

МЕТАМАТЕРИАЛЫ, ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ И НАНОСТРУКТУРЫ

Исследование влияния теплоотвода в подложку при проведении процесса электромиграции в металлических нанопроводах	
<i>В.Р. Гайдамаченко, И.В. Сапков, С.А. Дагесян, Е.С. Солдатов.....</i>	<i>3</i>
Использование полупроводниковой сендвичной гетероструктуры для улучшения характеристик суб-ТГц генерации	
<i>В.А. Максименко, В.В. Макаров, А.А. Короновский, А.Е. Храмов, К.Н. Алексеев, А.Г. Баланов.....</i>	<i>5</i>
Двумерные предельно короткие оптические импульсы в неоднородной среде с оптическим волноводом с углеродными нанотрубками	
<i>М.Б. Белоненко, И.С. Двужилов</i>	<i>7</i>
Хиральные оптические таммовские состояния на границе холестерического жидкого кристалла и анизотропного нанокомпозита	
<i>И.В. Тимофеев, С.Я. Ветров.....</i>	<i>9</i>
Распространение и дифракция упругих волн в слоистых фононных кристаллах с неоднородностями	
<i>С.И. Фоменко, М.В. Голуб.....</i>	<i>13</i>
Преломление волновых пакетов в модели акустической дважды отрицательной среды	
<i>К.В. Дмитриев.....</i>	<i>16</i>
Связанные оптические таммовские состояния на границе фотонного кристалла и нанокомпозита, содержащего частицы с оболочками	
<i>С.Я. Ветров, П.С. Панкин, И.В. Тимофеев.....</i>	<i>20</i>
Динамика электромагнитного импульса в средах из углеродных нанотрубок с учетом собственной дисперсии среды и нелинейности	
<i>Т.П. Сопит, М.Б. Белоненко</i>	<i>24</i>
Теория дышащих мод в массиве оптических волноводов	
<i>М.И. Гозман, А.А. Анастасиев, Н.А. Козлов, И.Я. Полищук, Ю.И. Полищук, С.В. Соловьев, Е.А. Цывкунова</i>	<i>28</i>

Исследование возможности построения одноэлектронного устройства на одноатомных зарядовых центрах молекулы соединения родия с производной терпиридина	
<i>А.А. Паршинцев, В.В. Шорохов, Е.С. Солдатов</i>	30
Использование метода электротренинга для создания одноэлектронных транзисторов	
<i>А.Г. Галстян, С.А. Дагесян, Е.С. Солдатов, О.В. Снигирев</i>	32
Эффект амплитудной модуляции луча магнитоэлектрических волн магнетитом	
<i>А.Ю. Анненков, С.В. Герус</i>	34
Управление световыми импульсами в электромагнитно индуцированной решетке	
<i>В.Г. Архипкин, С.А. Мысливец, П.С. Панкин</i>	38
Отражение световых гауссовых пучков от чирпированной решетки	
<i>В.Ф. Марченко, П.Ю. Шестаков</i>	41
Высокочастотная проводимость графеновой сверхрешетки в условиях постоянного электрического поля	
<i>Е.И. Кухарь, С.В. Крючков, Е.С. Ионкина</i>	43

Исследование влияния теплоотвода в подложку при проведении процесса электромиграции в металлических нанопроводах

В.Р. Гайдамаченко, И.В. Сапков, С.А. Дагесян, Е.С. Солдатов
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
1994vg@gmail.com

В 2014 году в производство были запущены электронные чипы, созданные по норме 14 нм, а в 2018 планируется добиться 10 нм [1]. Дальнейшая миниатюризация в рамках имеющейся технологии крайне трудоемкая и дорогостоящая работа. Одним из устройств следующего поколения нанoeлектроники может являться одноэлектронный транзистор.

Принцип работы одноэлектронного транзистора основан на явлении одноэлектронного туннелирования [2]. Это устройство представляет из себя два последовательно подключенных туннельных перехода с находящимся на не туннельном расстоянии третьим электродом (затвором). Такой транзистор будет работать при комнатной температуре, если электрическая емкость острова между электродами стока и истока будет предельно мала. На практике соблюдением такого условия добиваются помещением в зазор размером меньше 5 нм молекулы или частицы.

Наиболее распространенным способом создания таких нанозазоров в условиях лаборатории является метод электромиграции [3]. Важную роль при реализации которого является теплоотвод от нанопровода. К настоящему времени остается неясным влияние разных путей отвода тепла, в частности, отвода тепла в подложку. Для ответа на этот вопрос мы осуществили контролируемую электромиграцию уже подвешенного нанопровода, лишённого в разрываемой области какого-либо взаимодействия с подложкой.

Система заготовок будущих нанoeлектродов транзистора в виде нанопроводов из золота с постепенно уменьшающейся (от 1 мкм до 40-60 нм) шириной была сформирована на подложке оксида кремния размером 80x80 мкм методами стандартной электронно-лучевой литографии. Для лучшей адгезии золота к оксиду кремния использовались в различных случаях титан и хром (толщина слоя 1 нм). После чистки образцов в плазме кислорода для обеспечения нависания будущих нанoeлектродов транзистора над подложкой проводилось жидкостное травление поверхности оксида кремния в 10% растворе буферизованной плавиковой кислоты. В результате подбора параметров были изготовлены подвешенные нанопровода толщиной 18 нм, шириной от 40 нм в самом узком месте.

Для создания нанозазора шириной 2-5 нм мы воспользовались методом электромиграции [3]. Электромиграция – это явление перемещения атомов под влиянием протекания по проводу электрического тока большой плотности. Электромиграция проводилась по следующей методике: на провод подавалось плавно возрастающее напряжение и осуществлялся контроль изменения сопротивления нанопровода. Как только сопротивление менялось больше, чем на определенную величину, напряжение обнулялось и процесс начинался заново. Процесс повторялся до тех пор, пока сопротивление не увеличивалось до 2 кОм, соответствующее предельно малому значению ширины перемычки нанопровода. Потом через определенный промежуток времени (который мог быть длиной от часа до суток) эта оставшаяся перемычка разрывалась под действием остаточных механических напряжений в пленке [2] и таким образом возникал нанозазор размерами 2-5 нм.

На снимке с электронного микроскопа (Рис. 1) показан типичный вид зазора после проведения электромиграции. Тёмным на снимке выглядит оксид кремния, светло-серыми

на снимке изображены области металла, нависающие над подложкой, и темно-серыми те из них, которые остались лежать на оксиде кремния.

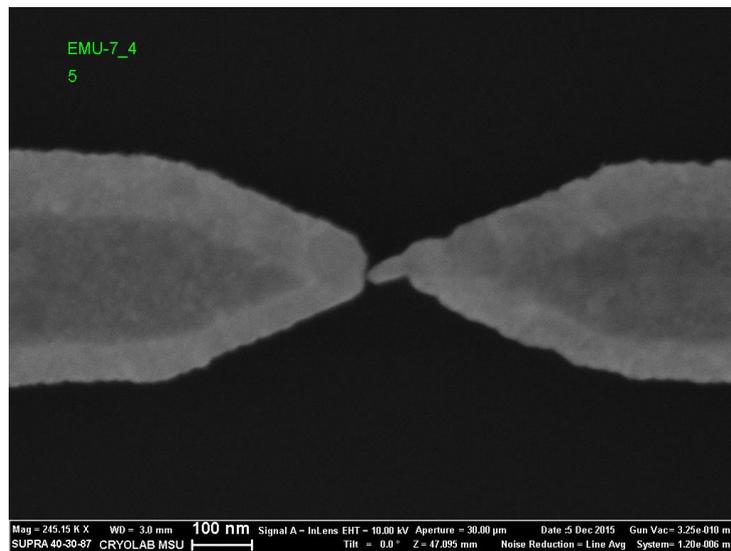


Рис. 1. SEM-снимок полученного зазора шириной в 3-4 нанометра.

Как мы говорили, отдельной мотивацией для исследования электромиграции именно в таких структурах является поиск ответа на важный, но остававшийся неясным до сих пор, вопрос о механизме теплоотвода от места разрыва: пойдет ли электромиграция так же, как и для случая структуры, лежащей на подложке [4]. Ответ такой – в основном, электромиграция идет так же. Вероятно, в указанной системе, теплоотвод через подложку не играет большой роли при проведении электромиграции. Такое подвешивание в перспективе должно снимать вопрос о влиянии шумов подложки на этапе измерений системы.

Таким образом, в данной работе методом электромиграции получены нанозазоры величиной 2-5 нм в металлическом нанопроводе, висящем над кремниевой подложкой на высоте около 50 нм. При этом экспериментально подтверждено, что отвод тепла, выделяющегося при электромиграции, через подложку оказывается несущественным для хода электромиграции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dick James “ Intel’s 14-nm Parts are Finally Here! ”, <http://www.chipworks.com/en/technical-competitive-analysis/resources/blog/intels-14-nm-parts-are-finally-here/>, October 27, 2014
2. D.V. Averin., K.K Likharev, "Mesoscopic Phenomena in Solids", Amsterdam, Elsevier, 1991.
3. D.R Strachan. *et al.* Controlled fabrication of nanogaps in ambient environment for molecular electronics // Appl. Phys. Lett. **86**, 043109 (2005)
4. S. A Dagesyan *et al.* Properties of Extremely Narrow Gaps Between Electrodes of a Molecular Transistor //Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. – 2015. – Т. 28. – №. 3. – С. 787-790.

Использование полупроводниковой сендвичной гетероструктуры для улучшения характеристик суб-ТГц генерации

В.А. Максименко¹, В.В. Макаров¹, А.А. Короновский², А.Е. Храмов¹, К.Н. Алексеев³,
А.Г. Баланов³

¹*СГТУ имени Гагарина Ю.А., 410012, Саратов, Россия.*

²*СГУ имени Н.Г. Чернышевского, 410054, Саратов, Россия*

³*Loughborough University, LE11 3TU, Loughborough, UK*

maximenkovl@gmail.com

Полупроводниковые гетероструктуры являются перспективными элементами для разработки современных систем генерации и усиления сигналов суб-ТГц и ТГц частотных диапазонов. Среди них особое место занимают полупроводниковые сверхрешетки - наноразмерные гетероструктуры, состоящие из чередующихся слоев полупроводников с различными свойствами, но близкими характеристиками кристаллической решетки. Интерес к данным системам, прежде всего, связан с возможностью наблюдения терагерцовых блоховских колебаний, вместе с тем, режим нестационарного транспорта заряда (режим движущихся доменов), который препятствует реализации блоховского излучения, также представляет интерес в контексте генерации суб-ТГц сигналов [1, 2].

В полупроводниковой сверхрешетке частота следования доменов ограничена максимальной дрейфовой скоростью электронов в энергетической минизоне. С учетом этого, наименьшее время прохождения домена и, как следствие, наибольшая частота ассоциирующихся с ним токовых колебаний может быть реализована в коротких образцах, удовлетворяющих NL-критерию [3]. В тоже самое время, мощность колебаний тока, обусловленных доменным транспортом, снимаемая с коротких сверхрешеток, оказывается малой и возникает необходимость использования систем, содержащих массивы полупроводниковых наноструктур [4]. Использование подобных систем также проблематично, что связано с возникновением паразитных низкочастотных резонаторов, обусловленных особенностями подключения сверхрешеток [5].

С учетом описанных выше особенностей возникает вопрос о разработке устройств, позволяющих достичь увеличение частоты и мощности колебаний, обусловленных доменным транспортом заряда в полупроводниковых сверхрешетках.

В настоящей работе предлагается использование полупроводниковой сендвичной гетероструктуры для улучшения характеристик доменной генерации. Подобные структуры были ранее исследованы как теоретически [6], так и экспериментально [4, 7] с точки зрения перспективных устройств для генерации Блоховского излучения. В тоже самое время, режим нестационарного транспорта заряда и ассоциирующиеся с ним токовые колебания ранее не рассматривались.

Результаты численного исследования транспорта заряда в данной структуре, проведенные в настоящей работе при помощи математической модели, описанной в [8], показали возможность одновременного увеличения частоты и мощности токовых колебаний, вызванных режимом доменного транспорта.

На рисунке 1 представлены зависимости мощности колебаний тока от частоты, построенные для полупроводниковой сверхрешетки (квадраты) и сендвичной структуры (треугольники), в одинаковом диапазоне значений приложенного напряжения.

Видно, что при увеличении приложенного напряжения в обоих случаях наблюдается уменьшение частоты колебаний и, вместе с тем, рост мощности. Данный эффект связан с увеличением амплитуды домена заряда, дрейфующего в транспортной области сверхрешетки, и сопутствующим уменьшением средней скорости минизонных электронов.

В тоже самое время, можно видеть, что колебания тока, снимаемые с сендвичной структуры, оказываются более мощными и высокочастотными. Полученный результат объясняется тем, что коллективная динамика заряда в минизонных полупроводниках, содержащихся в сендвичной структуре, оказывается синхронизована внешним приложенным напряжением. В этом случае, домены заряда, распространяющиеся в различных областях, одновременно возникают и расформируются, что приводит к одновременной генерации импульсов тока, сложению колебательных мощностей, связанных с распространяющимися доменами и, как следствие, увеличению выходной мощности.

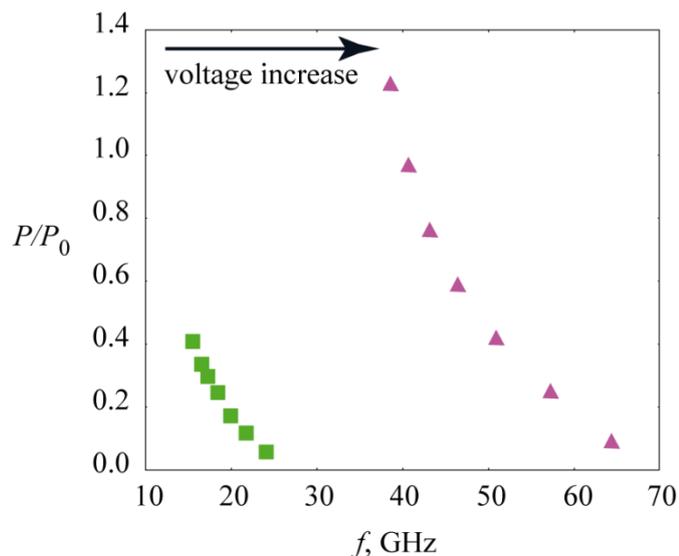


Рис. 1. Зависимости (частота-мощность), построенные для полупроводниковой сверхрешетки (квадраты) и полупроводниковой сендвичной гетероструктуры (треугольники) для одинакового диапазона значений приложенного напряжения.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований в рамках проектов 16-32-00272 и 15-32-20299. Максименко В.А. благодарит Фонд Династия за персональную поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. M. Greenaway et al. // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 80. P. 205318.
2. T. Hyart et al. // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 103. P. 117401.
3. H. Kroemer // IEEE transactions on electron devices. 1968. Vol. ED15. N 11. P. 819.
4. P. G. Savvidis et al. // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 92. P. 196802
5. A.E. Hramov // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 112. P. 116603.
6. A. Patane, et al. // Applied Physics Letters 2002. Vol. 81. P. 661
7. J. C. Schmidt, et al. // Superlattices and Microstructures 2012. Vol. 52. P. 1143
8. V. A. Maksimenko, et al. // Europhysics Letters. 2015. Vol. 109. P. 47007

Двумерные предельно короткие оптические импульсы в неоднородной среде с оптическим волноводом с углеродными нанотрубками

М.Б. Белоненко^{1,2}, И.С. Двужилов¹
¹Волгоградский государственный университет
²Волгоградский институт бизнеса
dvuzhilov.ilya@gmail.com

Основная задача современной оптики – создание сред, с помощью которых можно образовывать и управлять оптическими сигналами. В качестве такой среды, в последнее время, использовали углеродные нанотрубки (УНТ). Внимание исследователей привлекла их важность в современной наноэлектронике, а также возможность использования в качестве среды для образования световых пучков. Световые пучки представляют собой локализованные в пространстве импульсы электрического поля, вся энергия которых сосредоточена в ограниченной области пространства. Основная проблема, затрагиваемая в этой работе, состоит в возможности изменения направления распространения предельно короткого оптического импульса. Для решения данной проблемы может послужить модуляция показателя преломления среды, таким образом, происходит формирование неоднородной среды [1-3].

Отметим, что соображения, приведенные в [4] относительно существования предельно короткого оптического импульса, в данном случае не проходят, в связи с отсутствием трансляционной инвариантности, также, совершенно неочевидно, что дополнительная дисперсия, вносимая неоднородной средой, не приведет к разрушению световой пули.

Предполагаемая система распространения будет смоделирована следующим образом: двумерный предельно короткий оптический импульс с оптическим волноводом в неоднородной среде, распространяется в системе углеродных нанотрубок типа zig-zag. Вектор напряженности поля импульса, оси нанотрубок направлены вдоль оси z . В свою очередь, нанотрубки располагаются на примерно одинаковом расстоянии друг относительно друга, а расстояние между соседними нанотрубками достаточно большое в сравнении с их диаметром.

Закон дисперсии УНТ типа zig-zag был выбран в виде [5]:

$$\varepsilon_s(\mathbf{p}) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(a\mathbf{p}) \cos(\pi/m) + 4 \cos^2(\pi/m)} \quad (1)$$

где $s=1, 2, \dots, m$, нанотрубка имеет тип $(m,0)$, $\gamma \approx 2.7 \text{ эВ}$, $a = 3b/2\hbar$, $b = 0.142 \text{ нм}$ расстояние между соседними атомами углерода.

Уравнения Максвелла для случая немагнитных диэлектрических сред, в которую они помещены, и с учетом калибровки Кулона $\mathbf{E} = -1/c \cdot \partial \mathbf{A} / \partial t$ приводятся к виду:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} = 0 \quad (2)$$

где \mathbf{A} - вектор-потенциал, $\mathbf{A} = (0,0,A_z(x,t))$, \mathbf{j} - плотность электрического тока в УНТ, t - время, c - скорость света в вакууме.

Выражение для плотности тока представлено в виде:

$$j = e \sum_{ps} v_s \left(p - \frac{e}{c} A(t) - \frac{e}{c} A_0(t) \right) \langle a_{ps}^+ a_{ps} \rangle \quad (3)$$

в котором $v_s(p) = \partial \varepsilon_s(p) / \partial p$, и угловые скобки означают усреднение с неравновесной матрицей плотности $\rho(t) : \langle B \rangle = \text{Sp}(B(0)\rho(t))$. Учитывая, что $[a_{ps}^+ a_{ps}, H] = 0$, из уравнений движения для матрицы плотности получаем, что $\langle a_{ps}^+ a_{ps} \rangle = \langle a_{ps}^+ a_{ps} \rangle_0$, где $\langle B \rangle_0 = \text{Sp}(B(0)\rho(0))$.

Начальное условие для вектор-потенциала электрического поля световой пули выбиралось в гауссовой форме. Шаги по времени и координате определялись из стандартных условий устойчивости, и уменьшались до тех пор, пока решение не изменялось в восьмом значащем знаке. Как показали результаты численных расчетов, распространение световой пули является устойчивым в неоднородной среде с углеродными нанотрубками (неоднородность среды в значительной степени влияет на форму импульса, сглаживая его), а также удалось установить влияние периода неоднородности среды на направление распространения предельно короткого оптического импульса, а именно увеличение периода приводит к тому, что импульс меняет свое направление.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.V. Zhukovetal. // J. Appl. Phys. 2013. V. 114. P. 143106.
2. M.B. Belonenko et al. // Izvestiya RAN. Seriya fizicheskaya, 2014. Vol. 78. No. 12. P. 1619-1621.
3. M.B. Belonenko et al. // Modern Phys. Let. B. 2015, V. 29, No. 11. P. 1550041.
4. М.Б. Белоненко и др. // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. Вып. 9. С 506-510.
5. G.Ya. Slepyan et al. // Phys. Rev. A. 1999. V. 60. No. 2. P. R777.

Хиральные оптические таммовские состояния на границе холестерического жидкого кристалла и анизотропного нанокompозита

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

¹Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН

²Сибирский федеральный университет, Лаборатория нелинейной оптики и спектроскопии

³Сибирский федеральный университет, Институт инженерной физики и радиоэлектроники
tiv@iph.krasn.ru

Поверхностные состояния в оптике неоднородных сред – горячая тема, сочетающая красоту явлений с вызовом миниатюризации. Поверхностное состояние, которое не имеет составляющей волнового вектора вдоль границы и не переносит энергии, в оптике называют оптическим таммовским состоянием (ОТС) [1]. При наклонном падении состояние может сохраняться, однако перпендикулярность по отношению к границе дает более полную локализацию света. При этом случай нормального падения служит простейшим одномерным примером данного явления. Локализованный свет можно представлять запертым между двумя зеркалами. Под *зеркалом* мы понимаем среду, на границе которой происходит отражение света.

В литературе известны различные типы зеркал, способные отражать свет при нормальном падении. Это металлическое и фотонно-кристаллическое зеркала. Следует особо выделить фотонно-кристаллическое отражение в средах хиральных, то есть не обладающих зеркальной симметрией оптических свойств. К таким средам относится холестерический жидкий кристалл (холестерик), состоящий из ориентированных молекул, преимущественное направление которых (директор) закручивается в пространстве в виде винтовой спирали [2]. Такая периодичность приводит к дифракции лишь света, поляризованного почти по кругу в направлении, соответствующем закручиванию винтовой спирали. Свет с противоположно закрученной поляризацией не дифрагирует в холестерике в отличие от нехиральных (зеркально-симметричных) фотонных кристаллов.

ОТС были обнаружены в следующих случаях.

1. На границе двух нехиральных фотонных кристаллов.
2. На границе нехирального фотонного кристалла и металлического зеркала.
3. На границе метаматериалов с отрицательными диэлектрической и магнитной восприимчивостями, проявляющих металлический тип отражения [1].
4. На границе двух хиральных фотонных кристаллов [3].

Однако соединение хиральных и нехиральных зеркал представляет нетривиальную задачу. По нашим сведениям, до сих пор не удавалось получить ОТС на границе хирального фотонного кристалла и металлического зеркала. Причина в том, что изотропное металлическое зеркало меняет поляризацию света и дифрагирующая волна хирального фотонного кристалла перетекает в недифрагирующую. Имеет место *поляризационная неустойчивость* (рис. 1а), которая подобно светофору переключает поток. В результате волна испытывает не более двух циклов отражений, после чего покидает границу зеркала [4]. Данную трудность можно обойти, вставив между зеркалами четвертьволновую пластинку [5,6]. Особенность такого подхода заключается в том, что четвертьволновая пластинка порождает серию эквидистантных состояний, соответствующих целому числу полувольт, уместающихся между зеркалами. Другой способ преодоления поляризационной неустойчивости – перенести функцию четвертьволновой пластинки в само металлическое зеркало (рис. 1б). При этом металлическое зеркало перестает быть изотропным

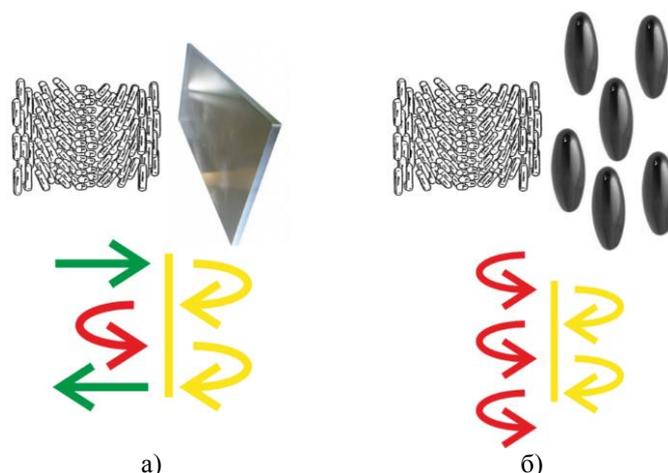


Рис. 1. Сопоставление изотропного (а) и анизотропного (б) зеркал, граничащих с холестериком. Схема изменения поляризаций при последовательных отражениях. Зеленой стрелкой изображена недифрагирующая в холестерике левая круговая поляризация, красной - дифрагирующая правая.

Построим решение для ОТС численным методом Берремана при следующих параметрах. Волновой вектор в вакууме $k_0 = 2\pi \cdot 2.31 \text{ мкм}^{-1}$. Длина волны $\lambda = 1/2.31 \approx 433 \text{ мкм}$ совпадает с шагом правозакрученной спирали холестерика. Необыкновенный и обыкновенный показатели преломления холестерика $n^{c,e,o} = 1 \pm \delta n^c$ нормированы на среднее значение. Анизотропия холестерика $\delta n^c = 0.1$. Начало координаты $z = 0$ совпадает с началом слоя холестерика толщиной 3 мкм. На границе нанокompозита и холестерика директор направлен под углом $\phi_0 = \pi/4$ к оси x , вдоль направления $x + y$. Для нанокompозита [7] возьмем показатели преломления $n_o = 10 + 10i$; $n_e = (1 + i)/20$, оптическая ось расположена вдоль оси x . Возбудить состояние удобно через непоглощающий холестерик при помощи света недифрагирующей левой круговой поляризации, поскольку ОТС утекает в недифрагирующую поляризацию через механизм поляризационной неустойчивости.

На рис. 2а приведен спектр отражения от границы холестерика и нанокompозита для света, падающего из холестерика. Дисперсия нанокompозита не учтена, чтобы не загромождать рисунок. На спектре, обозначенном сплошной красной кривой, виден провал отражения, соответствующий поглощению через ОТС.

Плавное вращение зеркал приводит и смещению частоты ОТС вплоть до выхода из запрещенной зоны холестерика. Для спектра, обозначенного зеленым штрихом, провал отражения отсутствует. Это свидетельствует о нарушении условия положительной обратной связи: после отражения от двух зеркал волна должна вернуться в прежнее состояние в той же фазе, обеспечивая конструктивную интерференцию и резонанс. В оптическом резонаторе это условие эквивалентно тому, что оптический путь дважды переотраженной волны равен целому числу длин волн, а на эффективной длине резонатора между зеркалами умещается целое число пучностей стоячей волны. Однако геометрическая граница не имеет толщины. Механизм набегу фазы волны в резонаторе и на границе зеркал отличается принципиально. Это отличие выясняется в терминах динамической и геометрической составляющих фазы [8]. Применительно к поляризованному свету динамическое изменение фазы пропорционально оптическому пути, а геометрическая фаза определяется изменением поляризации. Геометрической фазе соответствует угол ϕ_0 между оптическими осями холестерика и нанокompозита, поскольку для света круговой поляризации угол пространственного поворота вокруг направления распространения количественно равен фазе волны. Изменение этого угла на π при двукратном отражении позволяет добиться изменения фазы на 2π и положительной обратной связи на границе зеркал.

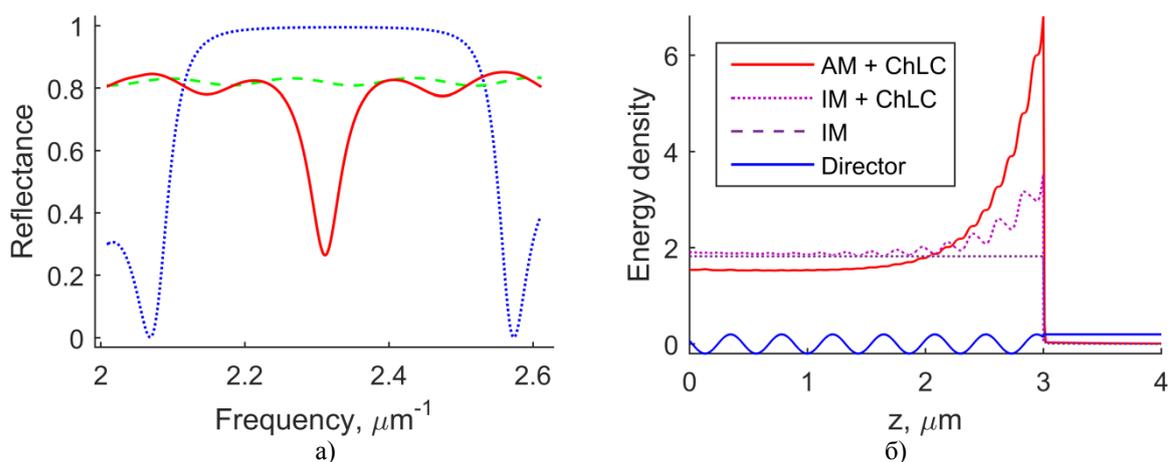


Рис. 2. а) Спектр отражения холестерика и его границы с нанокомпозитом. Синим пунктиром обозначена фотонная запрещенная зона правозакрученного холестерика для света правой круговой поляризации. Свет левой круговой поляризации отражается от границы холестерика и анизотропного нанокомпозита. Зеленым штрихом и красным сплошным обозначены отражения при углах между оптическими осями на зеркале $\phi = 7\pi/4$, соответственно. В последнем случае отражение в середине запрещенной зоны резко падает, что свидетельствует о наличии локализованного состояния.

б) Локализованная плотность энергии стоячей волны в зависимости от глубины среды для трех структур: AM + ChLC – анизотропное зеркало и холестерик; IM + ChLC – изотропное зеркало и холестерик; IM – изотропное зеркало, плотность энергии постоянна. Внизу синяя волнистая линия схематически изображает директор холестерика и вертикальную ориентацию оптической оси нанокомпозита.

На рис. 2б приведено распределение плотности энергии $W \sim ED + NB$, нормированной на плотность энергии падающей волны. Для сравнения выбрано три типа границ. Изотропное зеркало (IM) с показателем преломления $n = (1 + i)/20$ (коэффициент отражения 80%) не локализует энергию вблизи границы. Поэтому плотность энергии постоянна. Она складывается из единичной плотности $W_A = 1$ для падающей волны и плотности $W_B \approx 0.8$ для отраженной волны. Энергия почти не проходит в нанокомпозит, затухая на глубине скин-слоя. На границе изотропного зеркала и холестерика (IM + ChLC) возможна незначительная локализация энергии. Наличие холестерика увеличивает плотность энергии почти вдвое [4]. Удвоение – это предел, обусловленный поляризационной неустойчивостью. Анизотропия нанокомпозита (AM + ChLC) при выбранных параметрах увеличивает плотность энергии еще почти вдвое. Величину локализации и добротность ограничивает лишь несовершенство материалов.

Таким образом, дано решение задачи о наличии ОТС на границе хирального и нехирального зеркал. Предложен новый тип анизотропного зеркала, на границе которого с хиральным зеркалом получено хиральное ОТС.

В литературе не сложилось единого мнения в вопросе о том, какое локализованное оптическое состояние считать поверхностным. В естественном языке поверхностью называют край структуры. Однако часто под поверхностью подразумевают внутреннюю границу структуры, разделяющую зеркала [1]. В цитированном обзоре различие поверхностных состояний Тамма и Шокли сводится к типу симметрии периодической структуры. Симметрия накладывает ограничение на выбор элементарной ячейки. И часть ячейки остается на границе между зеркалами. Вариация этой части дает возможность варьировать фазу волны и добиваться положительной обратной связи в локализованном состоянии. Фактически, на границе появляется дополнительный трансформационный слой. Отсюда новое понимание поверхности, как внутренней границы, имеющей определенную собственную толщину. При таком понимании поверхностное состояние перестает отличаться от оптического резонатора. На наш взгляд, собственная толщина

границы имеет решающее значение в классификации локализованных состояний. Поверхности и границы, полости резонаторов и дефекты спектрально отличаются наличием или отсутствием зазора конечной толщины. Появление зазора позволяет вместить целое число полуволн и получить серию состояний, вместо одного. Впрочем, трудно избавиться от толщины, когда зеркальное отражение происходит не на поверхности, а в объеме, как в случае неоднородной слоистой среды с трансляционной симметрией. Хиральный фотонный кристалл избавлен от этого недостатка, поскольку хиральная среда обладает высшим порядком симметрии, а именно, гладкой винтовой симметрией [2]. В этом смысле среда может считаться однородной, а предлагаемое в данной работе локализованное состояние – пограничным между двумя однородными средами. Действительно, хиральное таммовское состояние локализовано на границе нулевой толщины и экспоненциально спадает в обе стороны. При проходе этой границы геометрическая фаза [8] регулируется вращением зеркал в плоскости границы, что обеспечивает единственность угла, при котором устанавливается положительная обратная связь. Этим найденное состояние принципиально отличается от серии состояний, отвечающих дискретному спектру оптического резонатора.

Описанное хиральное состояние не ограничено выбранными материалами и может быть обобщено на широкий класс хиральных фотонных кристаллов и анизотропных зеркал. Хиральные состояния представляют как фундаментальный, так и прикладной интерес. В фотонике они рассматриваются как кандидаты для создания управляемых спектральных фильтров и миниатюрных биосенсоров. К тому же хиральные зеркала могут изготавливаться самосборкой и имеют небольшое поглощение. А поглощение в нанокompозите нивелируется его большой отражательной способностью.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки РФ Сибирскому федеральному университету на выполнение НИР в 2016 г. (Задание № 3.1276.2014/К).

ЛИТЕРАТУРА

1. А.П. Виноградов, А.В. Дорофеев, А.М. Мерзликин, А.А. Лисянский // Успехи физических наук. 2010. Т. 180, № 3. С. 249.
2. V.A. Belyakov "Diffraction Optics of Complex-Structured Periodic Media". Springer New York, 1992; В.А. Беляков "Оптика фотонных кристаллов". М: МФТИ, 2013.
3. J. Schmidtke, W. Stille // Eur. Phys. J. E - Soft Matter. 2003. Vol. 12, no. 4. P. 553.
4. I.V. Timofeev, V.G. Arkhipkin, S.Ya. Vetrov et al. // Opt. Mater. Express. 2013. Vol. 3, no. 4. P. 496.
5. S.Ya. Vetrov, M.V. Pyatnov, I.V. Timofeev // Opt. Lett. 2014. Vol. 39, no. 9. P. 2743.
6. Д.Н. Гулькин // Материалы XXI Международного молодежного научного форума 'Ломоносов-2014'. МГУ, 2014. С. 158.
7. Н.В. Рудакова, С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев // Отправлено в Труды 15-ой Всероссийской школы-семинара «Волны-2016». М: МГУ, 2016.
8. I.V. Timofeev, V.A. Gunyakov, V.S. Sutormin et al. // Phys. Rev. E. 2015. Vol. 92, no. 5. P. 052504.

Распространение и дифракция упругих волн в слоистых фоновых кристаллах с неоднородностями

С.И. Фоменко, М.В. Голуб

Институт математики, механики и информатики,
Кубанский государственный университет, г. Краснодар
sfom@yandex.ru

Фоновые кристаллы – это композитные материалы с периодического строения. Ячейка фоновых кристалла состоит из пьезоэлектрических, упругих или жидких компонент, физико-механические свойства которых значительно отличаются друг от друга. В частотных диапазонах фоновых кристаллов наблюдаются запрещенные зоны, в которых амплитуды волн, проходящих через ячеистую структуру кристалла, экспоненциально убывают от ячейки к ячейке, поэтому падающая волна, возбуждаемая в запрещенной зоне, практически полностью отражается от кристалла. Это явление может быть использовано для изоляции вибрирующих структур, упругой или акустической фокусировки, а также в разработке новых типов источников и сенсоров упругих колебаний и механических резонаторов [1].

В настоящей работе рассматриваются слоистые фоновые кристаллы, состоящие из произвольного (ограниченного или неограниченного) количества ячеек. Ячейка кристалла может состоять из набора упругих изотропных, анизотропных, а также пьезоэлектрических слоев. Фоновый кристалл помещен в среду, в которой возбуждаются колебания. Предлагаются методы вычисления и анализа волновых полей при различных способах возбуждения колебаний: плоские продольные или поперечные падающие волны, а также источники колебаний в форме сосредоточенных внутренних сил или протяженных нагрузок.

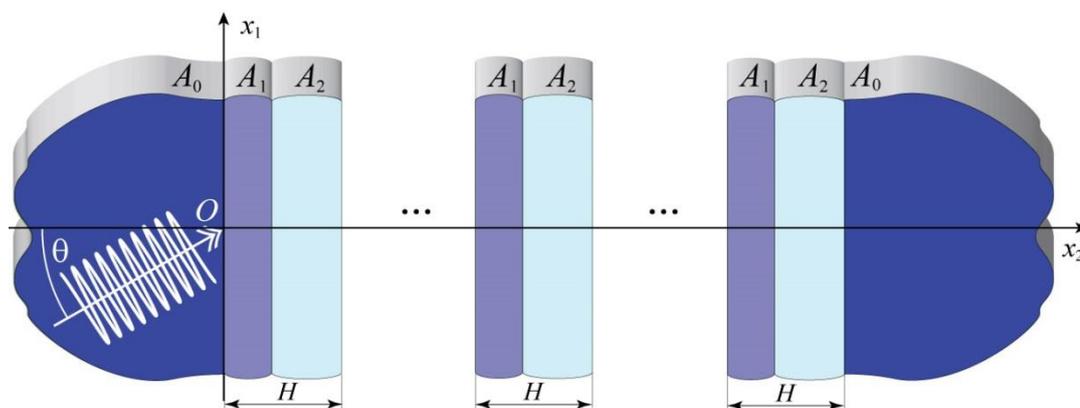


Рис. 1. Геометрия задачи для слоистого фоновых кристалла.

При возбуждении плоских колебаний волновое поле, прошедшее через фоновый кристалл из N ячеек единичной длины, представимо в виде суперпозиции волн типа Флоке-Блоха [2]:

$$\vec{u} = \sum_j \vec{b}_j e^{i \kappa_j N} + R, \quad (1)$$

где i – мнимая единица; κ_j – волновое число, а \vec{b}_j – собственная форма колебаний соответствующей волны Флоке-Блоха, R – остаток, содержащий члены, которые в запрещенных зонах стремятся к нулю при $N \rightarrow \infty$ быстрее, чем любое из слагаемых в сумме (1). Для вычисления этих составляющих разработан численно-устойчивый

полуаналитический алгоритм, основанный на методе матриц переноса, а также вычислении собственных значений матрицы переноса ячейки фоновонного кристалла.

Анализ выражения (1) позволяет произвести классификацию запрещенных зон в слоистых фоновонных кристаллах. В запрещенных зонах первого типа все волновые числа расположены в верхней комплексной полуплоскости ($\gamma_j = \text{Im} \kappa_j > 0$), поэтому коэффициент локализации $\gamma = \min \gamma_j$. Также возможны частотные диапазоны, где часть волновых чисел обуславливает экспоненциальное убывание ($\gamma_j > 0$) соответствующих слагаемых в (1), а другая часть чисел κ_m оказывается вещественными (т.е. $\gamma_m = 0$), однако при этом собственные формы колебаний $|\vec{b}_m|$ достаточно малы, чтобы считать такие зоны близкими к запрещенным. В частности, если все $|\vec{b}_m| = 0$, то имеет место запрещенная зона второго типа, а случай $|\vec{b}_m| \ll 1$ соответствует зонам низкого прохождения. Приведенная классификация подтверждается результатами численного анализа коэффициентов прохождения волновых полей в структурах с периодическим и полупериодическим строением для ячеек с упругими, а также пьезоэлектрическими слоями. При этом зоны второго типа возникают только на определенных углах падения плоской волны и непрерывно переходят в зоны низкого прохождения при изменении параметров задачи. Запрещенные зоны второго типа и зоны низкого прохождения, в отличие от зон первого типа, чувствительны к виду падающей плоской волны, а также к свойствам внешней среды.

С практической точки зрения большой интерес представляет исследование распространения в фоновонных кристаллах волновых пакетов от реальных источников колебаний, что предполагает отказ от рассмотренной выше идеализации, предполагающей рассмотрение плоской волны. Для решения задачи используется техника интегральных преобразований, волновое поле представляется в виде свертки матрицы Грина и вектора-нагрузки [3]. Для вычисления преобразования Фурье матрицы Грина разработан численно-устойчивый итерационный алгоритм [4], который специальным образом адаптирован для периодического случая строения слоистой среды. Приводятся результаты численного анализа прохождения волновых пакетов в фоновонных кристаллах, и они сопоставляются с рассмотренным ранее случаем плоской волны.

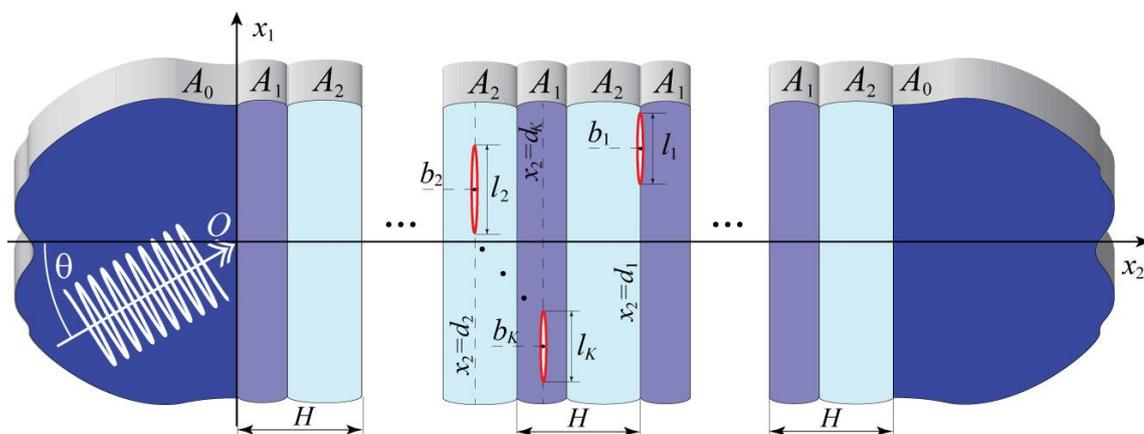


Рис. 1. Геометрия задачи для слоистого фоновонного кристалла с неоднородностями.

В процессе эксплуатации и производства фононных кристаллов могут возникать одиночные трещины либо отслоения, моделируемые с помощью пружинных граничных условий или периодическим набором трещин. Присутствие неоднородностей меняет динамические свойства периодических композитов и существенным образом влияет на прохождение волн, размеры и положение запрещенных зон, формирует зоны концентрации напряжений [5]. Для описания рассеяния плоских волн на трещинах используется представление в виде свертки матриц Грина и неизвестного скачка смещений на берегах отслоения, для определения которого получено граничное интегральное уравнение. Скачок смещений раскладывается по полиномам Чебышева, а коэффициенты разложения определяются методом Галеркина. Изучаются резонансные свойства системы дефектов, а также влияние взаимного расположения и размера дефектов в слоистом фононном кристалле на резонансные свойства. Для получения более наглядных результатов и пояснения полученных результатов вычисляется вектор плотности потока энергии, строятся соответствующие поверхности и линии тока энергии [6].

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 16-51-53043 и гранта Президента № МК-7154.2015.1.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Gazalet, S. Dupont, J.C. Kastelik, Q. Rolland // Wave Motion. 2013. No 50. P.619–654.
2. S.I. Fomenko, M.V. Golub, Ch. Zhang, T.Q. Bui, Y.-S. Wang // International Journal of Solids and Structures. 2014 P. 2491-2503
3. Е. В. Глушков, Н. В. Глушкова, С. И. Фоменко, Ч. Жанг // Акустический журнал, 2012, 58, 3, С. 370–385.
4. В.А. Бабешко, Е. В. Глушков, Ж. Ф. Зинченко “Динамика неоднородных линейно-упругих сред” М.: Наука, 1989.
5. M.V. Golub, Ch. Zhang // Springer Proceedings in Physics. 2016. Vol. 175.P. 431-447.
6. Голуб М.В. // Вычислительная механика сплошных сред. 2015. Т. 8. № 2. С. 136-143.

Преломление волновых пакетов в модели акустической дважды отрицательной среды

К.В. Дмитриев

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет
kdmitrie@aesc.msu.ru

В ряде предыдущих работ, выполняемых в различных научных группах [1 – 3], было показано, что на роль сред, обладающих в акустике свойствами «левых сред» подходят метаматериалы, содержащие в основе своей конструкции резонансные элементы двух типов. Первый резонанс, монопольного типа, оказывает влияние на эффективную сжимаемость, а второй, дипольного типа, – на эффективную плотность среды. Для того чтобы среда вела себя как дважды отрицательная, необходимо подобрать параметры конструкции метаматериала таким образом, чтобы в некоторой полосе частот действительная часть обоих эффективных параметра была отрицательной, а мнимая часть была много меньше действительной. Если этого удастся достичь лишь для одного из параметров, распространение волны будет сопровождаться сильным затуханием.

В качестве возможной модели такой среды можно рассмотреть следующую конструкцию (рис. 1). Она представляет собой прямую трубу с площадью сечения S_c , разделенную легкими перегородками с коэффициентом упругости \mathcal{E} на ячейки. На единицу длины приходится N_c ячеек. К каждой ячейке прикреплен резонатор Гельмгольца объема V_r , длина и площадь горловины которого равны соответственно h_r и S_r . Рассматривается распространение в такой системе (вдоль оси x) акустической волны, такой, что ее длина λ существенно превышает N_c^{-1} . Это обстоятельство позволяет рассматривать систему как сплошную среду и записать уравнения движения, включающие эффективные параметры.

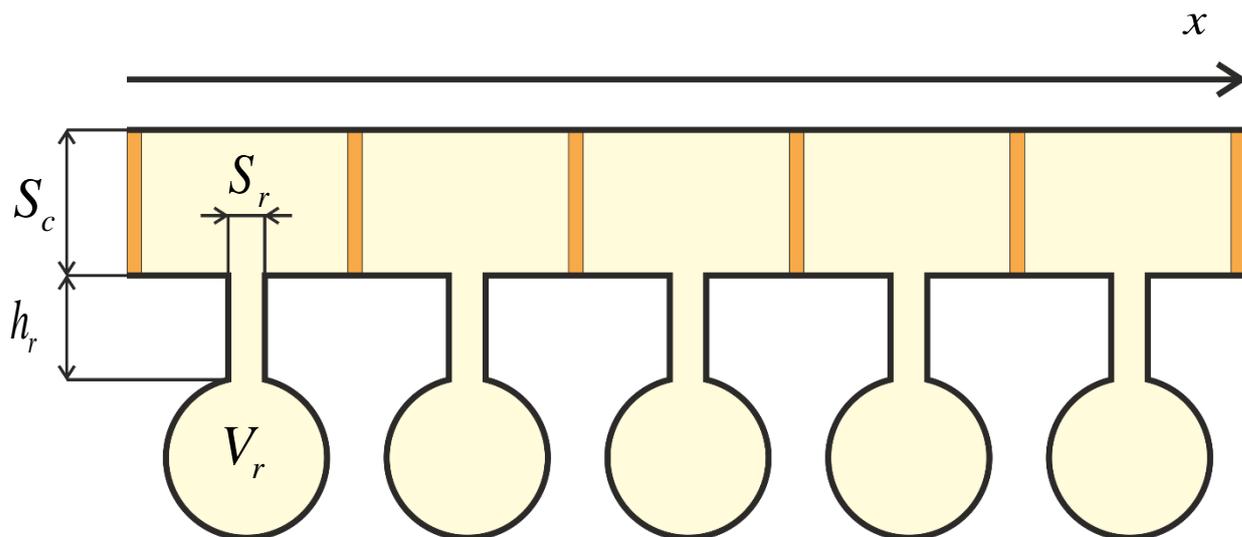


Рис.1. Иллюстрация системы, которая может описываться отрицательной эффективной плотностью и сжимаемостью.

Для рассматриваемой конструкции при зависимости полей от времени вида $\sim \exp(-i\omega t)$ эти уравнения имеют вид

$$\frac{\partial p}{\partial x} - i\omega v \rho \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial x} - i\omega p \eta \left(1 - \frac{N_c V_r}{S_c} \frac{\omega_\eta^2}{\omega_\eta^2 - \omega^2} \right), \quad (2)$$

где V – колебательная скорость, p – акустическое давление, ρ и η – соответственно плотность и сжимаемость заполняющей конструкцию жидкой среды; $\omega_p^2 = \frac{N_c \varepsilon}{\rho S_c}$ – квадрат собственной частоты продольных колебаний в трубе, обусловленных наличием упругих перегородок; $\omega_\eta^2 = \frac{S_r}{V_r h_r} \frac{1}{\rho \eta}$ – собственная частота колебаний резонатора Гельмгольца [4].

Система уравнений (1, 2) совпадает с системой уравнений гидродинамики в одномерном случае, где эффективная плотность среды равна

$$\rho_{eff} = \rho \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right), \quad (3)$$

а эффективная сжимаемость –

$$\eta_{eff} = \eta \left(1 - \frac{N_c V_r}{S_c} \frac{\omega_\eta^2}{\omega_\eta^2 - \omega^2} \right). \quad (4)$$

При этом данные уравнения остаются справедливы для достаточно низких частот, когда выполнено условие $\lambda \gg N_c^{-1}$.

В диапазоне частот $\omega_p^2 > \omega^2 > \omega_\eta^2 \left(1 - \frac{N_c V_r}{S_c} \right)$ и эффективная плотность, и эффективная сжимаемость оказываются отрицательны. При этом условие

$$\omega^2 = \omega_0^2 = \frac{\omega_p^2}{2} = \omega_\eta^2 \left(1 - \frac{N_c V_r}{2S_c} \right) \quad (5)$$

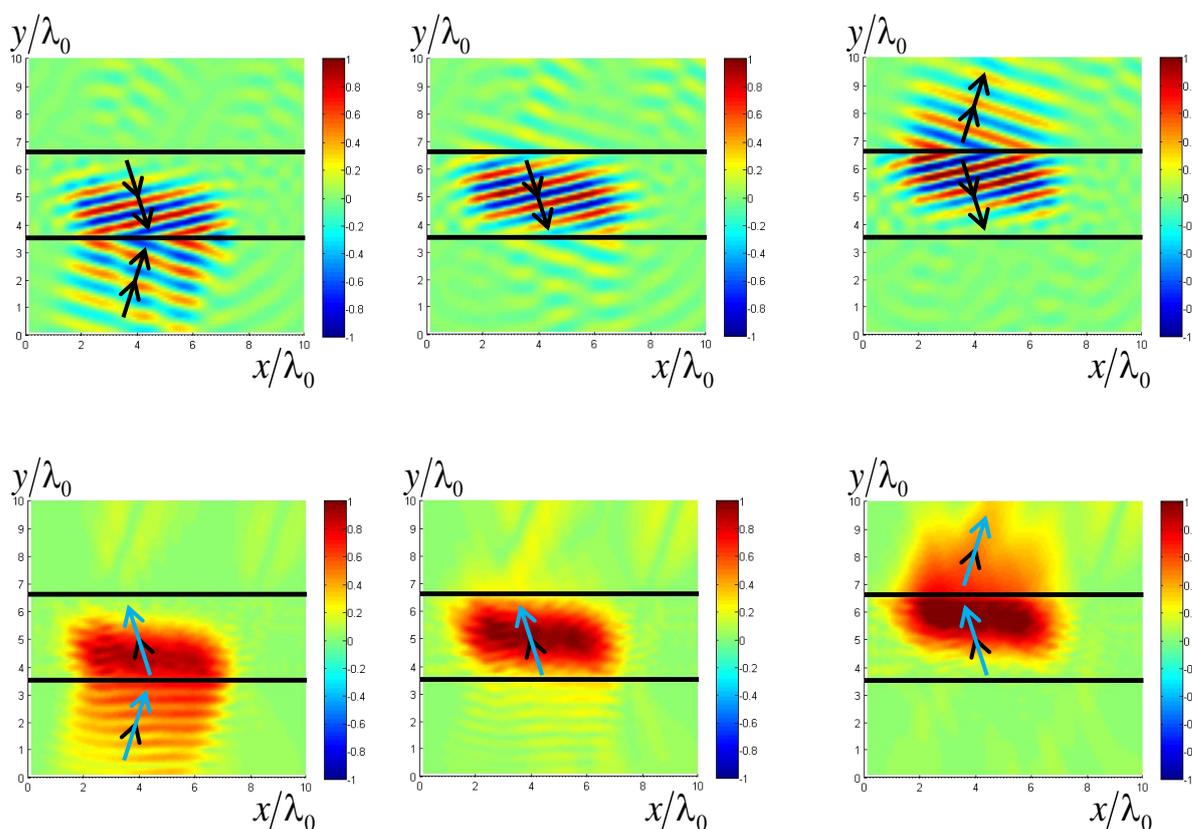
обеспечивает «идеальное согласование»: плотность и сжимаемость среды равны по модулю и противоположны по знаку значениям эффективных параметров. Такая возможность существует только на единственной частоте и требует соблюдения определенных соотношений в конструкции.

Описанная система отличается от рассмотренных в литературе похожих систем [5, 6], которые также содержат резонаторы Гельмгольца, тем, что в ней присутствуют упругие перегородки, что вносит резонансный характер в поведение не только эффективной сжимаемости, но и плотности. К достоинствам такой конструкции следует отнести простоту изготовления, а также то, что две резонансные частоты определяются различными параметрами системы, что позволяет относительно просто подобрать их значения так, чтобы получить любые наперед заданные значения эффективных параметров. В этом смысле конструкции, состоящие из элементов, обладающих одновременно и монополюсным, и дипольным резонансами, более «капризны».

Следует отметить, что полученные эффективные параметры (3, 4) зависят от частоты. Это обстоятельство является существенным свойством дважды отрицательных сред, и его необходимо учитывать при рассмотрении распространения волн в таких средах. Связанные с этим эффекты в одномерном случае рассматривались, например, в [7]. В данной работе будут рассматриваться двумерные волновые процессы, связанные с

преломлением волновых пакетов на границе дважды отрицательной среды, которая характеризуется заданной частотной зависимостью эффективных параметров (3, 4).

Для рассмотрения волновых процессов в средах, содержащих резонансные степени свободы, в [7] было предложено два подхода. Первый подход основан на разложении падающего волнового пакета на отдельные спектральные составляющие, моделировании распространения каждой из них и последующем суммировании результатов. При этом учитывается определенная ранее зависимость эффективных параметров среды от частоты. В рамках второго подхода было получено нестационарное уравнение типа Липпмана-Швингера для заданных функций отклика среды по плотности и сжимаемости, и аналитически определена соответствующая этому уравнению функция Грина однородной среды. Решение этого уравнения более ресурсоемко, но при этом позволяет рассматривать реакцию системы на отдельные неповторяющиеся во времени импульсы. Результаты двух подходов совпали, с оговоркой, что первый из них позволяет рассматривать только периодические процессы. В приложении к двумерному случаю было решено использовать первый подход, поскольку увеличение пространственной размерности влечет за собой существенное увеличение количества вычислений.



б)

в)

г)

Рис. 2. Распространение импульса под углом к слою среды с резонансными функциями отклика по плотности и сжимаемости в три последовательных момента времени. Границы слоя изображены черными горизонтальными линиями. В верхнем ряду изображений представлена действительная часть поля акустического давления, в нижнем ряду – его модуль. Черные стрелки в верхнем ряду означают направления фазовой скорости, а голубые стрелки в нижнем ряду – направления групповой скорости и потока энергии.

Было рассмотрено преломление пучка гауссовой формы, модулированного волновыми пакетами, на границах плоскопараллельной пластины из исследуемой среды, которая характеризуется резонансными функциями отклика по плотности (3) и

сжимаемости (4). Временной спектр пакетов имел форму окна Блэкмана с несущей частотой, вдвое превышающей резонансную частоту среды (5), и шириной, равной 0.1 от несущей частоты. При этом эффективные параметры среды близки по модулю и отличаются знаком от фоновых значений. Пучок падал под углом 18° к нормали к поверхности пластины. При этом выявлены некоторые особенности.

Во-первых, показано наличие “фазового” отрицательного преломления, которое заключается в том, что нормали к волновому фронту падающей и преломленной волн лежат по одну сторону относительно нормали к поверхности пластины (рис. 2 б, г).

Во-вторых, присутствует “групповое” отрицательное преломление: огибающая импульса преломляется в рассматриваемой среде отрицательным образом (рис. 2 б, г). При этом направления вектора Умова-Пойнтинга и групповой скорости совпадают между собой и противоположны направлению фазовой скорости. Таким образом, можно говорить об отрицательной фазовой и положительной групповой скоростях, что является одним из признаков дважды отрицательной среды в электродинамике. В этом смысле, рассмотренная среда с резонансными функциями отклика по плотности и сжимаемости отличается от гипотетической недиспергирующей среды с постоянными отрицательными параметрами, поскольку, как было показано ранее, последняя обладает отрицательными и фазовой, и групповой скоростями.

В-третьих, групповая скорость в рассматриваемой среде ниже фазовой, что обуславливает постепенное проникновение импульсов вглубь слоя, сопровождающееся, как и в одномерном случае, предварительным запасанием энергии во внутренних степенях свободы резонансной среды. Импульс на выходе слоя появляется с задержкой по времени относительно входного импульса, в соответствии с принципом причинности.

Итак, проведенное рассмотрение позволяет показать, с одной стороны, каким образом наличие резонансов двух типов обуславливает частотную зависимость эффективной плотности и сжимаемости среды, при которой эти параметры могут принимать одновременно отрицательные значения. С другой стороны, численное моделирование нестационарных процессов в таких средах в двумерном случае непосредственно иллюстрирует выполнение принципа причинности и ряд свойств, присущих левым средам в электродинамике, в частности, наличие отрицательного преломления.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-22-00042).

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Буров, К.В. Дмитриев, С.Н. Сергеев. // Акустич. журн, 2009. Т. 55. № 3. С. 292.
2. Li Jensen, C.T. Chan // Phys. Rev. E. 2004. V. 70. № 5. P. 055602-1.
3. Z.Y. Liu et al. // Science. 2000. V. 289. P. 1734.
4. В.А. Алешкевич, Л.Г. Деденко., В.А. Караваев “Университетский курс общей физики. Колебания и волны“ М.: Физический факультет МГУ, 2001.
5. N. Fang et al. // Nature Materials. 2006. V. 5. N. 6. P. 452.
6. S. Zhang , L. Yin , N. Fang // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. N. 19. P. 194301-1.
7. В.А. Буров, К.В. Дмитриев, С.Н. Сергеев. // Известия РАН. Серия Физическая. 2011. Т. 75. № 12. С. 1745.

Связанные оптические таммовские состояния на границе фотонного кристалла и нанокompозита, содержащего частицы с оболочками

С.Я. Ветров^{1,2}, П.С. Панкин¹, И.В. Тимофеев^{2,3}

¹Сибирский федеральный университет, Институт инженерной физики и радиоэлектроники

²Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН

³Сибирский федеральный университет, Лаборатория нелинейной оптики и спектроскопии

ppankin@sfu-kras.ru

В последние годы активно исследуется особый тип локализованных электромагнитных состояний, которые можно возбудить при нормальном падении света на образец – оптические таммовские состояния (ОТС) [1]. ОТС может возбуждаться между фотонным кристаллом (ФК) и средой с отрицательной диэлектрической проницаемостью (ДП) ϵ (плазмподобная среда). Поверхностная электромагнитная волна на границе ФК и среды с $\epsilon < 0$ представляет собой неразрывное целое с поверхностным плазмоном – колебаниями свободных электронов вблизи поверхности проводника. Такая связанная мода поля излучения и поверхностного плазмонного возбуждения называется таммовским плазмон-поляритоном (ТПП). Экспериментально ОТС проявляется в виде узкого пика в спектре пропускания образца.

При ограничении ФК плазмподобной средой с двух сторон, можно получить связанные ТПП [2]. В [3] была показана возможность реализации связанных ТПП, когда в качестве плазмподобной среды был использован металл-диэлектрический нанокompозит (НК). Положение частотного интервала, в котором НК подобен металлу, то есть, в котором $\text{Re}(\epsilon(\omega)) < 0$, зависит от ДП материалов НК, концентрации и формы наночастиц, наполняющих его. Это открывает широкие возможности контроля над оптическими свойствами ОТС за счет варьирования параметрами НК.

В настоящей работе исследовано влияние параметров структуры на спектральное проявление связанных ТПП, реализованных в ФК, ограниченном с двух сторон НК, содержащим частицы с оболочками. Расчеты спектральных свойств ФК выполнены с использованием метода трансфер-матрицы.

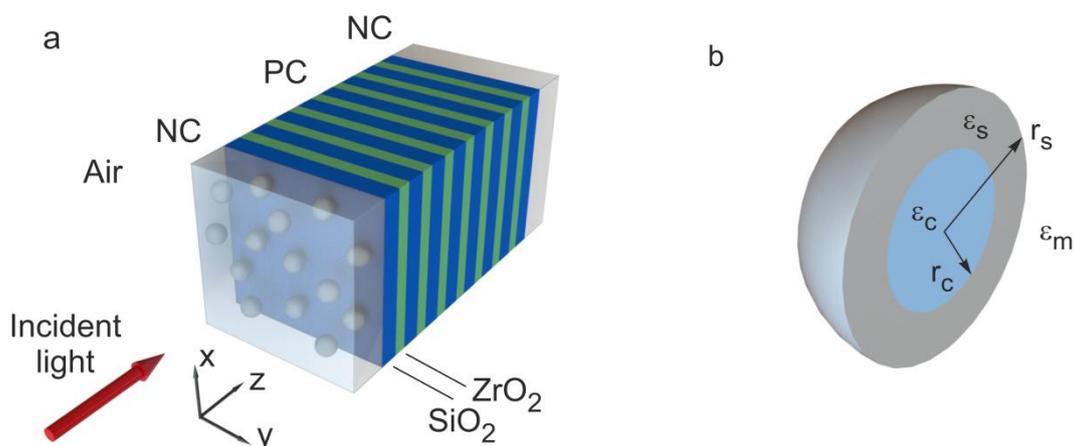


Рис. 1. Схематичное представление одномерного фотонного кристалла, ограниченного нанокompозитными слоями (a) и сечение наночастицы (b)

ФК представляет собой чередующиеся слои двуокиси кремния (SiO_2) и двуокиси циркония (ZrO_2) с диэлектрическими проницаемостями и толщинами $\epsilon_a = 2.10$, $W_a = 74$ нм и $\epsilon_b = 4.16$, $W_b = 50$ нм соответственно. ФК ограничен с двух сторон НК-слоем толщиной $W_d = 150$ нм, состоящим из слоистых сферических наночастиц с оболочкой, равномерно

распределенных в диэлектрической матрице из прозрачного оптического стекла с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_m = 2.56$. Структура помещена в среду (воздух) с диэлектрической проницаемостью равной единице и состоит из $N = 17$ слоев, включая НК-слои (Рис. 1(a)).

Эффективная диэлектрическая проницаемость нанокомпозита определяется формулой Максвелла Гарнетта:

$$\epsilon = \epsilon_m \left(1 + \frac{3f\alpha}{1-f\alpha} \right), \quad (1)$$

где f – фактор заполнения, т. е. объемная доля наночастиц в композите. Параметр α пропорционален дипольной поляризуемости слоистой наночастицы, и для сферической частицы с ДП ядра ϵ_c и оболочки ϵ_s , находящейся в среде с ДП ϵ_m , определяется следующим выражением [4]:

$$\alpha = \frac{(\epsilon_s - \epsilon_m)(\epsilon_c + 2\epsilon_s) + \beta(\epsilon_m + 2\epsilon_s)(\epsilon_c - \epsilon_s)}{(\epsilon_s + 2\epsilon_m)(\epsilon_c + 2\epsilon_s) + 2\beta(\epsilon_s - \epsilon_m)(\epsilon_c - \epsilon_s)}, \quad (2)$$

где $\beta = (r_c/r_s)^3$ – отношение объема ядра частицы к ее полному объему (Рис. 1(b)). В рассматриваемой нами структуре наночастицы состоят из диэлектрического ядра с ДП $\epsilon_c = 3$ и серебряной оболочки с ДП ϵ_s , выражаемой формулой Друде-Зоммерфельда [4,7].

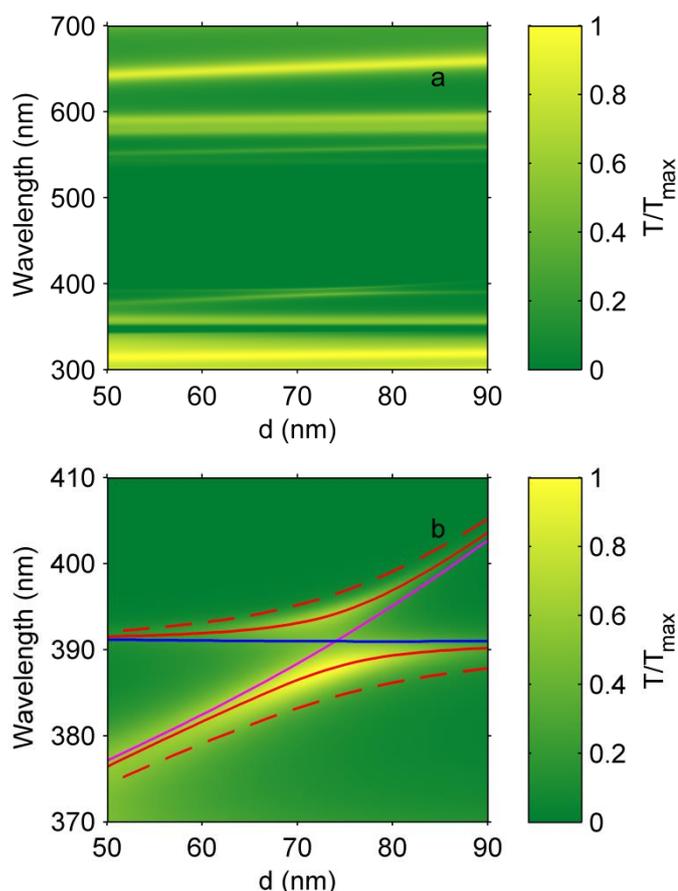


Рис. 2. Спектр пропускания системы в зависимости от толщины d первого слоя SiO_2 ($T_{\max}=0.9144$) (a); В увеличенном масштабе показано движение пиков, соответствующих связанным таммовским плазмон-поляритонам ($T_{\max}=0.4124$) (b). Красным цветом показаны максимумы пиков пропускания при числе слоев ФК $N=17$. Пунктирной – при $N=13$. Пурпурным и синим цветом показано положение ОТС для структур НК-ФК и ФК-НК соответственно. Параметры $f = 0.3$, $\beta = (0.3)^3$

На рисунке 2(a) показан спектр пропускания структуры в зависимости от толщины d первого слоя SiO_2 , непосредственно примыкающего к НК-слою. Вблизи коротковолновой границы 33 ФК видны два пика пропускания. Как было показано в работе [5], эти пики соответствуют связанным ТПП. Световое поле на длине волны этих пиков локализуется на границе между ФК и НК-слоями, и спадает экспоненциально вглубь сверхрешетки и композита (Рис. 3). На рисунке 2(b) показано расталкивание по длине волны пиков, соответствующих связанным ТПП.

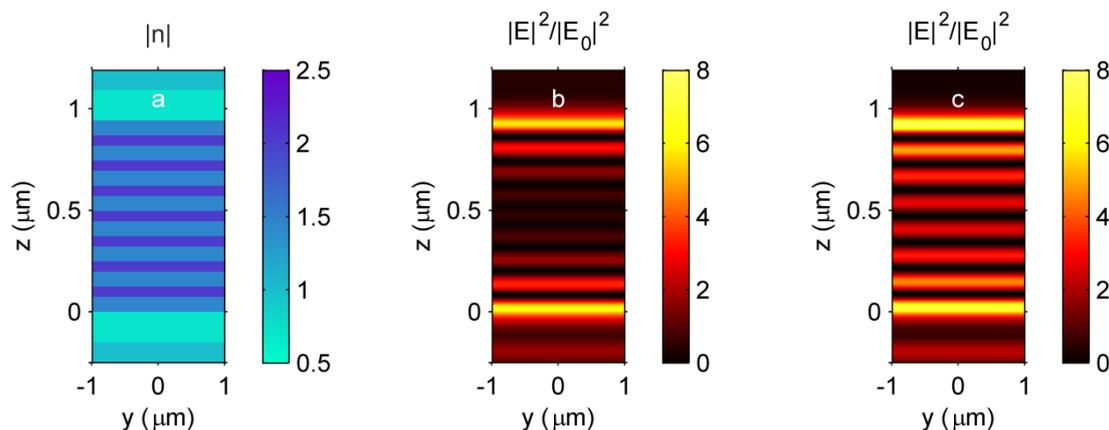


Рис. 3. Пространственное распределение показателя преломления (a). Пространственное распределение интенсивности поля для пиков, соответствующих связанным ТПП (рисунок 2(b)) на длине волны 387.9 нм (b) и 394.1 нм (c) при $d = 74$ нм

Из рисунка 2 видно, что положения пиков и расстояние между ними существенным образом изменяются при изменении толщины d первого слоя. Раздвоение пика объясняется снятием вырождения, которое обусловлено взаимным влиянием локализованных на границе раздела оптических таммовских мод. Как было отмечено в работе [6], при увеличении толщины первого слоя ФК, непосредственно сопряженного с плазмоподобной средой (в нашем случае это НК, имеющий в данном диапазоне длин волн действительную отрицательную часть ДП), длина волны ОТС увеличивается (на рисунке показана пурпурным). Таким образом, изменяется длина волны ОТС, локализованного на границе между НК и слоем переменной толщины, в то время как длина волны второго ОТС, локализованного на другой границе ФК, не меняется (на рисунке показана синим). При отстройке длин волн связанных мод ОТС, увеличивается расстояние между пиками. Оно достигает минимума при $d = 74$ нм, т.е. когда структура становится симметричной и длины волн связанных таммовских мод совпадают – их дисперсионные кривые пересекаются.

Существенная зависимость положения пиков пропускания от толщины первого слоя ФК открывает возможность создания перестраиваемого фильтра на основе подобной структуры. Для этого следует изготовить первый слой с переменной толщиной, например в виде клина.

При уменьшении числа слоев ФК происходит увеличение расстояния по длине волны между пиками, соответствующими связанным ТПП. Это связано с тем, что расстояние между НК-слоями уменьшается, увеличивается пространственная область перекрытия взаимодействующих таммовских мод, что приводит к более сильной связи мод и расталкиванию пиков (Рис. 2(b)).

В настоящее время существуют технологии изготовления наночастиц, которые позволяют изменять размеры ядра и оболочки в широких пределах [7]. Это открывает дополнительную возможность настройки положения пиков пропускания при создании таких структур. На рисунке 4 показано движение пиков при росте отношения r_o/r_s . Из

рисунка видно, что пики смещаются в длинноволновую область. Это связано с тем, что ДП НК, вычисленная по формуле (1), имеет две резонансные области, которые отвечают двум поверхностным плазмонам, локализованным в частице на двух границах металлической оболочки – с ядром, и с матрицей. В наших расчетах проявляется более сильный из этих резонансов – длинноволновый, соответствующий внешней границе. При уменьшении толщины оболочки увеличивается связь локализованных на ее границах плазмонов, и наблюдается расталкивание мод – движение коротковолнового края резонансной области ДП в короткие длины волн, длинноволнового – в сторону увеличения длины волны. Поэтому область отрицательных значений действительной части ДП НК сдвигается в длинноволновую область, а вместе с ней и длина волны ОТС, локализованных на краях ФК (на рисунке показана синим). При увеличении значения r_c/r_s поле на длине волны ОТС спадает вглубь ФК быстрее, уменьшается пространственная область перекрывания взаимодействующих таммовских мод, это приводит к более слабой их связи и уменьшению расталкивания пиков. Они асимптотически приближаются к длине волны несвязанного ОТС – вырождение состояний уменьшается. Пунктирные линии на рисунке показывают, что при уменьшении числа слоев ФК расстояние между пиками увеличивается.

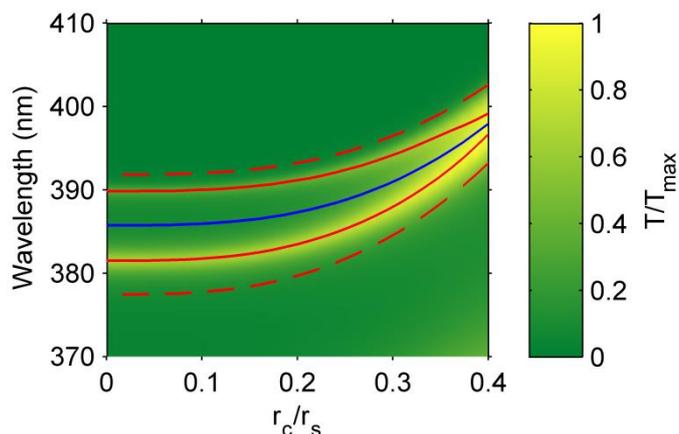


Рис. 4. Спектр пропускания системы в зависимости от отношения радиуса ядра r_c к радиусу частицы r_s ($T_{\max} = 0.4966$). Красным цветом показаны максимумы пиков пропускания при числе слоев ФК $N=17$. Пунктирной – при $N=13$. Синим цветом показано положение ОТС для структур НК-ФК и ФК-НК (кривые совпадают). Параметр $f = 0.3$

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки РФ Сибирскому федеральному университету на выполнение НИР в 2016 г. (Задание № 3.1276.2014/К), при поддержке стипендии Президента РФ (№ СП-227.2016.5).

ЛИТЕРАТУРА

1. А.П. Виноградов и др. // УФН. 2010. Т. 180. № 3. С. 249.
2. И. Иорш и др. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. № 7. С. 104.
3. С.Я. Ветров, Р.Г. Бикбаев, И.В. Тимофеев // ЖЭТФ. 2013. Т. 144. № 6. С. 1129.
4. A. Sihvola “Electromagnetic Mixing Formulas and Applications” London: The Institution of Engineering and Technology, 2008.
5. С.Я. Ветров, П.С. Панкин, И.В. Тимофеев // УЗФФ. 2015. № 4 (154315).
6. Н.Н. Белецкий, С.А. Борисенко, Н.И. Гвоздев // Радиопизика и электроника. 2013. Т. 4. № 3. С. 55.
7. В.В. Климов “Наноплазмоника” М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009.

Динамика электромагнитного импульса в средах из углеродных нанотроек с учетом собственной дисперсии среды и нелинейности

Т.П. Сопит¹, М.Б. Белоненко^{2,3}

¹Волгоградский государственный медицинский университет

²Волгоградский государственный университет

³Волгоградский институт бизнеса

mbelonenko@yandex.ru

Рассмотрена динамика распространения электромагнитного импульса в среде углеродных нанотроек, помещенных в диспергирующие немагнитные диэлектрические среды с учетом собственной нелинейности среды. Выявлено, что при изменении констант нелинейности и дисперсии среды электромагнитный импульс распространялся устойчиво.

В последние десятилетия все больше исследователей привлекают углеродные нанотрубки (УНТ). Популярность исследований УНТ вызвана множеством возможных практических приложений [1–3], например, в области фемтосекундной спектроскопии [4]. Эти системы, являясь уникальными по своим свойствам макромолекулярными системами [5], приводят к ряду задач, решаемых экспериментаторами. К ним относятся определение транспортных, проводящих, магнитных, электрических и механических свойств этих систем, обусловленных их размерностью и топологией [6,7]. Одной из таких задач является задача о динамике двумерного оптического импульса, локализованного по двум координатам, получившего название «световой пули» [8,9]. В настоящей работе рассматривается поведение электромагнитного импульса, распространяющегося в средах из УНТ, с учетом собственной дисперсии среды и нелинейности.

Рассматривается модель распространения ультракороткого оптического импульса в двумерном массиве УНТ. Для упрощения расчетов углеродные нанотрубки считаются идеальными, имеющими зигзагообразную структурную модификацию. Среда заполняет пространство между нанотрубками. Вектор напряженности электрического поля $\mathbf{E}(x, y, t)$ направлен вдоль оси нанотрубки z (рис. 1), электромагнитная волна движется вдоль оси x (в поперечном направлении).

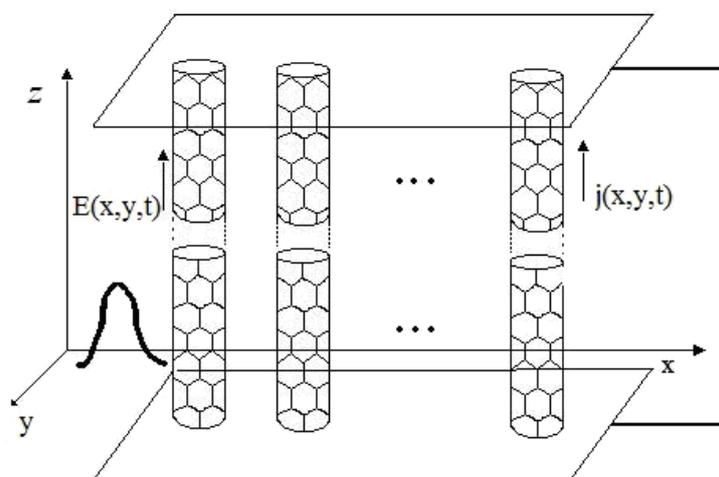


Рис. 1. Геометрия задачи, где $j(x, y, t)$ – ток вдоль оси углеродной нанотрубки.

Для нашего случая сред уравнения Максвелла имеют вид:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где $\mathbf{E}=\mathbf{E}(x, y, t)$ - электрическое поле световой волны, $\mathbf{P}_L = \alpha\mathbf{E}$ - линейный по полю поляризационный отклик среды, $\mathbf{P}_{NL} = \eta|\mathbf{E}|^2\mathbf{E}$ - нелинейная часть поляризационного отклика, t - время, c - скорость света в вакууме. Здесь взята простейшая модель для нелинейности среды, когда считается, что вектор поляризации параллелен вектору \mathbf{E} .

Преобразуем уравнение (1) к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial y^2} - \frac{N_0^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = & -\frac{2N_0}{c} a \frac{\partial^4 \mathbf{E}}{\partial t^4} + \frac{2N_0}{c} a_1 \frac{\partial^6 \mathbf{E}}{\partial t^6} - \dots \\ & + \frac{2N_0}{c} b\mathbf{E} - \frac{2N_0}{c} b_1 \int_{-\infty}^t dt' \int_{-\infty}^{t'} \mathbf{E} dt'' + \dots \end{aligned} \quad (2)$$

Из уравнений (1) и (2), используя кулоновскую калибровку

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t},$$

можно получить уравнение

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial y^2} + \frac{2N_0}{c} a \frac{\partial^4 \mathbf{A}}{\partial t^4} - \frac{2N_0}{c} b\mathbf{A} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} - \frac{1}{c^2} (1 + 4\pi a) \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} \\ - \frac{12\pi\eta}{c^4} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t} \right)^2 = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

являющееся обобщением уравнения (2) с учетом собственной нелинейности среды. Здесь вектор-потенциал \mathbf{A} имеет вид $\mathbf{A} = (0, 0, A(x, y, t))$.

Уравнение (2) может быть представлено в безразмерном виде следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 B}{\partial x'^2} - (1 + 4\pi a) \frac{\partial^2 B}{\partial t'^2} - 12\pi\eta \frac{\partial^2 B}{\partial t'^2} \left(\frac{\partial B}{\partial t'} \right)^2 + \frac{2N_0}{c} a \frac{\partial^2 B}{\partial t'^4} - \frac{2N_0}{c} bB \\ + \sin(B) + \sum_{k=2}^{\infty} B_k \sin(kB) = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\text{где } B = \frac{eaA}{c}, \quad x' = \frac{ea}{c} \sqrt{8\pi\gamma},$$

$$t' = t \frac{ea}{c} \sqrt{8\pi\epsilon_0 \gamma |B_1|},$$

$$B_k = \sum_{s=1}^m \int_{-\pi/q}^{\pi/q} dp A_{ks} \cos(kp) \frac{\exp(-\beta \epsilon_s(p))}{1 + \exp(-\beta \epsilon_s(p))}.$$

Здесь n_0 - концентрация равновесных электронов в графене, p - квазиимпульс, $\beta = 1/k_B T$, k_B - постоянная Больцмана, T - температура [10].

$$A_{ks} = \frac{1}{2\pi} \sum_p v_s(p) \sin(kp),$$

$$v_s(p) = \sum_k A_{ks} \sin(kp).$$

Поиск решения исследуемого уравнения (4) осуществлялся численно с помощью прямой конечно-разностной схемы типа крест [11].

Шаги по времени и координате определялись из стандартных условий устойчивости. Уменьшение шагов разностной схемы в 2 раза проводилось последовательно до тех пор, пока решение не изменялось в восьмом значащем знаке. Начальное условие было задано в виде

$$B(x, t)_{t=0} = Q \cdot \exp\left(-\left[(x - x_0 - vt)^2 \cdot \delta + (y - y_0)^2 \cdot \beta\right]\right),$$

где Q - амплитуда импульса.

Поведение электромагнитного поля с течением времени приведено на рис. 2

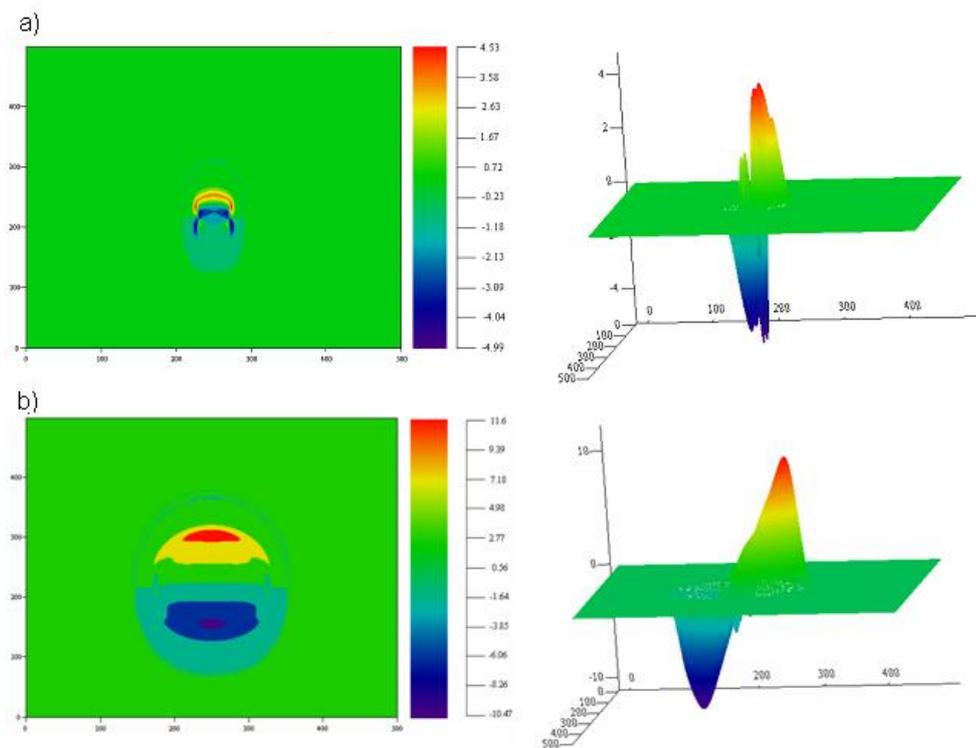


Рис. 2 Распространение импульса электрического поля в массиве углеродных нанотрубок для времени t_0 – (а) и $3,3t_0$ – (б). По осям x, y отложены относительные единицы координат, по оси z – относительные единицы электрического поля. Единица соответствует 10^7 V/m. При фиксированных значениях $\alpha = 0,05$ $\beta = 0,1$.

Из сравнения рис. 2, а и б, видно, что учет дисперсионных констант приводит к увеличению амплитуды импульса. При этом импульс распространяется устойчиво. Проведенные расчеты показали, что изменение констант нелинейности и дисперсии среды сохраняет устойчивое распространение импульса.

Таким образом, исходя из результатов численных расчетов, можно сделать вывод, что учет дисперсии среды оказывает влияние на распространение предельно коротких импульсов в УНТ, но нелинейные процессы оказываются более существенными, чем дисперсионные.

ЛИТЕРАТУРА

1. K.S. Novoselov et al. // *Science*. 2004. Vol. 306. P. 666-669.
2. Y. Zhang et al. // *Nature*. 2005. Vol. 438. P. 201-223.
3. S. Stankovich et al. // *Nature*. 2006. Vol. 442. N 7. P. 282-286.
4. A.E Kozhekin., G. Kurizki, B. Malomed // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. P. 3647.
5. П.Харрис “Углеродные нанотрубы и родственные структуры. Новые материалы XXI века” М.: Техносфера, 2003.
6. Н. Н. Янюшкина, М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев // *Опт. и спектр.* 2011. Т. 111. No 1. С. 92-97.
7. Н. Н. Янюшкина, М.Б. Белоненко // *ЖТФ*, 2013, том 83, выпуск 4, С. 155-158.
8. В.Н. Власов, И.А. Петрищев, В.И. Таланов, *Известия ВУЗов. Радиофизика***14**, 1353 (1971).
9. Y. Silberberg, *Opt. Lett.* **15**, 1282 (1990).
10. A.M. Nemilentsau et al. // *Carbon*. 2006. Vol. 44. 3. 2246-2253.
11. Н.С. Бахвалов “Численные методы (анализ, алгебра, обыкновенные дифференциальные уравнения)” М.: Наука, 1975.

Теория дышащих мод в массиве оптических волноводов

М.И. Гозман¹, А.А. Анастасиев², Н.А. Козлов¹, И.Я. Полищук^{1,3}, Ю.И. Полищук³,
С.В. Соловьев¹, Е.А. Цывкунова²

¹Московский физико-технический институт (государственный университет)

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

³Научно-исследовательский центр «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

iyppolishchuk@gmail.com

Оптические волноводы являются важным компонентом оптических и оптоэлектронных приборов, в которых оптический сигнал передается между пространственно разделенными частями системы [1]. Если в системе присутствует несколько волноводов, то обычно взаимодействие между ними есть нежелательный эффект, приводящий к разрушению сигнала. Однако в некоторых случаях взаимодействие между волноводами способно привести к явлениям, которые могут быть использованы практически. Такие явления могут наблюдаться, например, в периодических массивах волноводов, которые представляют собой частный случай низкоразмерных фотонных кристаллов. Особенности оптических свойств таких систем связаны, в первую очередь, с зонной структурой их оптического спектра.

Среди целого ряда явлений, связанных с такой зонной структурой, особый интерес представляют оптические Блоховские осцилляции и дышащие моды. Если для оптических Блоховских осцилляций имеется хорошо определенный аналог в физике твердого тела, то, насколько нам известно, для дышащих оптических мод такого аналога нет. Оптические Блоховские осцилляции можно наблюдать в плоском массиве одинаковых, периодически расположенных прямолинейных оптических волноводов.

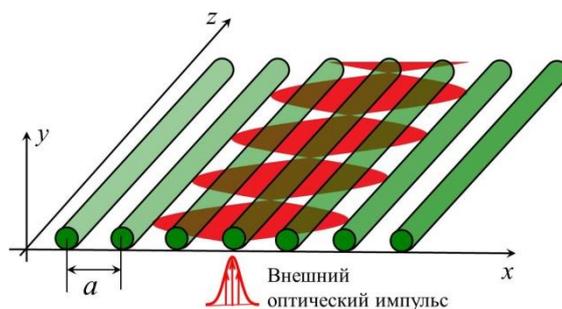


Рис. 1. Массив волноводов и дышащая мода (красный цвет)

Далее, пусть торец массива (в плоскости $z = 0$ на Рис. 1) освещен оптическим пучком (волновым пакетом). Тогда траектория пакета представляет собой синусообразную кривую – Блоховские осцилляции. Если же пучок движется прямолинейно и параллельно волноводам, но ширина пучка изменяется периодически (см. Рис. 1), то такое распространение пучка называется дышащей модой. Форма распространяющегося сигнала зависит от характера освещения торцов. Если освещается несколько волноводов (в зависимости от оптических и геометрических параметров массива – 5–10), то наблюдаются Блоховские осцилляции. Если же падающий волновой пакет узок, так что освещается только один волновод, то наблюдаются дышащие моды. Феноменологическая теория Блоховских осцилляций и дышащих мод, основанная на модели связанных мод, была построена в работах [2,3] для массива периодических волноводов с взаимодействием только между ближайшими соседями. Феноменологическая теория, основанная на модели

связанных мод, учитывающая взаимодействие волноводов на расстоянии, следующем за ближайшими, была развита в работе [4]. Достоинством модели связанных мод, использованной в работах [2–4], является ее физическая ясность, простота и возможность получения точного решения. К основным недостаткам этих работ следует отнести то, что в них входят феноменологические параметры, которые определяются только после сравнения полученных теоретических результатов с экспериментом. Кроме того, не установлена область применимости модели связанных мод.

В работах [5,6] уравнения модели связанных мод выведены из точных уравнений макроскопической электродинамики с помощью формализма многократного рассеяния. В данной работе эти уравнения применены для расчета дышащих мод в системе волноводов со следующими параметрами, приблизительно соответствующими эксперименту [7]: $\lambda = 1500$ нм, $R = 5\lambda$, показатель преломления среды $n_e = 1.4877$, показатель преломления центрального волновода ($j = 0$) $n_0 = n_e + 5 \times 10^{-3}$, изменение показателя преломления волноводов в массиве $\delta n = n_j - n_{j-1} = 5 \times 10^{-6}$, расстояние между волноводами $a = 2.5R$

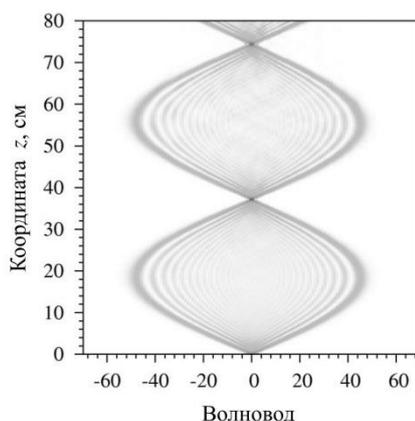


Рис. 2. Интенсивность волнового пакета в зависимости от номера волновода и координаты z вдоль волновода.

Результаты расчета частично представлены на Рис. 2. Из расчетов следует, что если в торце массива освещен единственный волновод с номером $j = 0$, то волновой пакет расплывается, достигая максимальной ширины 80 волноводов каждые 20 см вдоль оси z . Имеется хорошее качественное согласие с экспериментом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lourtioz J. M. et al., Photonic Crystals: Towards Nanoscale Photonic Device, Springer, 2008.
2. U. Peshel, T. Pertsch, F. Lederer, Opt. Lett. 23 (21), 170 (1998).
3. T. Pertsch et al, Phys. Rev. Lett 83 (23) 4752 (1999).
4. Gozman M. I. et al., Solid State Communications 213-214, 16–18 (2015).
5. M.I. Gozman, Yu. I. Polishchuk, I.Ya. Polishchuk, Optical Engineering, **53**, 071806 (2014).
6. M.I. Gozman, Yu. I. Polishchuk, I.Ya. Polishchuk, 16 International Conference on Transparent Optical Networks, ICTON'14 We.D6.6. (2014).
7. M.J. Withford et al., Optics Express **21**, 2978 (2013).

Исследование возможности построения одноэлектронного устройства на одноатомных зарядовых центрах молекулы соединения родия с производной терпиридина

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

В последнее десятилетие возникло такое новое направление нанoeлектроники как одноатомная одноэлектроника. Под одноатомностью понимается построение таких одноэлектронных приборов и устройств, у которых зарядовыми центрами являются выделенные одиночные атомы в некоторой среде [1]. Наиболее популярным в настоящее время является направление твердотельной одноатомной одноэлектроники. В то же время существует концепция одноатомной одноэлектроники на основе молекулярных объектов, которые содержат в себе выделенные зарядовые центры и которые при определенных условиях можно рассматривать как одноатомные по аналогии с тем, как это делается в твердотельной одноатомной одноэлектронике. Разработка и исследование нанoeлектронных устройств на основе молекулярных объектов с выделенными зарядовыми атомными центрами позволяет рассчитывать в будущем на создание вычислительных устройств нанoeлектроники с беспрецедентной пространственной плотностью элементов и потенциальную возможность использования квантовых и зарядовых эффектов, отсутствующих в классических электронных устройствах для построения вычислительных устройств, работающих на новых физических принципах и позволяющих реализацию новых способов обработки и передачи информации. Среди таких устройств можно отметить элементы квантового компьютера и зарядовые клеточные автоматы.

В связи с вышесказанным в настоящее время крайне актуальной является задача поиска молекулярных объектов, которые обладали бы выделенными атомными зарядовыми центрами и изучение электронных и емкостных свойств таких зарядовых центров. Для решения этой задачи, прежде всего, необходимо определить понятие одноатомного зарядового центра в молекулярном объекте и разработать методику определения эффективной собственной емкости отдельных атомных центров и взаимной емкости между разными центрами.

Базовым устройством для исследования одноатомных одноэлектронных устройств является одноатомный одноэлектронный транзистор. Такой транзистор состоит из молекулы с выделенным зарядовым центром на одиночном атоме, левого и правого туннельных электродов, через которые осуществляется туннельный перенос электронов в и из молекулы и управляющего электрода с емкостной связью, который позволяет управлять величиной протекающего тока.

В данной работе проведен расчет одночастичных энергетических спектров и спектров полной энергии электронов молекулярного объекта координационного соединения родия с ауофильной производной терпиридина (КСРАПТ) различных в зарядовых состояниях. На основе рассчитанных данных об электронных энергетических спектрах КСРАПТ определена собственная эффективная емкость C атомного зарядового центра в этой молекуле и произведена параметризация энергетического спектра электронов. На основе полученной параметрической модели произведен расчет ВАХ одноатомного одноэлектронного транзистора на основе молекулы КСРАПТ. Также в представленной работе исследована связь структуры рассчитанного дискретного энергетического электронного спектра молекулы КСРАПТ с особенностями транспортных характеристик одноэлектронного транзистора на ее основе.

Расчет ВАХ осуществлен в приближении слабой связи (одноэлектронный предел). При расчете и моделировании процессов транспорта решалась система кинетических уравнений [2], которая с учетом описанных выше условий в одночастичном приближении имеет вид:

$$\frac{\partial \rho(t)}{\partial t} = \sum_p (C_p^+ + C_p^- - D_p^+ - D_p^-) + R(t) \quad (1)$$

где $\rho(t)$ – функция распределения вероятности электронных конфигураций, C_p^+ и D_p^+ – вероятности туннелирования электрона на молекулу на уровень p , C_p^- и D_p^- – вероятности туннелирования электрона с уровня p молекулы на электрод, $R(t)$ – слагаемое, описывающее релаксацию электронов в молекуле. Также использовался общепринятый метод имитационного моделирования Монте-Карло [3] для расчета транспортных характеристик одноэлектронного транзистора с дискретным спектром центрального острова в режиме предельно медленной энергетической релаксации электронов.

В результате анализа рассчитанных в данной работе одночастичных электронных спектров молекулы КСРАПТ определены электронные одночастичные энергетические уровни, которые определяют особенности электронного транспорта через эту молекулу в одноэлектронном транзисторе на ее основе.

Таким образом, проведенный анализ показал возможность построения одноэлектронного транзистора на основе молекулы КСРАПТ, причем формирование туннельного тока через него определяются небольшим количеством одночастичных состояний молекулы, определяемых совокупностью зарядовых состояний и спиновой мультиплетностью. В частности, зарядовые состояния $|n| > 2$ и состояния со степенью возбуждения больше 2, в процессе электронного транспорта через молекулу практически не реализуются.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Fuechsle et al. // Nature Nanotechnology. 2012. Vol. 7, no 4. P. 242–246.
2. C. Wasshuber Computational Microelectronics // Ed. by S. Selberherr. N.Y.: Springer, 1998.
3. J. Honerkamp Stochastic dynamical systems: Concepts, numerical methods, data analysis. // New York: Wiley-VCH, 1994.

Использование метода электротреппинга для создания одноэлектронных транзисторов

А.Г. Галстян, С.А. Дагесян, Е.С. Солдатов, О.В. Снигирев
Московский Государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический Факультет
ag.galstjan@physics.msu.ru

В данной работе рассматривается метод создания планарных высокотемпературных одноэлектронных транзисторов с применением метода диэлектрофореза [1]. Получение подобных приборов необходимо, поскольку они являются одними из наиболее чувствительных сенсоров электрического поля, что может позволить изучать отдельные зарядовые центры. Предложенный метод получения одноэлектронных транзисторов полезен для изучения, поскольку он может применяться не только для этой задачи, но также и в других областях науки: таких как биология, химия.

Создание высокотемпературных одноэлектронных транзисторов ($T_{\text{oper}} \geq 77$ К) является весьма актуальной задачей, поскольку подобные устройства позволяют существенно расширить область использования уникальных характеристик одноэлектронных транзисторов в различных областях науки, техники, медицины и др. Ключевым элементом одноэлектронного транзистора (SET) является центральная часть (остров), которая, для реализации высокотемпературного режима работы, должна иметь характерные размеры менее 3 нм (Рисунок 1.). Столь малый размер обусловлен необходимостью выполнения условий малости влияния на систему температурных и квантовых флуктуаций.

Таким образом, при создании высокотемпературных SET основными проблемами являются: создание нанозазора малого размера (менее 5 нм) и встраивание в него единичного острова. В ходе выполнения данной работы были изучены различные практические методы решения данных задач и выбраны наиболее оптимальные из них.

При создании высокотемпературных SET для формирования нанозазоров наиболее пригодным является метод электромиграции, обеспечивающий получение зазоров нужной ширины [2]. Этот метод позволяет получать нанозазоры с характерными размерами 2-4 нм, которые являются оптимальными для создания высокотемпературных SET. В данной работе электромиграция проводилась с помощью разработанной автоматизированной следящей системы, основанной на платформе сбора экспериментальных данных ADwinGold.

Для встраивания наночастиц в зазор простейшим способом является метод высушивания капли раствора с частицами, нанесенной на образец. Однако, при использовании данного метода попадание единичной частицы в нанозазор носит вероятностный характер и не может контролироваться по ходу осаждения.

Однако, весьма перспективным для встраивания рабочей квантовой точки (наночастицы) в зазор, является использование явления диэлектрофореза [3]. Основным преимуществом данного метода является “адресность” и контролируемость процесса, то есть встраивание идет только в один определенный зазор и процесс может быть остановлен сразу после попадания в зазор единичной частицы.

В настоящей работе представлен способ использования данного метода для встраивания золотых наночастиц диаметром 2-4 нм в изготовленные методом электромиграции нанозазоры.

Метод электротреппинга (диэлектрофореза) основан на том, что частицы, находясь в неоднородном электрическом поле электродов, поляризуются и движутся в этом поле вдоль линии его градиента. Неоднородность поля возникает при подаче напряжения из-за

заостренной формы электродов, которая получается после использования явления электромиграции для создания нанозазоров.

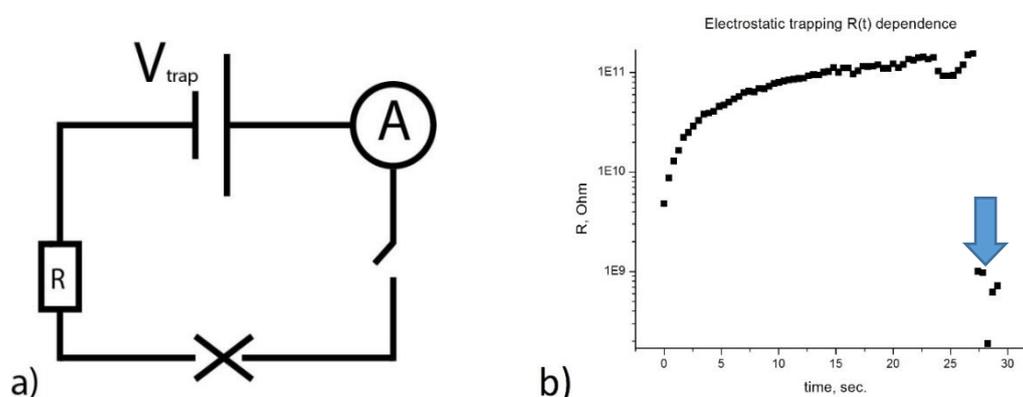


Рис. 1. а) Принципиальная схема установки для применения электротреппинга, X – нанозазор б) Зависимость сопротивления нанозазора от времени во время проведения электротреппинга

Для проведения электротреппинга была разработана установка, упрощенная электрическая схема которой представлена на Рисунке 1. Данная схема включает в себя балансное сопротивление R , с помощью которого можно подбирать условия автоматической блокировки попадания дополнительных частиц в нанозазор после попадания туда первой наночастицы.

Для проверки, попала ли в зазор наночастица после проведения электротреппинга, производилось измерения вольтамперной характеристики полученного устройства. Присутствие на данной характеристике участка отсутствия протекания тока (Кулоновской блокады), подтверждало, что полученное устройство является одноэлектронным транзистором (Рисунок 2).

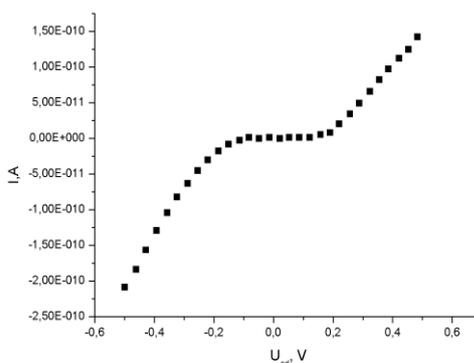


Рис. 2. Типичный вид ВАХ полученного одноэлектронного транзистора

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Green et al. // *Journal of Biochemical and Biophysical Methods* 35.2 (1997): 89-102.
- [2] S.A. Dagesyan, E.S. Soldatov, A.S. Stepanov. // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* 78.2 (2014): 139-143.
- [3] Bezryadin, A., C. Dekker, and G. Schmid. "Electrostatic trapping of single conducting nanoparticles between nanoelectrodes." *Applied Physics Letters* 71.9 (1997): 1273-1275.

Эффект амплитудной модуляции луча магнитоэлектрических волн магнетным кристаллом

А.Ю. Анненков, С.В. Герус

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова (Фрязинский филиал)

Российская академия наук

E-mail: amts-f@mail.ru

В основе многих метаматериалов лежат различные периодические структуры, позволяющие получать уникальные свойства и эффекты, недостижимые в обычных средах. В магнитных средах периодическая структура может создаваться периодическим магнитным полем. Свойства полученного метаматериала при этом будут определяться формой, амплитудой и периодом неоднородности.

Цель работы – изучение свойств метаматериала, созданного на основе ферритовой плёнки, при распространении в нем магнитоэлектрических волн (МСВ).

Для создания метаматериала к плёнке из железо-иттриевого граната (ЖИГ) прикладывалось стационарное пространственно-периодическое магнитное поле, величина которого была мала по сравнению с однородным полем подмагничивания. При этом возникает пространственно-периодическая модуляция магнитной проницаемости, что позволяет рассматривать эту среду как магнетный кристалл. Осуществить такую магнитную периодическую структуру можно используя либо токовый меандр [1], либо периодическую сигналограмму, записанную на магнитофонную ленту [2]. В отличие от сильноконтрастных магнетных кристаллов [3, 4], создание которых требует травление или другую механическую обработку ферритовой плёнки, слабоконтрастный магнетный кристалл создаётся неразрушающим способом, что позволяет использовать его не только как законченное устройство, но и в качестве инструмента для исследования дисперсионных зависимостей МСВ и для измерения параметров магнитных плёнок [5].

Как известно, касательно намагниченная ферритовая плёнка обладает сильной анизотропией, обусловленной наличием выделенного направления вдоль магнитного поля. Волны, распространяющиеся в таких плёнках, имеют специфический вид дисперсии и значительную неколлинеарность векторов фазовой и групповой скоростей. Следует ожидать, что сочетание этих особенностей со свойствами кристаллической структуры приведёт к появлению новых качеств образуемых искусственных магнитных структур. Так, например, ожидается, что магнетные кристаллы, созданные на основе касательно-намагниченных ферритовых плёнок, скорее всего также будут обладать сильной анизотропией, которая проявится в зависимости эффективности взаимодействия МСВ с кристаллом от взаимной ориентации магнитного поля, магнетного кристалла и направления волнового вектора МСВ.

Наибольшее взаимодействие поверхностной МСВ с магнетным кристаллом ожидается на частотах полосы не пропускания периодической структуры. Эти частоты соответствуют областям вблизи волновых векторов, для которых на периоде решетки укладывается целое число полуволен. При этом волны, отраженные от каждого периода неоднородности, складываются синфазно, приводя почти полному отражению падающей волны. В данной работе исследуется воздействие магнетного кристалла на поверхностную МСВ, длина волны которой равна двум периодам решетки. С той целью было измерено распределение комплексного коэффициента передачи МСВ по поверхности ферритовой пленки. Преобразование Фурье от комплексного коэффициента передачи позволило разделить прямую и отраженную волны и определить их волновые числа. Наблюдаемая амплитудная модуляция комплексного коэффициента передачи объясняется взаимодействием падающей и отраженной волн.

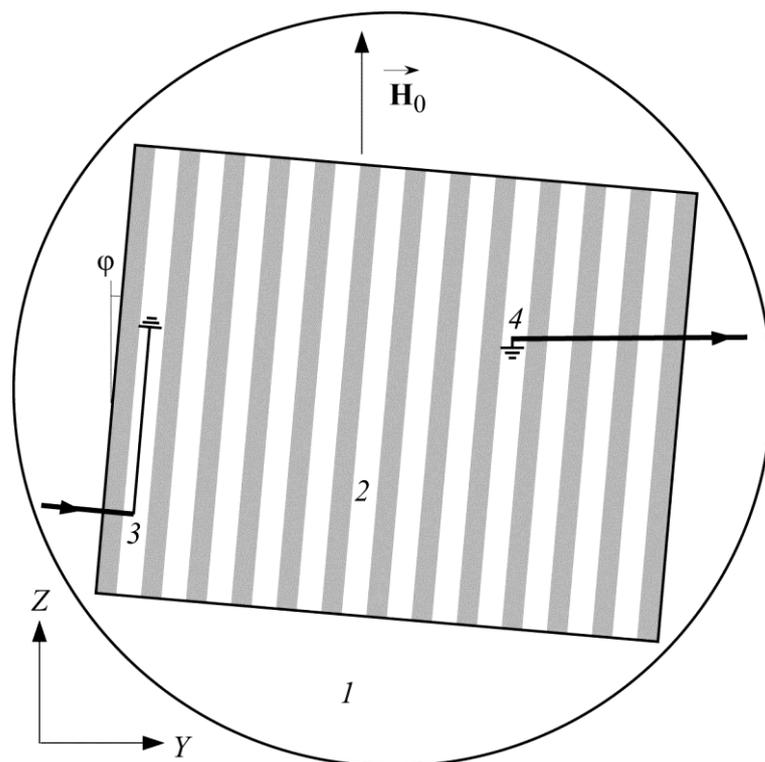


Рис. 1. Схема проведения измерений: 1 — плёнка ЖИГ, 2 — магнитофонная лента с сигналограммой, 3 — передающий преобразователь, 4 — приёмный преобразователь (зонд).

Для создания магнотонного кристалла использовался синусоидальный сигнал, записанный на высококоэрцитивную магнитофонную ленту. Схема измерений приведена на рис. 1. Ферритовая плёнка ЖИГ 1 размещалась между полюсами постоянного магнита, которые создавали в центральной части касательное к поверхности плёнки однородное магнитное поле H_0 . Поле H_0 было направлено по оси Z , что создавало условия для распространения поверхностных МСВ в направлении оси Y . Магнитофонная лента 2 располагалась непосредственно на поверхности плёнки ЖИГ и создавала в плёнке ЖИГ периодическую магнитную неоднородность, другими словами магнитную решётку. Для проведения измерений использовался измеритель комплексного коэффициента передачи. С выхода измерителя СВЧ сигнал поступал на передающий преобразователь 3 длиной 5 мм. Достаточно большая апертура преобразователя уменьшала влияние краевых эффектов и позволяла формировать не расходящийся пучок МСВ. С помощью двухкоординатного механизма перемещения передающий преобразователь устанавливался на небольшом расстоянии от области магнотонного кристалла, позволяющем исключить ближнюю зону, а с помощью механизма поворота выставлялся нужный угол преобразователя по отношению к магнитному полю. Амплитуда распространяющейся волны считывалась приёмным преобразователем-щупом 4, который перемещался с помощью электромеханического устройства, а его координаты с выхода датчика перемещения поступали в компьютер, как и значения комплексного коэффициента передачи, соответствующие этим координатам. Сканирование поверхности осуществлялось многократными проходами преобразователем-щупом вдоль оси Y при разных значениях координаты Z . Шаг по оси Z выбирался достаточно малым, чтобы потом путем объединения всех полученных проходов можно было получить достаточно подробную двумерную матрицу значений коэффициента передачи, представляющую собой распределение поля МСВ по поверхности ферритовой плёнки, включая область магнотонного кристалла. Более подробно методика измерений описана в работе [6].

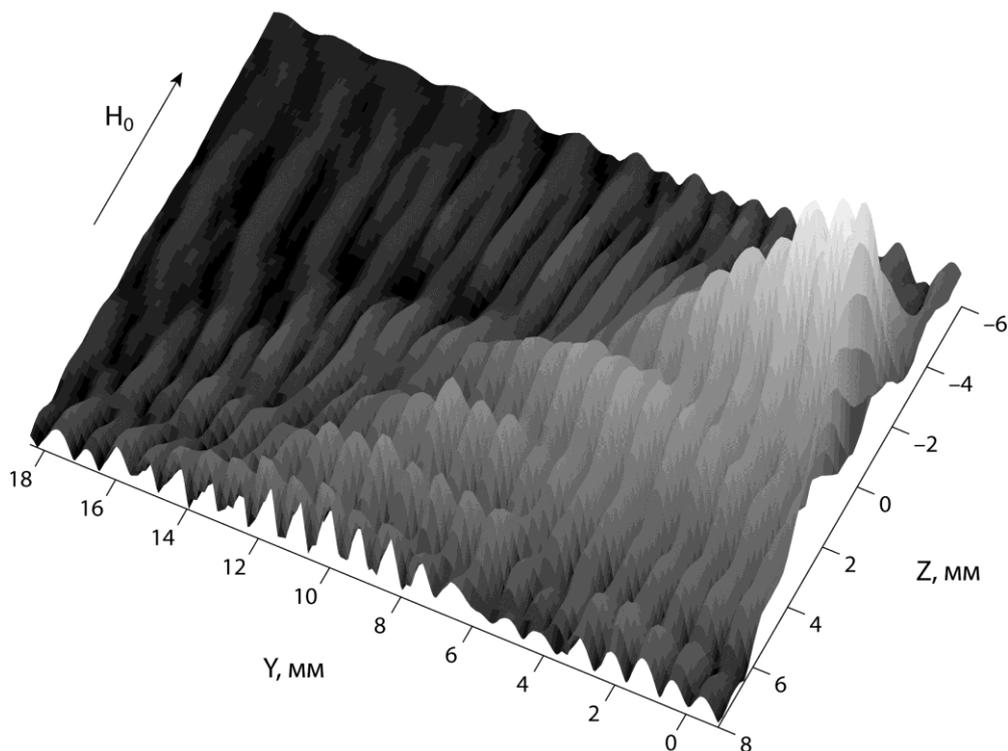


Рис. 2. Распределение амплитуды ППМ СВ по поверхности образца ЖИГ на частоте 3032 МГц. $H_0 = 470$ Э. Намагниченность насыщения плёнки ЖИГ $4\pi M = 1850$ Гс, толщина $d = 15$ мкм. Период магнитной решётки 810 мкм.

На рис. 2 приведено распределение поверхностной МСВ, измеренное на частоте, при которой длина волны была близка к двум периодам магнитной решётки. Такая частота соответствует первой зоне непропускания магнетонного кристалла и на этой частоте должно наблюдаться наиболее сильное взаимодействие волны с решёткой. В проведенном эксперименте магнитная решётка и передающий преобразователь были повернуты на 5° относительно направления постоянного поля. При такой ориентации направления фазовой и групповой скоростей МСВ не совпадают – формируемый пучок МСВ распространяется под некоторым углом относительно нормали к преобразователю, что можно наблюдать на полученном распределении. Взаимодействие волны с решёткой приводит к почти полному её отражению от решётки и возникновению стоячей волны, что выражается в сильной изрезанности приведённого на рис. 2 распределения пучка МСВ.

На рис. 3, представляющем вид сверху для распределения, приведённого на рис. 2, хорошо видно, что период изрезанности соответствует периоду решётки, которая изображена белыми линиями. На этом же рисунке также можно заметить, что фронт волны в пучке немного разворачивается по мере распространения волны. Это объясняется тем, что используемая для создания однородного магнитного поля магнитная система создает однородное поле только в небольшой области центральной части промежутка между магнитами, а при удалении от центра происходит плавное уменьшение магнитного поля. Изменение магнитного поля при фиксированной частоте приводит к изменению направления волнового вектора. При этом фронт волны оказывается не параллельным линиям решётки. Взаимодействие с решёткой в этом случае приводит к появлению дополнительных биений, которые направлены не поперек, а вдоль луча, имеют меньшую глубину и больший период и особенно хорошо заметны на верхней части рис. 3.

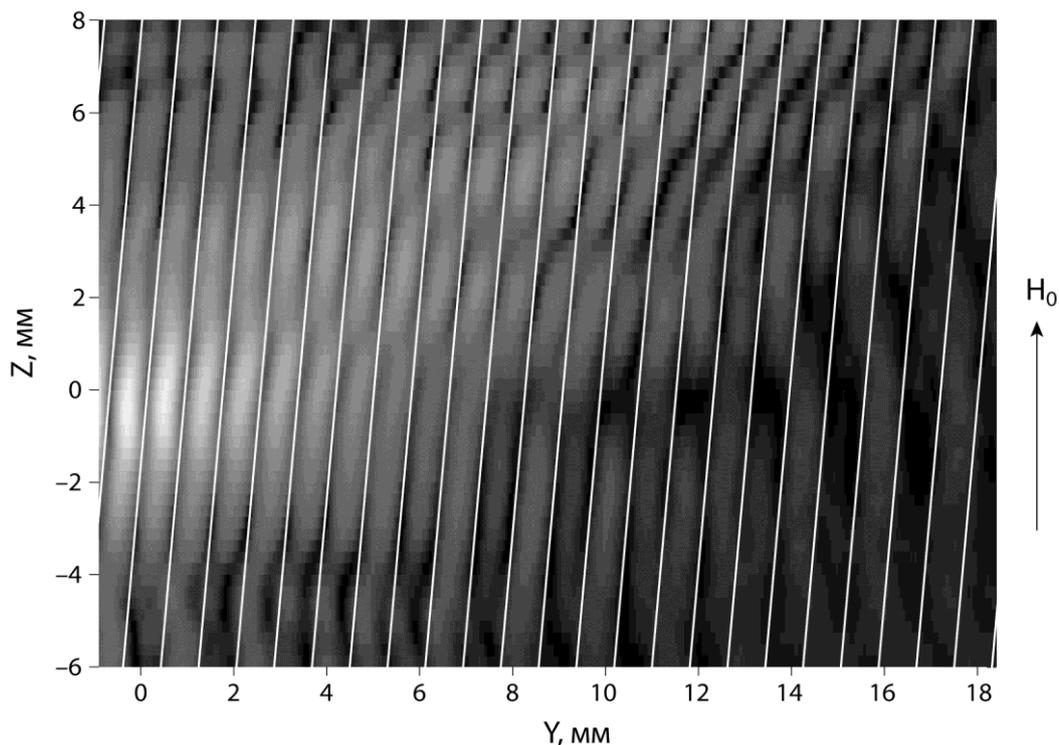


Рис. 3. Вид сверху распределения, приведённого на рис. 2.
Магнитная решётка схематично изображена в виде белых линий

Эффект отражения МСВ при взаимодействии с магнетным кристаллом может быть использовано при создании режекторных фильтров и других частотно-избирательных устройств.

Чтобы понять, какое влияние оказывает на взаимодействие МСВ и магнетного кристалла изменение параметров волны и периодической структуры, предполагается провести измерения при различных значениях частоты, периода решетки, а также угла между полем, магнетной решёткой и преобразователем. Это позволит получить более полное представление о механизме и особенностях взаимодействия МСВ с периодическими магнетными структурами.

Также в дальнейшем предполагается изучить взаимодействия МСВ с двумерным магнетным кристаллом, образованным из двух наложенных друг на друга сигналлограмм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.А. Калиникос и др. Сверхвысокочастотный резонатор // А. С. № 966798. Опубл. в Б.И. 1982. №38. С. 256.
2. С.В. Герус, А.В. Вороненко // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 12. С. 746–748.
3. Б.А. Калиникос, Н.Ю. Григорьева // ЖТФ. 2009. Т. 79. № 8. С. 110–117.
4. Ю.В. Гуляев, С.А. Никитов, А.И. Волков // Радиотехника и электроника. 2007. Т. 50. № 9. С. 1107–1113.
5. А.В. Вороненко, С.В. Герус, Л.А. Красножён // Микроэлектроника. 1989. Т. 18. № 1. С. 61–65.
6. А.Ю. Анненков, С.В. Герус // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57. № 5. С. 572.

Управление световыми импульсами в электромагнитно индуцированной решетке

В.Г. Архипкин¹, С.А. Мысливец¹, П.С. Панкин²

¹Институт Физики им. Л.В. Киренского СО РАН,
²ФГАОУ ВПО «Сибирский федеральный университет»,

avg@iph.krasn.ru

Электромагнитно индуцированная решетка (ЭИР) [1] наводится в трехуровневой системе при взаимодействии слабой пробной волны со стоячей управляющей волной в условиях электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭИП) [2]. ЭИР формируется благодаря периодической пространственной модуляции поглощения: прозрачность возникает в пучности стоячей управляющей волны, тогда как в узлах - поглощение высокое. Спектральные свойства пропускания ЭИР существенно отличаются от ЭИП. При определенных условиях ЭИР могут иметь запрещенные (ЗЗ) зоны и полосы пропускания (ПП) как в фотонных кристаллах. Поэтому такие периодические структуры представляют интерес для управления распространением света. В ЭИР можно динамически перестраивать ПП и ЗЗ [3,4], генерировать стационарные световые импульсы [5], их можно использовать как дифракционные решетки [1] и для оптической маршрутизации [7]. Использование дополнительного управляющего поля с частотой ω_3 (Рис.1) открывает новые возможности для динамического управления спектральными свойствами ЭИР [8].

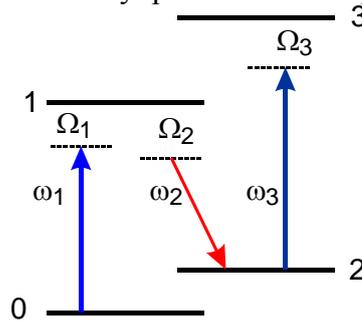


Рис.1. Схема четырехуровневого атома, взаимодействующего с тремя полями: слабое пробное поле (ω_1), управляющая стоячая волна (ω_2) и второе управляющее поле (ω_3).

В данной работе теоретически изучается распространение слабого пробного импульса в четырехуровневой системе (ω_1) в присутствии стоячей управляющей волны (ω_2) и дополнительного управляющего лазерного излучения (ω_3) как показано Рис.1. Для простоты предполагается, что атомы неподвижны. Здесь переходы $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$, $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ и $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ являются электрическими дипольно разрешенными, а переходы $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ и $|0\rangle \rightarrow |3\rangle$ - электрические дипольно запрещенные. Слабая пробная волна (с несущей частотой ω_1 и волновым вектором k_1) и управляющая волна (ω_3 , k_3) распространяются вдоль оси z . Соответствующие им частоты Раби обозначим G_1 и G_3 . Управляющее поле (ω_2 , k_2) считаем стоячей волной с пространственно зависящей частотой Раби $G_2(z) = G_{2+} e^{ik_2 z} + G_{2-} e^{-ik_2 z}$. Она формируется прямой и обратной волнами, бегущими навстречу друг другу.

Восприимчивость слабого пробного поля, распространяющегося в четырехуровневой системе и взаимодействующего с двумя управляющими полями (Рис.1) можно представить в виде [9,10]

$$\chi(\omega_1, z) = i\chi_p \frac{(\Delta_{20}\Delta_{30} + |G_3|^2)\gamma_{10}}{\Delta_1\Delta_{20}\Delta_{30} + \Delta_{10}|G_3|^2 + \Delta_{30}|G_2(z)|^2}, \quad \chi_p = \frac{|d_{10}|^2 N}{2\hbar\gamma_{10}} \quad (1)$$

$$\Delta_1 = \gamma_{10} - i\Omega_1, \quad \Delta_2 = \gamma_{12} - i\Omega_2, \quad \Omega_1 = \omega_1 - \omega_{10}, \quad \Omega_2 = \omega_2 - \omega_{12}, \quad \Delta_{20} = \gamma_{20} - i\Omega_{20},$$

$$\Delta_{30} = \gamma_{30} - i\Omega_{30}, \quad \Omega_{20} = \omega_1 - \omega_2 - \omega_{20}, \quad \Omega_{30} = \omega_1 - \omega_2 + \omega_3 - \omega_{30}.$$

γ_{ij} - полуширины соответствующих переходов, d_{10} - матричный дипольный элемент перехода $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$, N - концентрация атомов.

При определении (1) считается, что среда является линейной по отношению к пробному полю. Другие поля считаем сильными. Восприимчивость (1) - четная периодическая функция z , которую удобно разложить в ряд Фурье

$$\chi(z, \omega_1) \approx \chi_0 + \chi_1 \cos(2k_2 z) \quad (1)$$

Для простоты мы ограничились только двумя пространственными гармониками с $n=0$ и 1 , которые достаточно хорошо аппроксимируют восприимчивость $\chi(\omega_1, z)$.

$$\chi_0 = (k_2 / \pi) \int_0^{\pi/k_2} \chi(z, \omega_1) dz, \quad \chi_1 = (2k_2 / \pi) \int_0^{\pi/k_2} \chi(z, \omega_1) \cos(2k_2 z) dz.$$

Из-за периодической пространственной модуляции восприимчивости $\chi(\omega_1, z)$, индуцируемой управляющей стоячей волной, пробная волна распространяется как многослойной периодической структуре с периодом $a = \pi/k_2 = \lambda_2/2$. Поэтому она может распространяться не только в прямом направлении (прошедшая волна), и в обратном направлении (отраженная волна). Используя метод связанных волн [11], можно рассчитать амплитудные коэффициенты пропускания t и отражения r пробной волны, распространяющейся в такой периодической структуре длиной L .

$$t(\omega_1) = \frac{A(L)}{A_0} = \frac{s \cos(sL) \exp(ik_2 L)}{s \cos(sL) + i(\Delta k - \alpha) \sin(sL)},$$

$$r(\omega_1) = \frac{B(L=0)}{A_0} = \frac{\sigma \sin(sL)}{s \cos(sL) + i(\Delta k - \alpha) \sin(sL)} \quad (2)$$

$$s = \pm \sqrt{(\Delta k - \alpha)^2 - \sigma^2}, \quad \Delta k = k_2 - k_1, \quad \alpha = 2\pi\chi_0 k_1, \quad \sigma = \pi\chi_1 k_1.$$

Здесь A_0 - амплитуда падающей пробной волны, $A(L)$ - амплитуда пробной волны на выходе образца, $B(L=0)$ - амплитуда отраженной волны

Используя (3) и метод Фурье преобразования, можно исследовать распространения падающего пробного импульса в такой структуре. Пусть входной пробный импульс является гауссовским импульсом $E_{1i}(t) = E_0 \exp(-t^2/\tau^2) \exp(i\omega_1 t)$, E_0 - амплитуда импульса, $2\tau = T_p$ - ширина импульса на уровне e^{-1} , ω_1 - несущая частота. Управляющие поля считаем непрерывными монохроматическими волнами. Спектр входного импульса: $E_{1i}(\omega) = 2^{-1/2} \tau E_0 \exp[-\tau^2(\omega - \omega_1)^2/4]$. Отраженные и прошедшие Фурье компоненты пробного импульса определяются как $E_{1r} = r(\omega) E_{1i}(\omega)$ и $E_{1t} = t(\omega) E_{1i}(\omega)$. Отраженный и прошедший импульсы определяются через обратное Фурье преобразование.

Для численных расчетов используются параметры атомов рубидия как ЭИП среды. Резонансная длина волны перехода $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ соответствует $\lambda_{10} = 780.792$ нм, а перехода $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$, с которым взаимодействует стоячая волна, $\lambda_{12} = 780.778$ нм. На Рис.2. приведены спектры пропускания и отражения пробного поля для различных значений частоты Раби G_3 второго управляющего поля. В отсутствие второго управляющего поля ($G_3=0$) частоты Раби G_{2+} и G_{2-} выбраны такими, чтобы существовала полоса пропускания с коэффициентом пропускания, близким к единице, а также запрещенная зона, в которой имеет отражение с коэффициентом около единицы. Когда второе управляющее включается ПП и ЗЗ разрушаются с увеличением G_3 .

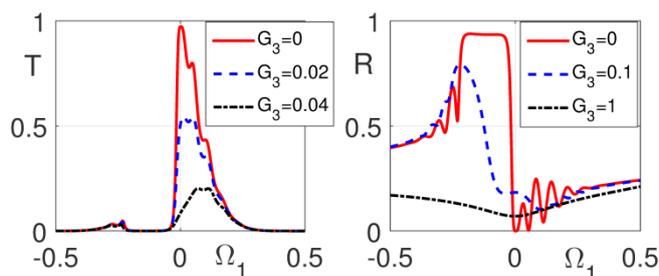


Рис.2. а) Спектры пропускания (слева) $T=|t|^2$ и отражения (справа) $R=|r|^2$ как функция отстройки пробного излучения Ω_1 (в единицах γ_{10}) для различных частот Раби второго управляющего поля G_3 (в единицах γ_{10}). Другие параметры: $G_{2+}=5\gamma_{10}$, $G_{2-}=(5/6)G_{2+}$, $\gamma_{10}=\gamma_{12}=\gamma_{32}=2\pi \cdot 6$ MHz, $\gamma_{20}=2\pi \cdot 1$ kHz, $N=10^{12}$ cm $^{-3}$, $L=2$ cm

Рис. 3 иллюстрирует прошедший и отраженный пробный импульс для различных частот Раби G_3 . Видно, что с помощью низко интенсивного управляющего поля можно контролировать спектры пропускания и отражения ЭИР.

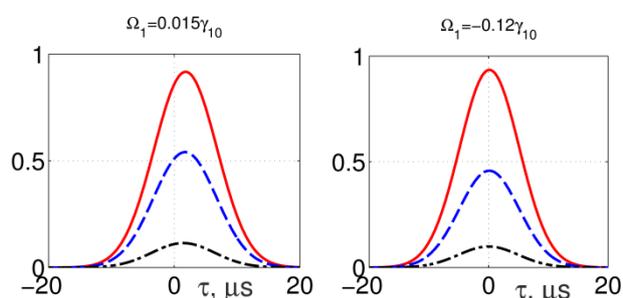


Рис.3. Прошедший (слева) и отраженный (справа) пробный импульс для различных значений частоты Раби G_3 второго управляющего поля. Параметры такие же как на Рис.2.

Показано, что с помощью лазерного излучения можно управлять пропусканием и отражением пробного импульса в электромагнитно индуцированной решетке. Такая структура может быть использована для полностью оптического переключения низко интенсивным переключающим полем.

ЛИТЕРАТУРА

1. H.Y. Ling, Y.Q. Li, M. Xiao // Phys. Rev. 1998. A. V. 57. P. 1338.
2. M. Fleischhauer, M.D. Lukin, A. Marangos // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P.633.
3. Andre, M.D. Lukin, Phys. Rev. Lett. // 2002. V. 89. P. 143602.
4. M. Artoni, G.La Rocca // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 073905.
5. M. Bajcsy, A.S. Zibrov, M.D. Lukin // Nature. 2003. V. 426. 638.
6. Y.W. Lin et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. P. 213601.
7. A.W. Brown, M. Xiao // Opt. Lett. 2005. V. 30. P. 699.
8. J.-H. Wu at al. // J. Mod. Optics. 2009. V. 56. P. 768.
9. V. G. Arkhipkin // Quantum Electron. 1997. V. 27. P. 341.
10. S. E. Harris and Y. Yamamoto. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 3611.
11. S. Y. Karpov, S. N. Stolyarov // Physics-Uspekhi. 1993. V. 36. P. 63.

Отражение световых гауссовых пучков от чирпированной решетки

В.Ф. Марченко, П.Ю. Шестаков
Московский Государственный Университет, Физический факультет
iveage@gmail.com

Чирпированные решетки представляют собой двухкомпонентные плоскостойкие диэлектрические структуры с линейно меняющимся периодом. Изменение периода приводит к смещению локальной брэгговской запрещенной зоны. В результате различные как частотные, так и угловые спектральные компоненты входного излучения отражаются в различных точках структуры. Это свойство решетки позволяет эффективно сжимать и расширять временные импульсы [1], а также фокусировать и дефокусировать световые пучки [2].

В нашей работе с помощью численного моделирования исследуется отражение гауссовых световых пучков с модуляцией волнового фронта от чирпированной решетки.

Рассмотрим падение колированного светового пучка гауссовой формы на чирпированную решетку под углом θ_0 . Такая периодическая структура характеризуется линейной зависимостью брэгговского волнового вектора от длины решетки $k_{\text{бр}}(z) = k_0 - \alpha(z - z_0)$, где α - параметр изменения периода решетки, k_0 - брэгговский волновой вектор в точке $z_0 = L/2$.

Боковой сдвиг пучка складывается из геометрического сдвига, определяемого распространением спектральных компонент в полосе прозрачности периодической структуры и сдвига Гусса-Хенхен, возникающего при отражении излучения от брэгговской запрещенной полосы.

Если при $z = 0$ угол θ_0 удовлетворяет условию $\omega/c \cdot \cos \theta_0 = \pi/d_0$ (d_0 - период при $z = 0$), то сдвиг Гусса-Хенхен определяется производной $-d\varphi/dk_x$, где φ - фаза коэффициента отражения в области запрещенной полосы, $k_x = \sqrt{k^2 - k_z^2}$.

При выполнении брэгговского условия на глубине $z = h$ коэффициент отражения для распространяющейся спектральной компоненты $r \approx \exp(i2k_z h)$. Отсюда боковой сдвиг пучка равен

$$-\frac{d\varphi}{dk_x} = \frac{2}{k_z} \left(z_0 k_x + \frac{k_x(k_0 - k_z)}{\alpha} \right) \quad (1)$$

где $\varphi = 2 \int h dk_z$ - фаза отраженной спектральной компоненты. Сдвигом Гусса-Хенхен, равным одной или нескольким длинам волн, в этом случае можно пренебречь. Фазовая модуляция спектра пучка определяется параметром

$$-\frac{d^2\varphi}{dk_x^2} = -\frac{2z_0}{k_z} \left(1 + \frac{k_x^2}{k_z^2} \right) - \frac{2k_x^2}{k_z^2} \frac{k_0}{k_z} - \frac{2}{\alpha} \left(\frac{k_0}{k_z} - 1 \right) \quad (2)$$

В отличие от однородной периодической структуры наличие квадратичной фазовой модуляции пучка при отражении от чирпированной решетки позволяет получать сходящиеся пучки. На рис.1 показано отражение пучка однородной

брэгговской решетки и специально подобранной чирпированной структуре, которая фокусирует пучок.

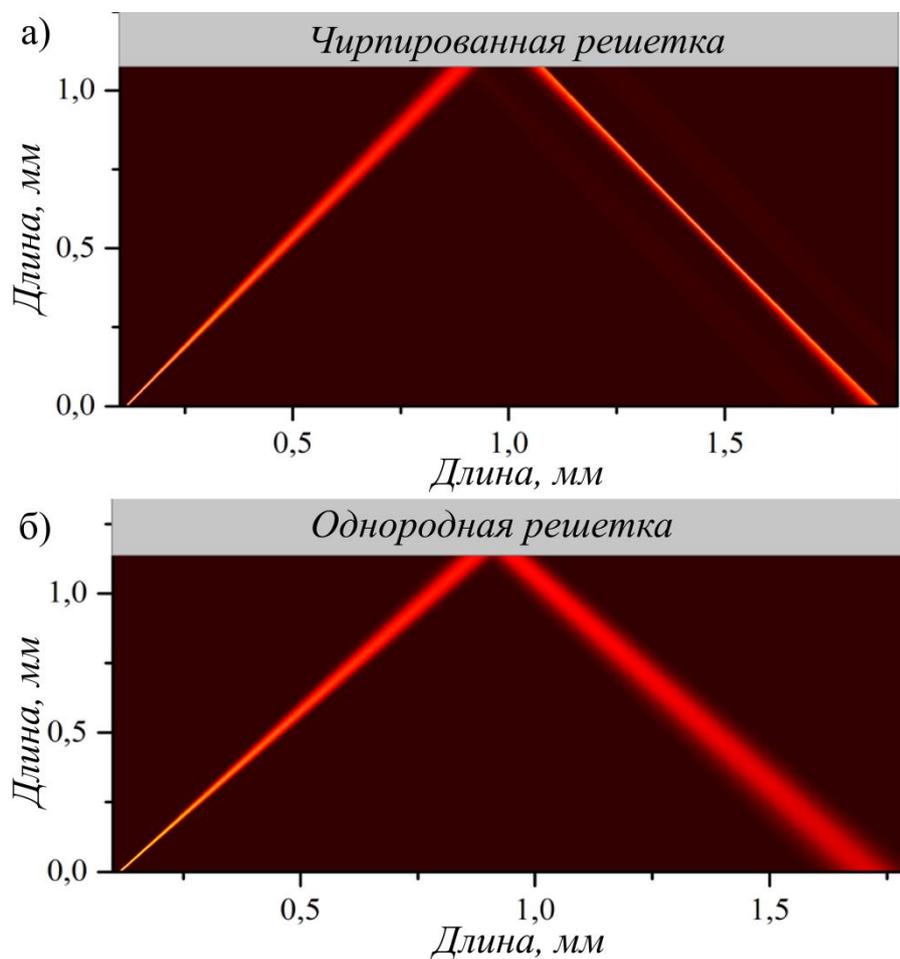


Рис. 1. Отражение s - поляризованного расходящегося гауссового светового пучка. Угол падения 45° : а) брэгговская решетка б) чирпированная решетка

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Kaim, Optical Engineering 53(5),(2014).
2. Y. Cheng, Phys. Rev. A, **86**, 045802 (2013).

Высокочастотная проводимость графеновой сверхрешетки в условиях постоянного электрического поля

Е.И. Кухарь¹, С.В. Крючков^{1,2}, Е.С. Ионкина²

¹Волгоградский государственный социально-педагогический университет

²Волгоградский государственный технический университет

eikuhar@yandex.ru

В работе вычислена высокочастотная проводимость графеновой сверхрешетки (ГСР), помещенной в продольное постоянное электрическое поле. Найдены диапазоны частот переменного поля, соответствующие динамической отрицательной дифференциальной проводимости.

Рассмотрим ГСР, сформированную на графеновом листе, нанесенном на подложку, составленную из чередующихся слоев SiC/h-BN, и расположенном в плоскости xu так, что Ox – ось ГСР. В приближении сильной связи электронный спектр ГСР может быть выражен явно [1]:

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \sqrt{\Delta^2 + v_F^2 p_y^2 + \Delta_1^2 \left(1 - \cos \frac{p_x d}{\hbar}\right)}, \quad (1)$$

где d – период ГСР, v_F – скорость на поверхности Ферми, параметры Δ и Δ_1 определяются свойствами материалов, из которых изготовлена периодическая подложка и отношением ширины барьера к ширине ямы сверхрешеточного потенциала. Значения Δ и Δ_1 могут варьироваться в пределах: $\Delta \sim 0.07 - 0.2$ эВ, $\Delta_1 \sim 0.01 - 0.05$ эВ. Пусть вдоль оси ГСР приложено электрическое поле, проекция потенциала которого на ось Ox равна:

$$A_x(t) = -c \left(E_{//}^{\text{dc}} t + \int E_{//}^{\text{ac}}(t) dt \right). \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{E}_{//}^{\text{ac}}$, $\mathbf{E}_{//}^{\text{dc}}$ – соответственно векторы напряженностей высокочастотного (ВЧ) и постоянного электрических полей. Полагаем, что ВЧ электрическое поле является синусоидальным: $E_{//}^{\text{ac}} = E_m \cos \omega t$, где E_0 и ω – амплитуда и частота переменного поля. Интерес к изучению отклика систем со СР на электрическое поле, описываемое потенциалом вида (2), связан с проблемой так называемого блоховского ТГц генератора [2,3].

Вычисления, выполненные в τ -приближении (τ – постоянное время релаксации) дают следующее выражение для ВЧ проводимости ГСР вдоль оси Ox :

$$\sigma_{xx}(\omega) = \frac{\sigma_{//}}{2\omega} \sum_{n=1}^{\infty} D_n(\gamma) \left(\frac{\omega + n\Omega_B}{1 + (\omega + n\Omega_B)^2 \tau^2} + \frac{\omega - n\Omega_B}{1 + (\omega - n\Omega_B)^2 \tau^2} \right), \quad (3)$$

где $\Omega_B = eE_{//}^{\text{dc}} d / \hbar$ – блоховская частота, $\gamma = \Delta_1^2 / \Delta^2$, $\sigma_{//} = n_0 e^2 \tau / m_{//}$, $m_{//} = 2\hbar^2 \Delta / \Delta_1^2 d^2$,

$$D_n(\gamma) = \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} F(\gamma, \xi') \cos(2n\xi') d\xi',$$

$$F(\gamma, \xi) = \frac{2(1 + \gamma(1 + \sin^2 \xi)) \cos^2 \xi - 1 - 2\gamma}{(1 + 2\gamma \sin^2 \xi)^{3/2}}.$$

Зависимости ВЧ проводимости σ_{xx} от частоты ω , построенные по формуле (3) для различных значений параметров γ и $\Omega_B \tau$, изображены на рисунке 1. Из графиков видно следующее. Во-первых, если напряженность продольного постоянного поля лежит в области статической ОДП, то всегда существует интервал частот ω переменного поля, а именно $0 < \omega < \Omega_B$, для которых ВЧ проводимость отрицательна. Данный эффект, получивший название динамической отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), хорошо известен также для полупроводниковых СР с аддитивным спектром [5].

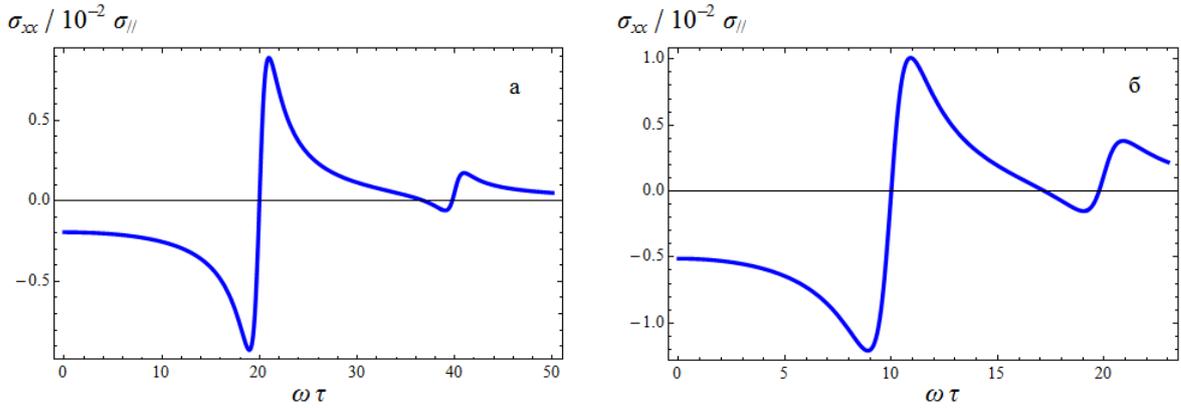


Рис. 1. Зависимость динамической проводимости от частоты переменного электрического поля. а) $\Omega_B \tau = 20, \gamma = 1$; б) $\Omega_B \tau = 10, \gamma = 1$

Во-вторых, при определенных значениях параметра $\gamma \geq \gamma_{\min}$ в окрестности частот, удовлетворяющих соотношению: $\omega = k\Omega_B$, $k = 2, 3, \dots$, кроме вышеуказанного диапазона возникают новые интервалы частот, для которых характерна динамическая ОДП. Последнее объясняется несинусоидальностью минизоны ГСР, приводящей к ангармоничности блоховских осцилляций. Численный анализ показывает, что с ростом параметра $\Omega_B \tau$ значение γ_{\min} уменьшается. Например, для $\Omega_B \tau = 10$ значение γ_{\min} составляет: $\gamma_{\min} \sim 1.151$. а для $\Omega_B \tau = 20$ параметр γ_{\min} равен: $\gamma_{\min} \sim 0.381$.

Неаддитивность электронного спектра (1) приводит к тому, что наличие постоянного электрического поля, вектор напряженности которого $\mathbf{E}_{\perp}^{\text{dc}}$ ($\mathbf{E}_{\parallel}^{\text{dc}} = 0$) направлен поперек по отношению к оси ГСР, модифицирует ВЧ проводимость ГСР. В случае $\gamma \ll 1$ формула для ВЧ проводимости ГСР с точностью до слагаемых, квадратичных по напряженности E_{\perp}^{dc} имеет вид:

$$\sigma_{xx}(\omega) = \frac{\sigma_{\parallel}}{\omega^2 \tau^2} \left(1 + \frac{b^2}{\omega^2 \tau^2} \right). \quad (4)$$

Здесь $b \equiv E_{\perp}^{\text{dc}}/E_0 \ll 1$, $E_0 = \Delta/e v_F \tau$. Модификация проводимости ГСР, вызванная влиянием поперечного поля, позволяет объяснить эффект генерации постоянного тока за счет суперпозиции переменных электрических полей, осциллирующих во взаимно перпендикулярных направлениях [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. S.V. Kryuchkov, E.I. Kukhar' // PhysicaE. 2012. V. 46. P. 25.
2. Ю.А. Романов, Ю.Ю. Романова // ФТП. 2005. Т. 39. В. 1. С. 162.
3. T. Nyart et al. // Microelectron. J. 2009. V. 40. P. 719.
4. Ю.А. Романов // ФТТ. 2003. Т. 45. В. 3. С. 529.
5. С.В. Крючков, Е.И. Кухарь, В.А. Яковенко // Известия РАН. Серия физическая. 2010. Т. 74. № 12. С. 1759.