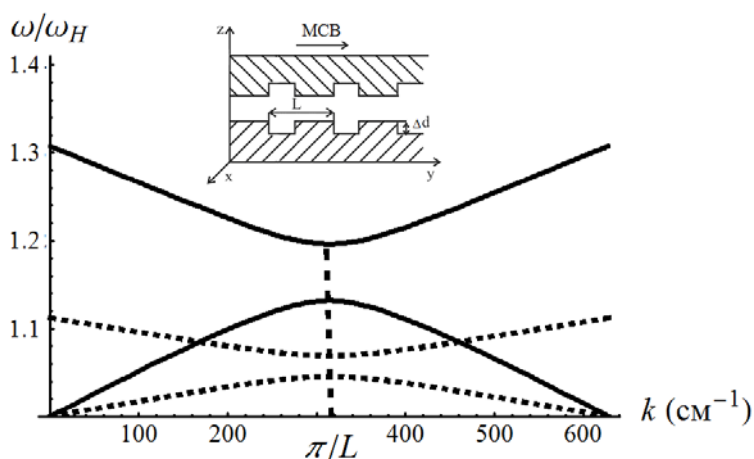


Рис.1. Дисперсия МСВ в двух связанных МК ($K = 0.5$, $\delta d = 0.4$).

Как показали расчеты при малых значениях K с увеличением параметра δd (глубины канавки Δd) запрещенные зоны перекрываются. С ростом K при $\delta d = \text{const}$ расстояние между частотами запрещенных зон увеличивается, а также увеличивается ширина запрещенной зоны для быстрой МСВ и уменьшается для медленной. Рассчитана также зависимость отражательной способности такой решетки от параметров структуры.

Работа выполнена в рамках гранта Правительства РФ (№ 11.G34.31.0030), президентской программы поддержки ведущих научных школ РФ (№ НШ-1430.2012.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.В. Гуляев, С.А. Никитов, Л.В. Животовский и др.// Письма в ЖЭТФ. 2003.-Т.77. вып.10. С. 670-674.
2. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. "Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам" М.: Физматлит, 2005.
3. "Методы нелинейной динамики и теории хаоса в задачах электроники сверхвысоких частот". Т. 2. под ред. А.А. Короновского, Д.И. Трубецкова, А.Е. Храмова. Москва.: Физматлит, 2009.