

## СЕКЦИЯ 7. МЕТАМАТЕРИАЛЫ, НАНОСТРУКТУРЫ, ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

<b>Гомогенизация случайно -микроструктурированных метаматериалов и проблема искусственного квазимагнетизма</b>	
Ю.Н. Барабаненков, М.Ю. Барабаненков .....	3
<b>Дипольная поляризуемость металлических наночастиц различной геометрии</b>	
Г.В. Белокопытов, А.В. Журавлев, Ю.Е. Терехов.....	6
<b>Абсолютная отрицательная проводимость в графене с электрон-электронным взаимодействием в присутствии магнитного поля</b>	
М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев, Н.Н. Янюшкина .....	10
<b>Влияние сильного переменного электрического поля на туннельный эффект на границе углеродных нанотрубок</b>	
М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев, Н.Н. Янюшкина .....	14
<b>Локализация волн элетронной плотности в системе углеродные нанотрубки - фуллерены</b>	
М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев, И.В. Сочнев, Е.В. Сочнева.....	18
<b>Изучение внутренней структуры гранулированных магнитных нанокомпозигов методом ферромагнитного резонанса</b>	
С.А. Вызулин, Е.В. Лебедева, Д.А. Лысак, Н.Е. Сырьев.....	20
<b>Низкополевые магнитные резонансы в гранулированных наноструктурах</b>	
С.А. Вызулин, А.В. Горобинский, Е.В. Лебедева, Н.Е. Сырьев, М.С. Шлапаков .....	24
<b>Усиление в волноводной структуре со сверхпроводящей пленкой и метаматериалом</b>	
М.В. Головкина.....	28
<b>Эффект сокрытия рассеивателя акустическими дважды отрицательными средами</b>	
К.В. Дмитриев, И.В. Кортунов .....	32
<b>Эффект взаимного выпрямления переменных токов в графене</b>	
Д.В. Завьялов, В.И. Конченков, С.В. Крючков.....	36
<b>Особенности андерсоновской локализации света в периодических в среднем системах, содержащих анизотропные компоненты</b>	
А.И. Игнатов, А.М. Мерзликин.....	40
<b>Слой из метаматериала в прямоугольном волноводе</b>	
Н.В. Ильин, А.И. Смирнов, И.Г. Кондратьев .....	42
<b>Механизмы усиления магнитооптических эффектов в плазмонных кристаллах</b>	
А.Н. Калиш, В.И. Белотелов, А.К. Звездин.....	44
<b>Новая физика идеальных и почти идеальных линз</b>	
В.В. Климов.....	48
<b>Конечно-разностные методы в моделировании процессов распространения электромагнитного излучения в неоднородных анизотропных средах</b>	
Е.В. Михайлов, А.В. Козарь, А.Ф. Королев.....	49

<b>Обращённый эффект Черенкова в сэндвич-структуре с нелинейной сердцевиной и обкладками из метаматериала</b> Р.В. Михайловский, М.И. Бакунов .....	53
<b>Температурная зависимость комплексной диэлектрической проницаемости тонкопленочных радиопоглощающих материалов</b> О.Ю. Мороз, Е.Ю. Наквасина .....	57
<b>Влияние структурно-фазового состояния наноматериалов на основе оксигидроксидов алюминия на их свойства в терагерцовом диапазоне частот</b> В.И. Мухин, М.Н. Есаулков .....	61
<b>Синтез методом химического газофазного осаждения и изучение оптических свойств графена</b> П.С. Русаков, М.Г. Рыбин, И.И. Кондрашов, А.С. Пожаров, Е.Д. Образцова .....	63
<b>Двумерная дифракция на цилиндрической неоднородности, индуцированной в неоднородной среде</b> А.К. Сухорукова, А.П. Сухоруков .....	65
<b>Оптические свойства наноструктурированных полупроводников и диэлектриков</b> В.Ю. Тимошенко .....	68
<b>Немонотонная зависимость положения спектра фотолюминесценция нанокристаллов селенида кадмия от энергии возбуждающего света</b> Г.И. Целиков, С.Г. Дорофеев, О.А. Шалыгина, В.Ю. Тимошенко .....	69
<b>Фазовый переход сегнетоэлектрического типа в примесном графене</b> Н.Н. Янюшкина, М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев .....	71

## ГОМОГЕНИЗАЦИЯ СЛУЧАЙНО -МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ И ПРОБЛЕМА ИСКУССТВЕННОГО КВАЗИМАГНЕТИЗМА

Ю.Н. Барабаненков, М.Ю. Барабаненков

### 1. Введение

Теория эффективных параметров сред или приближение гомогенизации является удобным способом исследования прохождения электромагнитного излучения через композитные материалы, ранее, например, космическую пыль, аэрозоли, пористые среды, и в настоящее время метаматериалы. Несколько интересных потенциальных свойств таких искусственных композитов уже продемонстрировано и предложено, включая реализацию сред с отрицательным показателем преломления и искусственным магнетизмом из проводников [1]. Хотя некоторые фундаментальные представления об оптических свойствах метаматериалов, таких как отрицательная диэлектрическая и магнитная проницаемости, широко приняты и относительно понятны, проблема недвусмысленного определения этих параметров на основе систематического подхода в настоящее время не решена окончательно. Цель нашего доклада состоит в обсуждении возможности получения эффективной магнитной проницаемости случайно-неоднородного композита из немагнитных проводящих частиц, исходя из первых принципов статистической теории многократного рассеяния волн в случайно-неоднородных средах. При этом используется уже нашедшая применение [2] идея, что магнитная проницаемость композита может быть введена через пространственную дисперсию его эффективной диэлектрической проницаемости.

### 2. Гомогенизация стохастических уравнений Максвелла

Следуя [3], мы исходим из стохастических уравнений Максвелла для монохроматического электромагнитного поля в однородной среде с некоторой постоянной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_0$  и единичной магнитной проницаемостью  $\mu = 1$ , где случайно распложены частицы с заданной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$ , удельной проводимостью  $\sigma_1$  и единичной магнитной проницаемостью. Проблема эффективной диэлектрической проницаемости случайно-неоднородной среды решается путем усреднения исходных уравнений Максвелла по статистическому ансамблю частиц методом уравнения Дайсона [4]. При этом для поперечной и продольной компонент тензора эффективной

диэлектрической проницаемости по отношению к волновому вектору  $\vec{k}$  получается обобщенная формула Лорентц-Лоренца

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

Здесь  $k_0 = \omega/c$  - волновое число в однородной среде с частотой  $\omega$ . Поперечная и продольная компоненты введенного в [3] преобразованного массового оператора  $\tilde{M}$  выражаются известным образом через операторы рассеяния отдельных частиц и кластеров частиц, а также через функции распределения частиц.

### 3. Ансамбль независимых малых идеально отражающих сфер

Пусть частицы ансамбля в виде проводящих сфер независимо распределены в пространстве с плотностью  $f_1$ . В этом случае преобразованный массовый оператор выражается через оператор рассеяния [5] изолированной сферы. Если радиуса сферы  $r_0$  мал по сравнению с длиной волны в однородной среде и сфера является идеально отражающей вследствие ее большой диэлектрической проницаемости или проводимости, то наводимые в сфере электрический  $\vec{p}$  и магнитный  $\vec{m}$  дипольные моменты принимают предельные значения  $\vec{p} \rightarrow r_0^3 \vec{E}_0$  и  $\vec{m} \rightarrow -(1/2) r_0^3 \vec{H}_0$ , будучи направлены вдоль электрического поля и против магнитного поля падающей волны, соответственно. Для поперечной компоненты эффективной диэлектрической проницаемости формула Лорентц-Лоренца при  $k = k_0$  дает

$$\frac{\varepsilon_{eff}^t(k_0) - \varepsilon_0}{\varepsilon_{eff}^t(k_0) + 2\varepsilon_0} \rightarrow \left(1 - \frac{1}{2}\right) \frac{4\pi}{3} f_1 r_0^3$$

где первый положительный член справа представляет собой вклад электрического дипольного рассеяния и второй отрицательный член учитывает вклад магнитного дипольного рассеяния.

### 4. Эффективная магнитная проницаемость

Исследование пространственной дисперсии тензора эффективной диэлектрической проницаемости требует знания оператора рассеяния сферы вне волновой поверхности  $k = k_0$  в импульсном представлении. Для этой цели мы используем операторы электрического и магнитного дипольного рассеяния. При этом оказывается, что электрическое дипольное рассеяние дает вклад, как в поперечную так и в продольную компоненты эффективной диэлектрической проницаемости. Как следствие, в пределе малого параметра заполнения пространства  $f_1 r_0^3 \ll 1$  эффективная магнитная проницаемость ансамбля, возникающая из-за пространственной дисперсии тензора эффективной диэлектрической проницаемости, представляется привычным выражением  $\mu_{eff} \approx 1 + 4\pi\chi$ , где

$\chi = -(1/2)r_0^3$  это магнитная восприимчивость малой идеально отражающей сферы.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] J.B. Pendry, A.J. Holden, D.J. Robbins, W.J. Stewart, Magnetism from conductors, and enhanced non-linear phenomena, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 47, p. 2075, 1999.
- [2] M.G. Silveirinha, Metamaterial homogenization approach with application to the characterization of microstructured composites with negative parameters, *Phys.Rev. B*, vol. 75, p.115104, 2007.
- [3] Ю.Н. Барабаненков, Современные аспекты асимптотической теории переноса волнового излучения в неупорядоченных средах, Изв.РАН. Серия физическая, 2009, Т.73, с.1722.
- [4] Yu.N. Barabanenkov, Multiple scattering of waves by ensemble of particles and the radiative transport, *Sov. Phys. Uspekhi*, vol. 18, p.673, 1976.
- [5] Yu.N. Barabanenkov, Transfer of trapped electromagnetic radiation in an ensemble of resonant mesoscopic scatterers, in : *Wave Scattering in Complex Media; From Theory to Applications* , pp. 415 – 459, 2003; B.A. van Tiggelen and S.E. Skipetrov (eds.), Kluwer Academic Publishers, Netherland

## ДИПОЛЬНАЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ РАЗЛИЧНОЙ ГЕОМЕТРИИ

Г.В. Белокопытов, А.В. Журавлев, Ю.Е. Терехов

Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова

[antonzh@mail.ru](mailto:antonzh@mail.ru)

В рамках линейной электродинамики магнитный и электрический дипольные моменты наночастицы в первом приближении определяются соотношениями [1] (СИ):

$$\begin{aligned}\mathbf{p} &= \varepsilon_0 \hat{\alpha}_e \mathbf{E} + \varepsilon_0 \hat{\alpha}_{em} \mathbf{H}, \\ \mathbf{m} &= \hat{\alpha}_m \mathbf{H} + \hat{\alpha}_{me} \mathbf{E},\end{aligned}\quad (1)$$

где  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{m}$  – электрический и магнитный дипольные моменты, а  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  – напряженности электрического и магнитного полей,  $\hat{\alpha}_e$  и  $\hat{\alpha}_m$  – тензоры электрической и магнитной дипольных поляризуемостей, а тензоры  $\hat{\alpha}_{me}$ ,  $\hat{\alpha}_{em}$  характеризуют прямой и обратный магнитоэлектрические эффекты. Компоненты тензоров  $\hat{\alpha}_e$ ,  $\hat{\alpha}_m$ ,  $\hat{\alpha}_{em}$ ,  $\hat{\alpha}_{me}$  – это комплексные величины, которые определяются материалом частицы и ее геометрией и являются функциями частоты, в системе СИ  $\hat{\alpha}_e$ ,  $\hat{\alpha}_m$  имеют размерность  $\text{л}^3$ .

Сферическая металлическая частица имеет высокую симметрию, вследствие чего индуцированный электрический момент  $\mathbf{p}$  коллинеарен вектору напряженности электрического поля  $\mathbf{E}$ , аналогичное утверждение справедливо и для векторов  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{H}$ . Магнитоэлектрические эффекты в силу симметрии и изотропности материала отсутствуют. Тогда отличны от нуля будут только диагональные компоненты тензоров дипольных поляризуемостей, которые определяются соотношениями [2]:

$$\begin{aligned}\alpha_e &= 6\pi i a_1 / k_2^3, \\ \alpha_m &= 6\pi i b_1 / k_2^3,\end{aligned}\quad (2)$$

где  $k_2$  – волновое число в среде, окружающей частицу, а  $a_1$  и  $b_1$  – первые парциальные амплитуды разложения рассеянного излучения в ряд по сферическим гармоникам, выражения для них приведены в работе [2] и монографии [3].

Наряду со сферическими частицами при создании метаматериалов применяются также частицы других геометрий. В связи с тем, что теория Ми позволяет рассчитывать рассеяние только на сферических однородных или многослойных частицах, для исследования частиц более сложной геометрии применялись различные программы конечноэлементного моделирования: CST Microwave studio, Comsol Multiphysics и Ansoft HFSS.

Программы моделирования методом конечных элементов позволяют рассчитывать распределение электрических и магнитных полей внутри частицы и за ее пределами. Обработка этих распределений позволяет найти индуцированные электрический и магнитный дипольные моменты по формулам [4]:

$$\begin{aligned} \mathbf{p} &= \int \mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) d^3 r \\ \mathbf{m} &= \frac{1}{2} \int (\mathbf{r} \times \mathbf{J}) d^3 r \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\mathbf{J}$  – плотность полного тока  $\mathbf{J} = i\omega \hat{\epsilon} \mathbf{E}$  ( $\hat{\epsilon} = \epsilon_0 \epsilon_r$  – комплексная диэлектрическая проницаемость среды);  $\rho(\mathbf{r})$  – распределение плотности полного заряда  $\rho(\mathbf{r}) = \rho_{\text{вн}}(\mathbf{r}) + \rho_{\text{вн}}(\mathbf{r})$ . Следует отметить, что особенности программ конечноэлементного моделирования таковы, что необходимо отдельно учитывать объемные полные заряды  $\rho_v(\mathbf{r}) = \epsilon_0 \text{div} \mathbf{E}$  и поверхностные  $\rho_s(\mathbf{r}) = \epsilon_0 \mathbf{n} \cdot (\mathbf{E}_{\text{out}} - \mathbf{E}_{\text{in}})$ , где  $\mathbf{n}$  – вектор внешней нормали к поверхности частицы а  $\mathbf{E}_{\text{in}}$  и  $\mathbf{E}_{\text{out}}$  – определенные в малой окрестности точки поверхности вектора электрической напряженности внутри и за пределами частицы.

Были произведены расчеты дипольной поляризуемости сферических металлических наночастиц диаметром 60 нм. При этом были рассмотрены два материала: золото и алюминий, дисперсия их комплексной диэлектрической проницаемости была учтена согласно справочным данным [5]. Результаты расчета в рамках теории Ми и в программах конечноэлементного моделирования приведены на рисунке 1. Во всех программах использовалась тетраэдрическая сетка с 32 тысячами конечных элементов. Металлическая сфера была заключена в сферу свободного пространства с диаметром в пять раз превышающим диаметр сферы. У внешней сферы были установлены граничные условия рассеяния. Программы конечноэлементного моделирования дают примерно одинаковые результаты, с не превышающим 5 процентов относительным отклонением от теории Ми. Вместе с тем, при увеличении размера шара в два раза все три программы давали в области малых длин волн (300–400 нм) погрешность около 20 %. Однако в этой области излучение сферы уже нельзя считать дипольным. Так, например, расчеты в рамках теории Ми показывают, что для золотой сферы диаметром 120 нм на длине волны 300 нм дипольное излучение составляет только 70 % от общего излучения, вместе с тем при диаметре 60 нм – этот параметр равен 99%.

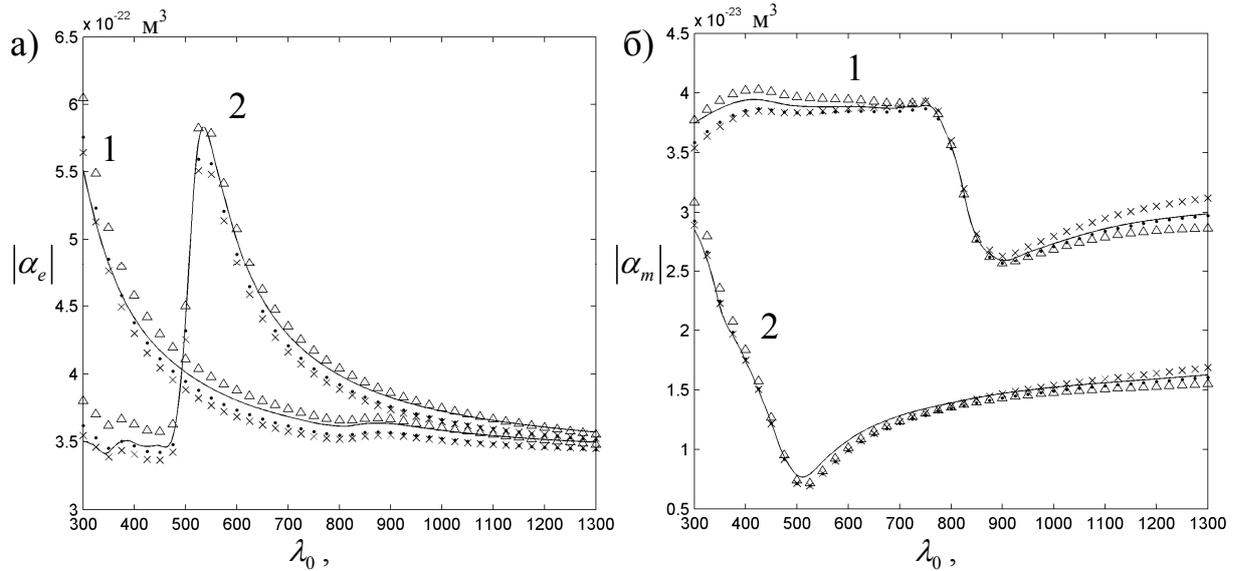


Рис. 1. Электрическая<sup>HM</sup> (а) и магнитная (б) дипольные поляризуемости сферических металлических наночастиц диаметром 60 нм. Кривые 1 – расчеты для алюминиевой частицы, 2 – для золотой. Непрерывные кривые – расчет в рамках теории Ми (2), дискретные – в программах моделирования методом конечных элементов: точки – CST Microwave studio, – треугольники Comsol Multiphysics, кресты – Ansoft HFSS.

Кроме сферической, была рассмотрена также П-образная геометрия наночастиц. В частицах такой геометрии присутствует меньшая по сравнению со сферической симметрия, вследствие чего компоненты тензоров дипольных поляризуемостей  $\hat{\alpha}_e$ ,  $\hat{\alpha}_m$  имеют различные амплитуды. Кроме того, расчеты показали, что может быть значительный магнитоэлектрический эффект. Поэтому оценка амплитуды поляризуемости частиц производилось путем исследования нормированных электрических и магнитных дипольных моментов, результаты расчетов этих величин приведены на рисунке 2. Расчеты показывают, что алюминиевые частицы имеют отклик на меньших длинах волн (400-600 нм), чем такие же по размерам золотые частицы (700-900 нм). Следует отметить, что при масштабировании золотых наночастиц, не удавалось получить значительный отклик на длинах волн 400-600 нм. Согласно литературным источникам, это происходит из за наличия у частиц кинетической индуктивности [1]:

$$L_k \cong \frac{1}{l \varepsilon_0 \omega_p^2}, \quad (4)$$

где  $l$  – характерный линейный размер наночастицы а  $\omega_p$  – плазменная частота материала.

Интерполяция данных диэлектрической проницаемости [5] в рамках модели Друде-Лоренца показала, что плазменная длина волны алюминия  $2\pi c / \omega_p$  составляет 95 нм, в то же время, соответствующая величина для

золота равна 137 нм [6]. Вследствие этого частицы из алюминия имеют в 1.44 раза большую плазмонную частоту  $\omega_p$  и следовательно меньшую кинетическую индуктивность.

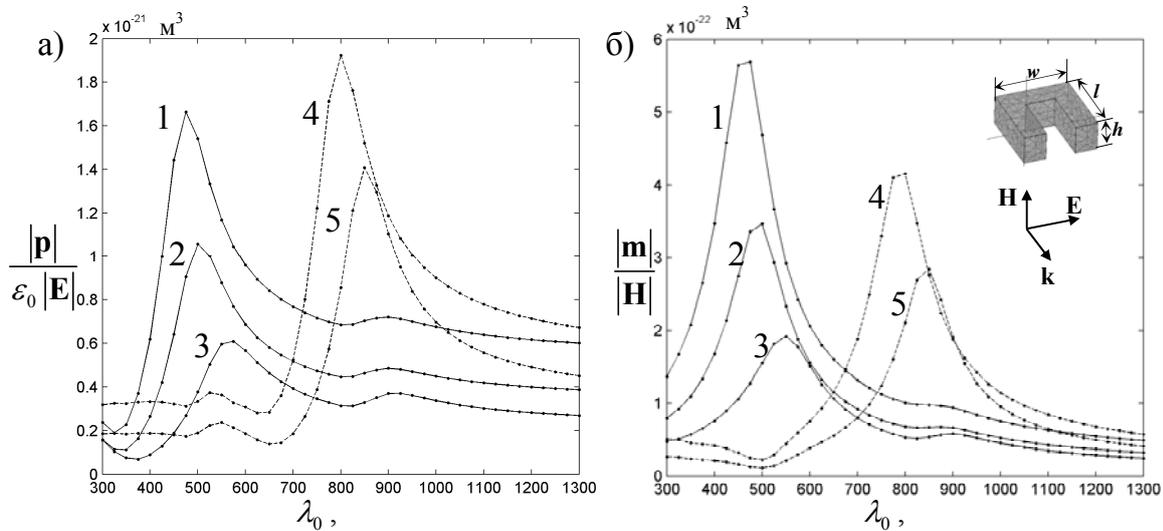


Рис. 2. Результаты расчетов (CST Microwave studio) нормированных электрического (а) и магнитного (б) дипольных моментов П-образных металлических наночастиц. Непрерывные кривые – расчеты для алюминиевых частиц, пунктирные – для золотых. Геометрические параметры наночастиц: длина  $l$  и ширина  $w$  равны 50 нм, высота  $h$  для кривых 1, 4 равна 80 нм; 2, 5 – 40 нм; 3 – 20 нм.

Таким образом можно сделать вывод о том, что алюминиевые П-образные частицы позволяют получить высокие значения индуцированных дипольных моментов в видимом диапазоне длин волн (от синего до желтого цветовых диапазонов) вследствие наличия меньшей кинетической индуктивности.

## ЛИТЕРАТУРА

1. L. Solymar, E. Shamonina // Waves in Metamaterials. New York: Oxford University Press Inc., 2009.
2. Г.В. Белокопытов, А.В. Журавлев // Физика волновых процессов и радиотехнические системы, 2008. Т. 11 № 1 С. 41.
3. К. Борен, Д. Хафмен // Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986.
4. J.D. Jackson // Classical electrodynamics. Berkley: Wiley, 1999.
5. H. Hagemann, W. Gudat, C. Kunz // Optical Constants from the Far Infrared to the X-Ray Region Mg, Al, Cu, Ag, Au, Bi, C, and Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY report SR-74/7, Hamburg, 1974.
6. А.В. Журавлев // Резонансное рассеяние электромагнитных волн сферическими частицами. диссертация канд. физ.-мат. наук: 01.04.03, Москва, 2009.

## АБСОЛЮТНАЯ ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В ГРАФЕНЕ С ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

М.Б. Белоненко<sup>2</sup>, Н.Г. Лебедев<sup>1</sup>, Н.Н. Янющкина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Волгоградский государственный университет

<sup>2</sup>Волгоградский институт бизнеса, лаборатория нанотехнологий

[mbelonenko@yandex.ru](mailto:mbelonenko@yandex.ru)

На возможность появления отрицательной проводимости в неравновесной электронной системе, то есть на ситуацию, когда ток течет в направлении противоположном электрическому полю, по-видимому, впервые указал Кремер в конце 1950-х годов[1]. Механизм абсолютной отрицательной проводимости (АОП) в двумерной электронной системе, помещенной в магнитное и переменное электрическое поля, который связан с рассеянием на примесях двумерных электронов, сопровождающихся поглощением фотонов переменного поля, был предложен в [2]. Состояние с отрицательной проводимостью является неустойчивым, система распадается на домены, а измеряемое макроскопическое сопротивление становится равным нулю, что делает данное состояние весьма привлекательным с точки зрения экспериментальных приложений. Несмотря на интерес, вызванный данными теоретическими работами, экспериментальные доказательства существования этого эффекта появились только в 2002 г.[3].

Вместе с тем в последнее время особое внимание исследователей привлекает графен, представляющий собой структуру, состоящую из одного слоя атомов углерода, расположенных в узлах гексагональной решетки. Большая подвижность электронов в графене и его уникальные электрофизические характеристики привлекают к нему внимание, как одной из альтернатив кремниевой базы современной микроэлектроники [4].

Отметим, что наиболее простым способом учитывать кулоновское взаимодействие является его учет в виде предложенным Хаббардом [5], когда учитывается только кулоновское отталкивание электронов расположенных на одном узле решетки. Кроме того возможна ситуация когда управляя спектром носителей заряда, к примеру, приложенным магнитным полем можно управлять важными характеристиками электронной подсистемы в том числе и проводимостью. С физической точки зрения причина этого состоит в явлении аналогичном эффекту Холла – в отклонении движущихся под действием электромагнитного поля импульса электронов внешним магнитным полем. Заметим, что в последнее время данная тематика вызывает повышенный интерес исследователей.

В связи с этим возникает задача исследования отклика двумерной электронной системы с учетом Хаббардовского взаимодействия и внешнего магнитного поля на приложенное внешнее электрическое поле в условиях, когда амплитуда внешнего переменного поля не мала и теория линейного отклика не применима. Суммируя вышесказанное можно сделать вывод, что задача исследования отклика графена в магнитном поле с учетом Хаббардовского взаимодействия представляется достаточно важной и актуальной.

Рассмотривался отклик графена на внешнее электрическое поле, приложенное вдоль оси  $x$ , а в геометрии, когда магнитное поле перпендикулярно слоям графена.

Гамильтониан системы электронов можно записать в виде, предложенном Хаббардом [5]:

$$\begin{aligned} H &= H_0 + H_{\text{int}} \\ H_0 &= \sum_{j\Delta\sigma} t_0 a_{j\sigma}^+ a_{j+\Delta\sigma} + h.c. \\ H_{\text{int}} &= U \sum_j a_{j\sigma}^+ a_{j\sigma} a_{j-\sigma}^+ a_{j-\sigma} \end{aligned} \quad (1)$$

где  $a_{j\sigma}^+, a_{j\sigma}$  - операторы рождения уничтожения электронов на узле  $j$  со спином  $\sigma$ ,  $t_0$  - интеграл перескока, определяемый перекрытием волновых функций электронов в соседних узлах,  $\Delta$  - вектор, связывающий соседние узлы в решетке,  $U$  - энергия кулоновского отталкивания электронов находящихся на одном узле.

Для определения тока мы воспользовались полуклассическим приближением [6], взяв закон дисперсии из квантовомеханической модели и описывая эволюцию ансамбля частиц классическим кинетическим уравнением Больцмана в приближении времен релаксации:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \left(-\frac{q}{c} \frac{\partial A_x}{\partial t} + qh\nu_y\right) \frac{\partial f}{\partial p_x} + \left(-\frac{q}{c} \frac{\partial A_y}{\partial t} - qh\nu_x\right) \frac{\partial f}{\partial p_y} = \frac{F_0 - f}{\tau} \quad (2)$$

где  $h$  приложенное к образцу магнитное поле параллельное оси  $z$ , для электрического поля выбрана кулоновская калибровка  $\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ , причем

$\vec{A} = (A_x, 0, 0)$ , а  $v_x = \frac{\partial E}{\partial p_x}, v_y = \frac{\partial E}{\partial p_y}, F_0$  - есть равновесная функция распределения Ферми:

$$F_0 = \frac{1}{1 + \exp(E(\vec{p})/k_b T)} \quad (3)$$

где  $T$  – температура,  $k_b$  – постоянная Больцмана.

Далее с помощью метода «среднего электрона» [7] нам удалось выразить ток через решение классических уравнений движения для электрона в заданных полях  $A_x = A_0 \cos(\omega t)$ .

Исследуемые уравнения решались численно при помощи метода Рунге-Кутты 8 порядка с четырьмя начальными условиями Ферми. Так вольтамперная характеристика для частоты  $\omega = 1/\tau$  и разных величин магнитного поля представлена на Рис.1

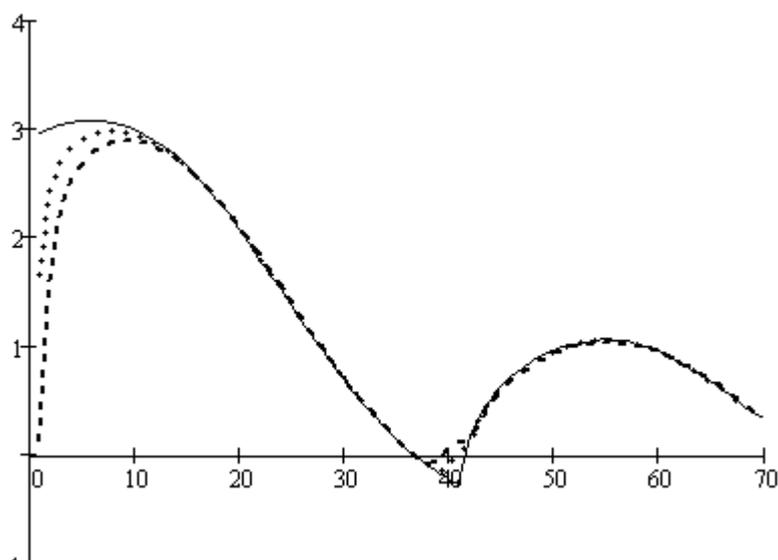


Рис.1. Вольтамперные характеристики графена в случае разных магнитных полей. Для точечной кривой магнитное поле больше в три раза чем для сплошной, а для пунктирной в пять раз больше чем для сплошной. По оси  $x$  амплитуда переменного электрического поля в относительных единицах, по оси  $y$  ток в относительных единицах.

В настоящей работе на основании метода среднего электрона в случае низких температур рассчитаны вольтамперные (рис.1) и гауссамперные (рис.2) характеристики для графена с хаббардовским взаимодействием электронов. Проведен анализ полученных характеристик в зависимости от частоты внешнего переменного поля и величины магнитного поля. Выявлен участок с абсолютной отрицательной проводимостью.

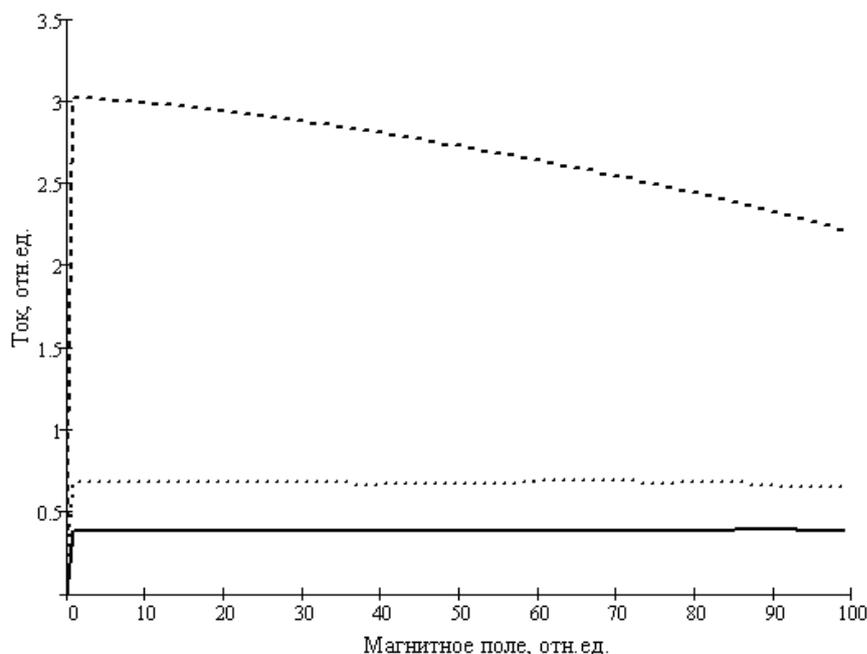


Рис. 2. Гауссамперные характеристики графена в случае разного переменного электрического поля. Для точечной кривой амплитуда переменного поля больше в три раза чем для сплошной, а для пунктирной в десять раз меньше чем для сплошной. По оси x величина постоянного магнитного поля в относительных единицах, по оси y ток в относительных единицах.

Работа проведена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (проект № НК-16(3)), а также поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 08-02-00663).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Krömer // Phys. Rev. 1958. V. 109. P. 1856.
2. В.И. Рыжий // ФТТ. 1969. Т. 11. С. 2577.
3. В.И. Рыжий // УФН. 2005. Т. 175. С. 205.
4. K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, I.V. Grigorieva, A.A. Firsov // Science. 2004. V. 306. P. 666.
5. J. Hubbard // Proc. Roy. Soc. A285. 1965. V. 1403. P. 542.
6. М.В. Belonenko, E.V. Demushkina, N.G. Lebedev // Journal of Russian Laser Research. 2006. V. 27. No 5. P. 457.
7. Э.М. Эпштейн // Изв. Вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22. С. 373.

## ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО ПЕРЕМЕННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ТУННЕЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ НА ГРАНИЦЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

М.Б. Белоненко<sup>2</sup>, Н.Г. Лебедев<sup>1</sup>, Н.Н. Янющкина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Волгоградский государственный университет

<sup>2</sup>Волгоградский институт бизнеса, лаборатория нанотехнологий

[yana\\_nn@inbox.ru](mailto:yana_nn@inbox.ru)

Задача о туннелировании привлекает внимание исследователей, по-видимому, с самого начала появления квантовой механики. Дополнительный стимул данному интересу придает то обстоятельство, что устройства, основанные на туннельном эффекте, прочно вошли в элементную базу современной электроники, и имеют большое практическое применение. Отметим, что в основном использование этих устройств основано на несимметричной вольтамперной характеристике и соответствует случаю слабых внешних полей. В случае же больших внешних переменных полей теоретический анализ затруднен существенной неравновесностью рассматриваемой системы.

Так же в последнее время появилось много работ касающихся практического использования углеродных нанотрубок, в том числе, и применения их в составе различного рода устройств [1] действие которых основано, в том числе, и на туннельном эффекте.

В работе исследовались два случая, соответствующие слабому (в рамках теории Кубо) и сильному полю (выход за рамки теории Кубо).

Зададим гамильтониан нашей модели в виде:

$$H = \sum_p E_p^A a_p^+ a_p + \sum_q E_q^B b_q^+ b_q + \sum_{pq} T_{pq} (a_p^+ b_q + b_q^+ a_p) \quad (1)$$

где  $a_p^+; a_p$  - операторы рождения, уничтожения электронов с импульсом  $p$  в углеродных нанотрубках;  $E_p^A$  - электронный спектр углеродных нанотрубок;  $T_{pq}$  - матричный элемент оператора туннелирования между состояниями  $p$  и  $q$ ;  $b_q^+; b_q$  - операторы рождения, уничтожения электронов с импульсом  $q$  в веществе, приведенном в контакт с углеродной нанотрубкой;  $E_p^B$  - электронный спектр другого вещества. Отметим, что в (1)  $p$  и  $q$  являются мультииндексами. Так для углеродной нанотрубки (далее мы возьмем для определенности углеродную нанотрубку типа zigzag)  $(s,0)$  мультииндекс  $p = (p_z, m), m = 0, 1 \dots s-1$ . Мультииндекс же  $q$  определяется веществом приведенном в контакт и, например, для металлов он имеет вид  $q = (p_x, p_y, p_z)$ , тогда как для графена  $q = (p_x, p_y)$ . Отметим, что рассмотрение внешнего электрического поля  $\vec{E}$ , которое мы будем

рассматривать в калибровке:  $\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ , можно легко провести при помощи замены соответствующей компоненты импульса:  $p \rightarrow p - eA/c$ .

Определяя туннельный ток как:

$$J = ie \sum_{pq} (a_p^+ b_q - b_q^+ a_p) \quad (2)$$

и делая калибровочное преобразование [2]:

$$\begin{aligned} a_p &\rightarrow S^{-1} a_p S \\ S &= \exp(ieVt \sum_p a_p^+ a_p) \end{aligned} \quad (3)$$

где  $V$  приложенное, для определенности, к углеродной нанотрубке напряжение,  $e$  заряд электрона.

В рамках теории Кубо ответ задается формулой:

$$\begin{aligned} J &= 4\pi e |T|^2 \int_{-\infty}^{\infty} dE v_A(E + eV) v_B(E) (n_f(E) - n_f(E + eV)) \\ v_A(E) &= \sum_p \delta(E - E_p^A); v_B(E) = \sum_q \delta(E - E_q^B); \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\delta(x)$  - дельта функция Дирака,  $v_{A(B)}(E)$  - туннельная плотность состояний;  $n_f(E)$  - равновесное число фермионов с энергией  $E$ . Здесь и далее используется приближение «шероховатого» контакта:  $T_{pq} = T$ . Задавшись, для определенности, законом дисперсии для углеродных нанотрубок типа (s,0) [3]:

$$E^A(p, s) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(ap_x) \cos(\pi s / m) + 4 \cos^2(\pi s / m)}, m = 0, 1 \dots s - 1 \quad (4a)$$

где  $\gamma \approx 2,7$  эВ, и выбрав в качестве вещества, с которым происходит контакт графен с законом дисперсии:

$$E^B(\vec{p}) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(ap_x) \cos(ap_y / \sqrt{3}) + 4 \cos^2(ap_y / \sqrt{3})} \quad (4b)$$

после вычисления интегралов входящих в (4) легко получить вольтамперную характеристику контакта.

В случае же сильных полей, а также в приближении соответствующем приближению ВКБ в квантовой механике и теории волн [4,5] и записать что:

$$J_{pq}(t) = \cos(\int (E_p^A - E_q^B) dt) J_{pq}(t=0) + \frac{\sin(\int (E_p^A - E_q^B) dt) P_{pq}(t=0)}{(E_p^A - E_q^B)} \quad (5)$$

Для задания начальных условий из сравнения с результатами, полученными методом Кубо, и считая, что переменное поле включается в момент времени, когда уже установился равновесный туннельный ток, можно принять:

$$\begin{aligned} J_{pq}(t=0) &\propto \langle a_p^+ a_p \rangle_0 - \langle b_q^+ b_q \rangle_0 \\ P_{pq}(t=0) &\propto \langle a_p^+ a_p \rangle_0 + \langle b_q^+ b_q \rangle_0 - 2 \langle a_p^+ a_p \rangle_0 \bullet \langle b_q^+ b_q \rangle_0 \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\langle \dots \rangle_0$  означает усреднение с равновесной матрицей плотности.

Рассмотрен контакт углеродная нанотрубка–графен с соответствующими законами дисперсии электронов (4а) и (4в). Внешнее гармоническое переменное поле прикладывалось к углеродной нанотрубке. Результаты численного моделирования говорят о том, что туннельный ток испытывает модуляцию, характер которой определяется в основном частотой внешнего переменного поля и приложенным к одному из контактов напряжением (Рис.1).

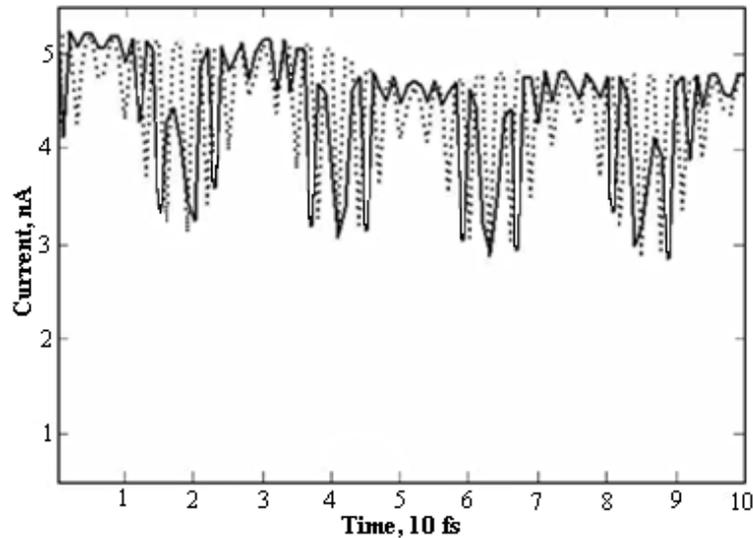


Рис. 1. Зависимость туннельного тока от времени для контакта: углеродная нанотрубка (11,0)-графен.

Таким образом, в настоящей работе рассмотрена задача о туннелировании электронов углеродных нанотрубок в различные вещества в присутствии сильного внешнего электрического поля. Получена система уравнений для средних значений числа частиц, описывающая процесс туннелирования. Построена вольтамперная характеристика для слабого

внешнего поля. Обсуждаются возможные эффекты для случая сильных полей.

Работа проведена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (проект № НК-16(3)), а также поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 08-02-00663).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S.J. Tans, M.H. Devoret, H. Dai, A. Tess, R.E. Smalley, L.J. Geerilg, C. Dekker // *Nature*. 1997. V. 386. P. 474.
2. Л.С. Левитов, А.В. Шитов “Функции Грина. Задачи с решениями ” М.: Физматлит, 2003.
3. P.R. Wallace // *Phys. Rev.* 1947. V. 71. P. 622.
4. M.B. Belonenko, S.Yu. Glazov, N.E. Meshcheryakova // *Journal of Russian Laser Research*. 2008. V. 29. No 2. P. 114.
5. С.В. Сазонов // *Оптика и спектроскопия*. 2003. Т. 95. С. 666.

## ЛОКАЛИЗАЦИЯ ВОЛН ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ В СИСТЕМЕ УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ - ФУЛЛЕРЕНЫ

М.Б. Белоненко<sup>1</sup>, Н.Г. Лебедев<sup>2</sup>, И.В. Сочнев<sup>2</sup>, Е.В. Сочнева<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Волгоградский государственный педагогический университет

<sup>2</sup> Волгоградский государственный университет

[elena.sochneva@gmail.com](mailto:elena.sochneva@gmail.com)

В последние годы в работах по изучению нанотрубок и фуллеренов появилось новое направление – исследование заполненных углеродных нанотрубок [1-2]. Заполнение УНТ, например, металлами Fe, Ni, Co или ферромагнитными жидкостями на основе Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> позволяет создавать материалы с уникальными магнитными свойствами [1-3].

В работе [4] исследовались одностенные углеродные нанотрубки разных диаметров (1,22 - 1,6 нм) заполненные C<sub>60</sub>, C<sub>70</sub> и C<sub>60</sub>H<sub>28</sub>. Был применен комплексный подход: проводилось сопоставление изменений в спектрах поглощения и комбинационного рассеяния. Было обнаружено, что заключение фуллеренов в нанотрубку ослабляет её поглощение.

В рамках настоящей работы проведено исследование по изучению электронных свойств нанотрубок, заполненных молекулами фуллерена, в рамках модели Хаббарда с сильным взаимодействием электронов [5]. Гамильтониан задачи был выбран в традиционном виде, предложенном Хаббардом [5], для УНТ типа зиг-заг:

$$H = H_1 + H_2 + H_3,$$

где гамильтониан  $H_1$  описывает собственную энергию электронов,  $H_2$  – гамильтониан переноса, учитывающий перескоки электронов между соседними атомами в решетке нанотрубки,  $H_3$  описывает кулоновское отталкивание электронов на одном узле. Используя метод, изложенный в [6, 7], получим искомую систему уравнений на волновые функции электронов  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  в двух подрешетках. Рассматривались однородные колебания вдоль окружности нанотрубки в отсутствие магнитного поля  $\varphi_{1_{ik}\sigma} = \varphi_{1_{ik}-\sigma}$ ,  $\varphi_{2_{ik}\sigma} = \varphi_{2_{ik}-\sigma}$ .

Для решения полученной системы был проведен численный эксперимент, в котором значения параметров гамильтониана Хаббарда, были выбраны с помощью квантово-химического полуэмпирического метода MNDO [8].

На рисунке 1 приведены распределения волнового пакета  $|\varphi_1|^2$  в момент времени  $t = \tau$ , где  $\tau$  можно оценить, как  $3 \cdot 10^{-13}$  с [4], при различных значениях  $\alpha$  – коэффициента, который учитывает модуляцию интеграла перескока в случае расположения фуллеренов с периодом  $T$  в углеродной нанотрубке ( $H_2$ ). Уже при  $\alpha$  отличном от нуля, происходит

модуляция распределения  $|\varphi_1|^2$ , что усиливает процесс обмена между  $|\varphi_1|^2$  и  $|\varphi_2|^2$ , а также уменьшает процессы расплывания волновых пакетов. Отметим, что распределения волновых пакетов  $|\varphi_1|^2$  и  $|\varphi_2|^2$  неотнормированы, симметричны относительно начального положения пакета и испытывают одинаковые изменения в процессе эволюции.

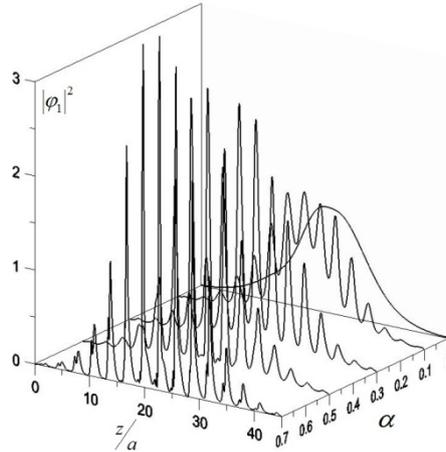


Рис. 1. Распределение волнового пакета  $|\varphi_1|^2$  в момент времени  $t = \tau$  при различных значениях  $\alpha$ .  $a \approx 1.44 \text{ \AA}$  - постоянная решетки УНТ

Предложена модель, которая позволяет исследовать электронные свойства нанотрубок в рамках модели Хаббарда. Было показано, что поглощение нанотрубок при заполнении УНТ фуллеренами уменьшается, что согласуется с результатами работы [4].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Елецкий // УФН 2004. № 174. С. 1191.
2. G. Korneva et al. // Nano Letters 2005. V. 5. P. 879.
3. S. Kwasaki et al. // Chem. Phys. Lett. 2006. V. 418. P. 260.
4. A.G. Ryabenko, N.A. Kiselev, J.L. Hutchison, T.N. Moroz, S.S. Bukalov, L.A. Mikhalitsyn, R.O. Loutfy and A.P. Moravsky // Carbon 2007. V. 45. P. 1492.
5. J. Hubbard // Proc.Roy. Soc. A. 1963. V. 276. P. 238.
6. М. Вадати, Х. Гиббс и др. "Солитоны" М.: Мир, 1983.
7. М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев, Е.В. Демушкина // Известия вузов. Физика 2005. № 6. С. 76.
8. M.J.S. Dewar, W. Thiel // J. Amer. Chem. Soc. 1977. V. 99. p. 4899

## ИЗУЧЕНИЕ ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРЫ ГРАНУЛИРОВАННЫХ МАГНИТНЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ МЕТОДОМ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

С.А. Вызулин<sup>1</sup>, Е.В. Лебедева<sup>2</sup>, Д.А. Лысак<sup>1</sup>, Н.Е. Сырьев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Кубанский государственный университет

<sup>2</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

[vizulin@kubsu.ru](mailto:vizulin@kubsu.ru)

В настоящее время возможности искусственного синтеза магнитных композитных наноматериалов стремительно расширяются. В силу этого проблема изучения их свойств стоит особенно остро. На магнитные характеристики гранулированного наноматериала влияют особенности используемого магнитного вещества, а также форма и концентрация магнитных гранул. Современные методы анализа внутренней структуры ферромагнитных наноконкомпозитов позволяют при их производстве получить значение атомарной концентрации магнитных частиц  $m$  в композите. Параметр объёмного заполнения  $f$  связан с атомарной концентрацией. Однако расчет  $f$  по известным  $m$  представляет собой сложную задачу, поскольку плотность наноразмерных гранул заметно отличается от плотности массивного образца такого же вещества. Существующие технологии определения формы магнитных гранул также имеют значительную погрешность, так как основываются на анализе плоского изображения исследуемого объекта, полученного с помощью электронного микроскопа.

Цель работы – исследование внутренней структуры гранулированных магнитных наноконкомпозитов методом ферромагнитного резонанса (ФМР).

Рассматривается тонкопленочный образец, представляющий собой немагнитный слой с находящимися в нём магнитными гранулами

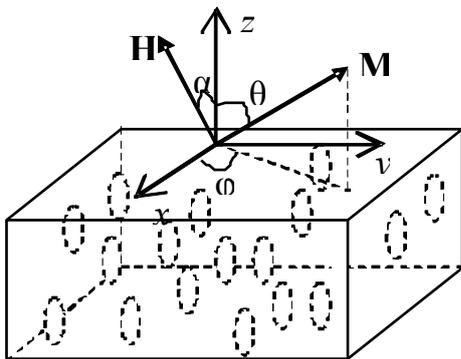


Рис. 1. Система координат и схема гранулированной структуры

эллипсоидальной формы (Рис. 1). Гранулы имеют столь малый размер, что состоят всего лишь из одного магнитного домена, поэтому ниже температуры Кюри они всегда намагничены до насыщения. Система координат задаётся так, что ось  $Oz$  перпендикулярна поверхности плёнки, внешнее постоянное магнитное поле  $\mathbf{H}$  лежит в плоскости  $xOz$  и составляет угол  $\alpha$  с осью  $Oz$ . Ориентация намагниченности  $\mathbf{M}$  определяется полярным углом  $\theta$  и азимутальным углом  $\varphi$ .

Основные модельные допущения:

- 1) намагниченность образца обуславливается намагниченностью гранул;
- 2) ориентация намагниченности во всех гранулах одинакова;

- 3) применим принцип суперпозиции для магнитных полей;  
 4) магнитная энергия образца определяется магнитной энергией гранул.

Магнитная энергия образца складывается из Зеемановской энергии и энергии размагничивающих полей, обусловленных появлением магнитных зарядов на поверхностях образца и гранул. В отличие от [1, 2] рассмотрен общий случай эллипсоидальных гранул при произвольной, относительно плоскости пленки, ориентации поля намагничивания.

Выражение для свободной энергии единицы объема образца имеет вид [2]

$$F = -fMH + \frac{1}{2}fM[(1-f)\hat{N}^g + f\hat{N}^M]M, \quad (1)$$

где  $f$  – параметр объемного заполнения,  $M$  – намагниченность гранул,  $H$  – внешнее подмагничивающее поле,  $\hat{N}^g$  и  $\hat{N}^M$  – тензоры размагничивающих факторов гранул и всего образца, соответственно.

Из условий минимума  $F$  образца следуют соотношения, определяющие равновесную ориентацию намагниченности –  $\theta_0$  и  $\varphi_0$

$$\varphi = 0, \quad 2H \cdot \sin(\theta_0 - \alpha) = M_{eff} \sin(2\theta_0), \quad (2)$$

$$F_{\theta\theta}(\theta_0, \varphi_0) = fM(H \cdot \cos(\theta_0 - \alpha) - M_{eff} \cdot \cos(2\theta_0)) > 0, \quad (3)$$

$$F_{\varphi\varphi}(\theta_0, \varphi_0) = fM \cdot \sin(\theta_0)(H \cdot \sin(\alpha) \cdot \sin(\theta_0) + M(N_y^g - N_x^g)(1-f)) > 0, \quad (4)$$

где  $M_{eff}$  – эффективная намагниченность образца

$$M_{eff} = M((1-f)(N_z^g - N_x^g) + 4\pi f). \quad (5)$$

В частном случае: цилиндрических гранул и отсутствие внешнего поля подмагничивания, из (2)–(4) следует, что угол  $\theta_0$  при  $f < 1/3$  равен 0 или  $\pi$ , а при  $f > 1/3$  – равен  $\pi/2$ .

Резонансная частота ферромагнитного нанокompозита [3]

$$\omega = \frac{\gamma}{fM \sin(\theta_0)} (F_{\theta\theta}(\theta_0, \varphi_0)F_{\varphi\varphi}(\theta_0, \varphi_0) - (F_{\theta\varphi}(\theta_0, \varphi_0))^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

где  $\gamma$  – гиромагнитное отношение вещества используемых магнитных гранул.

Для случая гранул сфероидальной формы (в плоскости пленки) при касательном ( $\parallel$ ) и нормальном ( $\perp$ ) намагничивании, в полях больших поля насыщения для всего образца, из (6) с учетом условий равновесия (2)–(4) следует

$$\omega = \gamma[(H_{\parallel} + M_{eff})H_{\parallel}]^{1/2}, \quad (7)$$

$$\omega = \gamma(H_{\perp} - M_{eff}), \quad (8)$$

где  $H_{\parallel}$  и  $H_{\perp}$  соответствующие значения резонансных полей, а

$$M_{eff} = M((1-f)(4\pi - 3N) + 4\pi f). \quad (9)$$

Выражение (9) получается из (5) с учетом  $N_x^g = N_y^g = N$  и  $N_x^g + N_y^g + N_z^g = 4\pi$ . В частных случаях – сферических ( $N_x^g = N_y^g = N_z^g = 4\pi$ ) и цилиндрических ( $N_x^g = N_y^g, N_z^g = 0$ ) гранул соотношения (7)–(9) совпадают с формулами, приведенными в [2].

Соотношения (7)–(9) использованы для оценки формы магнитных гранул в пленочной наносистеме  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{20})_f + (\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-f}$ . Для серии образцов, имеющих различные параметры объёмного заполнения магнитными гранулами, по экспериментальным данным ФМР вычислены параметры  $\gamma$ ,  $M_{eff}$ ,  $N_x^g$  и  $N_z^g$ . При расчетах намагниченность гранул  $M$  полагалась равной намагниченности массивного образца  $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{20}$  – 1150 Гс, значения параметра  $f$  рассчитывались по атомарной концентрации магнитной фазы, задаваемой при синтезе нанокompозита. При оценке  $f$  для плотности сплава  $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{20}$  использовалось значение  $8.173 \text{ г/см}^3$ , а для  $\text{Al}_2\text{O}_3$  –  $2.74 \text{ г/см}^3$ .

Установлено, что для всех исследованных образцов параметр  $\gamma$  имеет величину порядка  $2.9 \text{ МГц/Э}$ .

Зависимости размагничивающих факторов  $N_x^g$  и  $N_z^g$  от параметра объёмного заполнения  $f$  продемонстрированы на Рис. 2. Результаты расчетов указывают на то, что в исследованной наносистеме магнитные гранулы имеют форму сфероидов сплюснутых по нормали к поверхности пленки.

Допущение о сфероидальности формы гранул позволяет описать экспериментально наблюдаемые концентрационные зависимости резонансных полей  $H_{||}(f)$  и  $H_{\perp}(f)$  в рамках модели эффективной среды

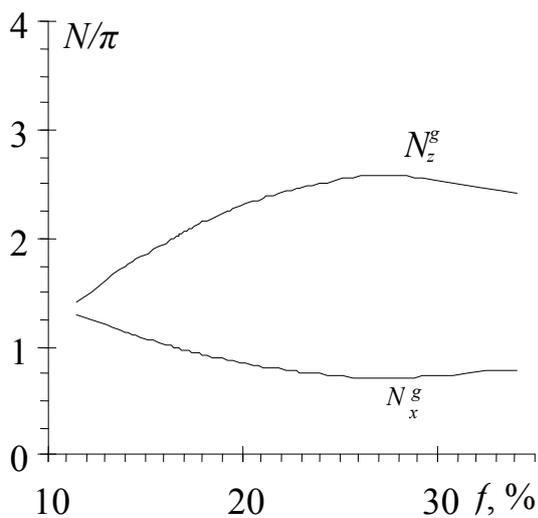


Рис. 2. Зависимость  $N_x^g$  и  $N_z^g$  от параметра объёмного заполнения  $f$

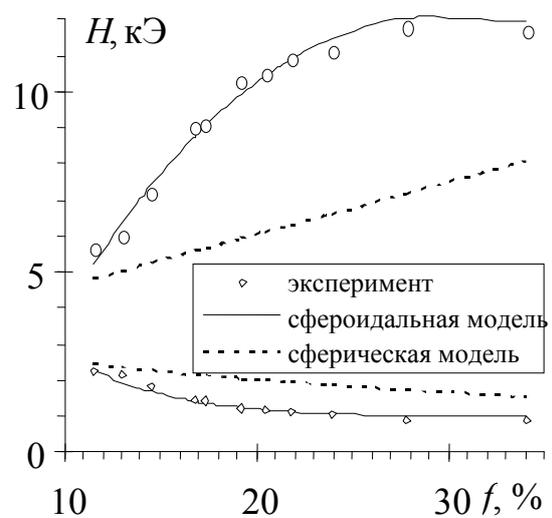


Рис. 3. Концентрационные зависимости резонансных полей

(Рис. 3). Экспериментальные зависимости изображены маркерами, теоретические кривые в сфероидальном приближении – сплошными линиями, в сферическом – пунктирными линиями.

Наблюдаемые температурные зависимости резонансных полей для исследованной наносистемы  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{20})_f + (\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-f}$  также свидетельствуют в пользу модели эффективной среды. Действительно, при температурах заметно ниже температуры Кюри, т.е. когда магнитное вещество находится в ферромагнитной фазе, намагниченность насыщения подчиняется закону Блоха [4]

$$M = M_0(1 - \lambda T^{3/2}), \quad (10)$$

где  $M_0$ ,  $\lambda$  – постоянные коэффициенты,  $T$  – абсолютная температура.

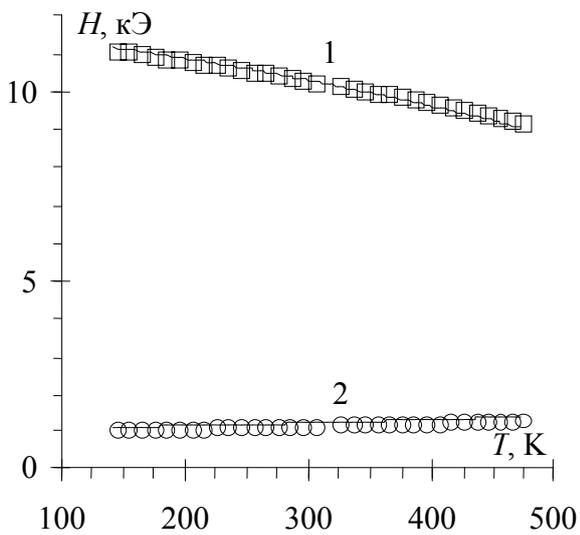


Рис. 4. Температурные зависимости резонансных полей

звученные значения  $N_x^g$  и  $N_z^g$ , были зависимостей величины резонансного

В качестве примера на Рис. 4  $T$  (кривые 1) и  $H_{||}(T)$  (кривые 2) для магнитной фазы  $f \approx 19\%$  ( $m = 47$  ат. %). ажены маркерами, теоретические ольшее отклонение теории от опыта )дмагничивании порядка 1%, при

ормы магнитных наночастиц в ктурах на основе результатов с модели эффективной среды дано людаемым концентрационным и зных полей.

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. Dubowik // J. Appl. Phys. 2004. V. 95. No 5. P. 2912.
2. G.N. Kakazei // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. No 8. P. 5654.
3. А.Г. Гуревич “Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках” М.: Наука, 1973.
4. Е.С. Боровик, В.В. Еременко, А.С. Мильнер “Лекции по магнетизму” М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005.

## НИЗКОПОЛЕВЫЕ МАГНИТНЫЕ РЕЗОНАНСЫ В ГРАНУЛИРОВАННЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

С.А. Вызулин<sup>1</sup>, А.В. Горобинский<sup>1</sup>, Е.В. Лебедева<sup>2</sup>,  
Н.Е. Сырьев<sup>2</sup>, М.С. Шлапаков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Кубанский государственный университет

<sup>2</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

[vizulin@kubsu.ru](mailto:vizulin@kubsu.ru)

Среди наномасштабных магнитных материалов особое место занимают гранулированные магнитные наноструктуры, содержащие включения магнитных наночастиц в немагнитной матрице. Первостепенную роль в формировании магнитных свойств этих материалов играют эффекты взаимодействия между частицами и между частицами и матрицей. Величина взаимодействия сильно зависит от расстояний между частицами и их количества, т.е. от размеров, формы и объемной концентрации магнитных включений в немагнитной матрице. С уменьшением размеров магнитных наночастиц до некоторого определенного значения магнитные гранулы могут переходить из многодоменного состояния в однодоменное [1]. Положение, размеры, форма магнитных частиц практически не зависят от воздействия внешнего магнитного поля. Известно [2], что в массивных ферромагнитных образцах при определенном соотношении между частотой внешнего переменного магнитного поля и напряженностью внешнего постоянного поля подмагничивания наблюдается явление ферромагнитного резонанса (ФМР). Резонансное поглощение ферромагнетиком энергии электромагнитного поля наблюдается не только в высоких полях (больших поля насыщения), но и в малых ненасыщающих полях.

Цель работы – экспериментальное наблюдение и изучение свойств магнитного резонанса в гранулированных наноструктурах в малых полях подмагничивания.

Методом ФМР исследована серия образцов магнитной пленочной наносистемы (CoFeB) + (SiO<sub>2</sub>), нанесенной на кварцевую пластину. Магнитный слой содержит гранулы аморфного сплава CoFeB, внедренные в немагнитную матрицу SiO<sub>2</sub>. Гранулы имеют размеры порядка 3–5 нм. Наносистема была синтезирована в Воронежском ГТУ методом ионно-лучевого распыления в вакууме соответствующих составных мишеней на кварцевую подложку [3]. Толщина магнитной пленки изменялась от 138 до 272 нм.

Состав и концентрация магнитных гранул в немагнитной матрице определялись путем рентгеноспектрального анализа с использованием растрового электронного микроскопа «JSM 7500F» с энергодисперсионной приставкой «INCA-Energy».

Установлено, что: а) магнитные частицы состоят из сплава кобальта, железа и бора с атомными концентрациями 40%, 40% и 20%, соответственно; б) в исследованной наносистеме объемная концентрация магнитных гранул  $f$  изменяется от 6 % до 33 %.

Наблюдение спектров ФМР проведены в X диапазоне на частоте 9,13 ГГц при комнатной температуре с использованием стандартного ЭПР спектрометра JEOL FA-300. Регистрировалась первая производная сигнала поглощения. Измерения спектров ФМР для каждого образца проводились при разной ориентации магнитного поля  $\mathbf{H}$  относительно плоскости пленки, от  $\alpha = 0$  ( $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ ) до  $\alpha = 90^\circ$  ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ ), где  $\mathbf{n}$  – вектор нормали к плоскости пленки. Возможности прибора позволяли изменять подмагничивающее поле  $H$  от  $-100$  до  $20000$  Э.

В случае касательной ориентации поля подмагничивания в спектрах образцов с  $f > 13$  % обнаружено наличие двух резонансных пиков (Рис. 1).

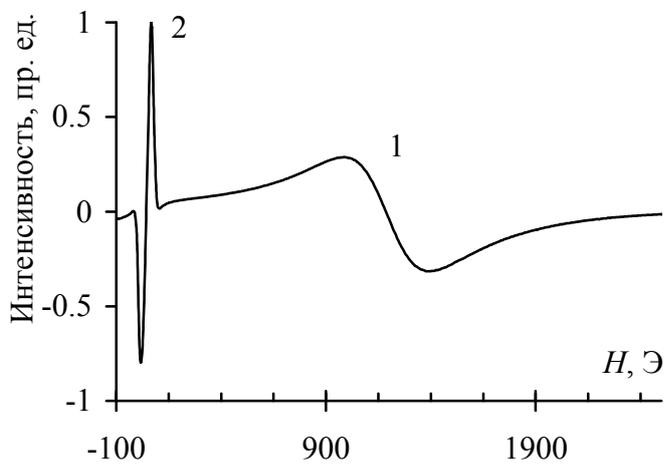


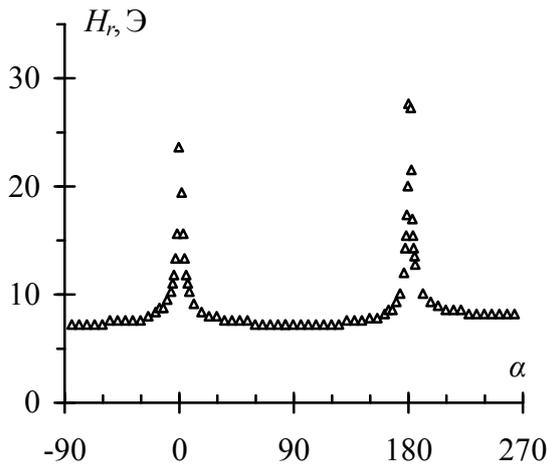
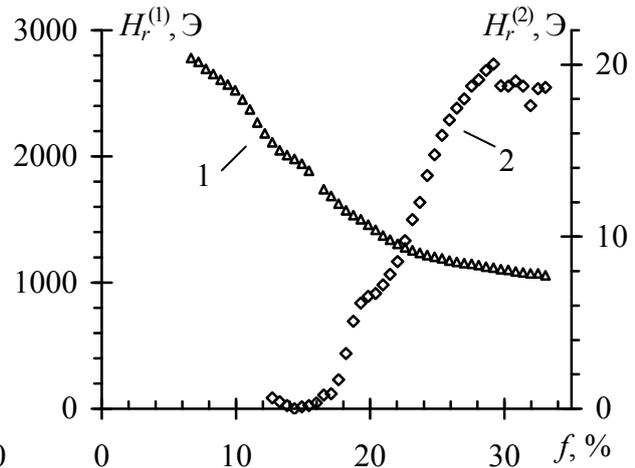
Рис. 1. Спектр ФМР

Один пик (обозначен маркером 1) является сигналом поглощения, характерным для основной моды ФМР. Он регистрируется в области относительно высоких значений резонансных магнитных полей (от 980 до 2900 Э). Другой пик находится в области очень слабых магнитных полей – до 50–70 Э (маркер 2). Форма сигнала низкополевого резонанса является инвертированной по сравнению с формой основной моды ФМР.

Положение пиков второго типа сильно зависит от предыстории изменения магнитного поля. При увеличении верхней границы сканирования  $H_v$  он монотонно смещается в область высоких полей от 5–10 Э при  $H_v = 50$  Э до 50–70 Э при  $H_v = 1000$  Э. Нижнее значение поля подмагничивания при этом оставалось неизменным и было равно  $-100$  Э. При изменении  $H_v$  ширина и интенсивность низкополевого пика практически не изменяется.

Такой же пик наблюдался на гранулированных наноструктурах  $\text{CoFeZr} + \text{Al}_2\text{O}_3$  и на многослойных наноструктурах, в которых в качестве магнитного слоя использовался композит  $\text{CoFeZr} + \text{Al}_2\text{O}_3$ , а прослойкой служил гидрогенизированный кремний.

На Рис. 2 представлена зависимость резонансного поля низкополевого пика  $H_r$  от угла подмагничивания  $\alpha$  для образца с  $f \approx 19,3$  %. Исследования проводились при изменении поля подмагничивания в фиксированном интервале от  $-100$  до  $+250$  Э. Видно, что при переходе от касательного

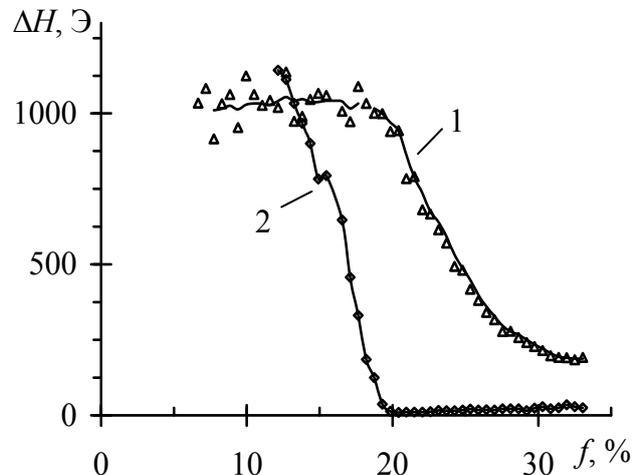
Рис. 2. Угловая зависимость  $H_r$ .Рис. 3. Зависимость  $H_r$  от  $f$ 

( $\alpha = 90^\circ$ ) к нормальному ( $\alpha = 0$ ) подмагничиванию резонансное поле увеличивается. При этом ширина пика растет, а его интенсивность уменьшается. При  $\alpha \approx 0$  ( $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ ) низкополевого резонанс не регистрировался.

При касательном подмагничивании ( $\alpha = 90^\circ$ ) для обоих типов резонансов исследовались концентрационные зависимости значения резонансного поля и ширины пиков. (Интервал сканирования поля подмагничивания от  $-100$  до  $+5000$  Э).

Для основной моды ФМР при увеличении  $f$  наблюдается монотонное убывание значения резонансного поля  $H_r^{(1)}$  от  $2900$  до  $980$  Э (Рис. 3, кривая 1). Для сигналов, регистрируемых в малых полях, ход концентрационной зависимости оказывается противоположным (Рис. 3, кривая 2). С увеличением  $f$  от  $13\%$  до  $33\%$  значение резонансного поля  $H_r^{(2)}$  возрастает от  $\approx 0$  до  $20$  Э.

Экспериментальные зависимости ширины пика от  $f$  для основного (кривая 1) и от  $f$  для низкополевого (кривая 2) сигналов представлены на Рис. 4. Обе кривые можно охарактеризовать наличием двух областей, отличающихся ходом зависимости ширины пика от  $f$ . При  $f$  от  $6$  до  $20\%$  ширина пика основной моды ФМР —  $\Delta H_r^{(1)}$  практически не изменяется и равна примерно  $1000$  Э. С увеличением  $f$  до  $33\%$  значения  $\Delta H_r^{(1)}$  монотонно уменьшается до  $200$  Э. Для пиков, наблюдаемых в малых значениях полей, при изменении  $f$  от  $13$  до  $20\%$  величина  $\Delta H_r^{(2)}$  резко уменьшается от  $1000$  Э до  $0,68$  Э, а при  $f > 20\%$  величина  $\Delta H_r^{(2)}$  практически не изменяется.

Рис. 4. Зависимость ширины пиков от  $f$

В образцах, для которых наблюдаются низкополевые резонансы, наблюдается гистерезис, а коэрцитивная сила при сканировании поля подмагничивания в интервале от  $-50$  до  $+50$  Э имеет величину порядка  $5-15$  Э. С ростом концентрации  $f$  ее величина возрастает. В полях до  $50$  Э образцы оказываются намагниченными не до насыщения.

Природа низкополевого пика не ясна. Однако можно определенно утверждать, что его появление не связано ни с резонансом магнитостатических типов прецессии, ни со спиновыми волнами.

Известно, что при вариации концентрации магнитной фазы может происходить структурная перестройка магнитных свойств материала от суперпарамагнитных к ферромагнитным. Область концентрации в которых происходит такое явление принято называть перколяционный переход, который, в частности, проявляется в изменении ширины линии ферромагнитного резонанса [4]. Однако, анализ спектров ФМР, как правило, не позволяет точно локализовать интервал концентраций при которых происходят структурные изменения магнитных свойств материала. Наблюдаемый резкий излом в ходе концентрационной зависимости  $\Delta H$  при объемной концентрации  $f \approx 20\%$ , по-видимому, можно интерпретировать как перколяционный переход.

Экспериментально наблюдался магнитный резонанс в низких полях. Установлено влияние на положение и ширину низкополевого пика концентрации магнитной фазы в пленочной наносистеме  $(\text{CoFeB}) + (\text{SiO}_2)$  и параметров регистрации спектра (мощности СВЧ сигнала, времени развертки, амплитуды модуляции и интервала сканирования поля подмагничивания). Показано, что ширина пика низкополевого магнитного резонанса оказывается более чувствительной к изменению концентрации магнитной фазы, чем аналогичный параметр основной моды ФМР.

## ЛИТЕРАТУРА

1. И.П. Суздаев, П.И. Суздаев // Успехи химии. 2001. Т. 70. С. 203–240.
2. А.Г. Гуревич // "Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках" М.: Наука, 1973.
3. И.В. Золотухин, Ю.Е. Калинин // Современные проблемы физики твердого тела и материаловедения. Воронеж, 2005. С. 44 – 54.
4. С.А. Вызулин и др. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2006, том 49, №3. С. 47-53.

## УСИЛЕНИЕ В ВОЛНОВОДНОЙ СТРУКТУРЕ СО СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЕНКОЙ И МЕТАМАТЕРИАЛОМ

М.В. Головкина

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики  
[nauka77@yandex.ru](mailto:nauka77@yandex.ru)

Метаматериалы - это искусственные периодические структуры, выполненные из элементов, размер которых мал по сравнению с длиной волны применяемого излучения. Конструкция метаматериалов определяет наличие у них ряда свойств, которые не могут наблюдаться у природных материалов. Метаматериалы могут демонстрировать отрицательные значения показателя преломления в том случае, когда они обладают отрицательными значениями эффективной диэлектрической и магнитной проницаемости. В метаматериалах с отрицательным значением показателя преломления фазовая и групповая скорости направлены противоположно друг другу, что приводит к появлению у таких искусственных сред новых необычных свойств. Использование метаматериалов в волноводных структурах значительным образом меняет их дисперсионные характеристики. Например, в двухслойных волноводах, содержащих комбинацию слоев метаматериала с отрицательным показателем преломления и обычного диэлектрика, могут наблюдаться бездисперсионные моды и супер-медленные волны [1]. Заполнение волноводов метаматериалом может приводить к подавлению дипольных мод. Поэтому метаматериалы могут использоваться в усиливающих структурах для замедления волн и для подавления кильватерных волн [2]. Мы рассмотрим использование комбинации метаматериала с отрицательным показателем преломления и обычного диэлектрика в качестве замедляющей структуры в волноводе с тонкой сверхпроводящей пленкой. Исследуемая волноводная структура содержит тонкую пленку сверхпроводника второго рода в смешанном состоянии. Внешнее магнитное поле проникает в сверхпроводник, находящийся в смешанном состоянии, в виде решетки вихрей Абрикосова. Под действием транспортного тока, проходящего по тонкой пленке сверхпроводника, решетка вихрей Абрикосова может прийти в движение, что приводит к росту диссипативных потерь при распространении электромагнитных волн. Однако взаимодействие электромагнитной волны с движущейся решеткой вихрей Абрикосова может приводить при выполнении ряда условий к усилению волны за счет энергии движущейся вихревой структуры [3, 4].

Рассмотрим прямоугольный волновод, перегороденный тонкой пленкой сверхпроводника второго рода (рисунок 1). Слой 1 - метаматериал с отрицательным показателем преломления ( $\epsilon_1 < 0$ ,  $\mu_1 < 0$ ). Слой 2 –

обычный диэлектрик ( $\varepsilon_2 > 0$  и  $\mu_2 > 0$ ). Слои разделены тонкой сверхпроводящей пленкой толщины  $t \ll \lambda$ , где  $\lambda$  - лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник. Магнитное поле  $\mathbf{B}$ , величина которого не превышает значение второго критического поля для сверхпроводника, направлено перпендикулярно поверхности сверхпроводящей пленки. Под действием транспортного тока, протекающего в пленке перпендикулярно полю, решетка вихрей Абрикосова в слоях сверхпроводника движется против оси  $Oz$  со скоростью  $v$ .

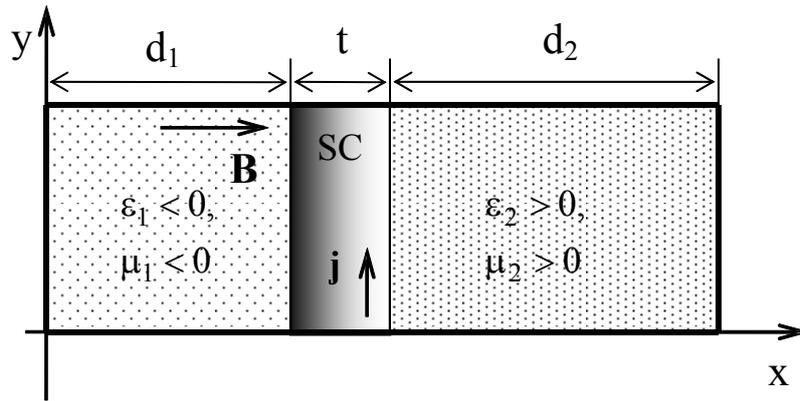


Рис. 1. Геометрия структуры.

В рассматриваемом волноводе могут существовать гибридные волны  $HE_{mn}$  и волны  $H_{m0}$  [5]. Рассмотрим волны типа  $H_{m0}$ , дисперсионное уравнение для которых имеет вид

$$\frac{k_{x1}}{\mu_1} \operatorname{ctg} k_{x1} d_1 + \frac{k_{x2}}{\mu_2} \operatorname{ctg} k_{x2} d_2 = -i \frac{\mu_0 t \eta}{B_{x0} \Phi_0} \left( \frac{j_{y0} \Phi_0 \beta}{\eta} \pm \omega \right), \quad (2)$$

где  $\beta$  – продольное волновое число,  $k_{x1,2} = \sqrt{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_{1,2} \mu_{1,2} - \beta^2}$  – поперечное волновое число,  $d_1$  – толщина слоя метаматериала,  $d_2$  – толщина слоя диэлектрика,  $\eta$  – коэффициент вязкости магнитного вихря,  $j_{y0}$  – плотность транспортного тока в сверхпроводнике,  $\Phi_0$  – квант магнитного потока, верхний знак "+" в формуле соответствует волне, распространяющейся противоположно скорости движения вихревой решетки, нижний знак "-" – волне, распространяющейся по направлению движения вихревой структуры. Рассмотрим волну, распространяющуюся по направлению движения решетки вихрей Абрикосова и наиболее эффективно взаимодействующую с ней. В том случае, когда фазовая скорость электромагнитной волны велика по сравнению со скоростью

движения вихревой структуры  $v = j_{y0} \Phi_0 / \eta$ , взаимодействие волны с вихревой решеткой мало. В том случае, когда фазовая скорость электромагнитной волны сравнима со скоростью движения вихревой структуры, волна может эффективно взаимодействовать с вихревой решеткой и испытывать усиление за счет энергии движущейся вихревой структуры [3, 4]. В качестве замедляющей структуры в рассматриваемом волноводе используется комбинация слоев обычного диэлектрика и метаматериала с отрицательным показателем преломления. Замедление волн обуславливается тем, что потоки энергии в слое обычного диэлектрика и метаматериала имеют противоположное направление [6].

Численный расчет дисперсионных характеристик волн типа  $H_{m0}$  показал, что усиление волны в рассматриваемом волноводе возможно при частотах, меньших критической частоты для двухслойного волновода, содержащий комбинацию слоев метаматериала и обычного диэлектрика в отсутствие сверхпроводящей пленки (рисунки 2 и 3, кривая 2). Рассмотрим поведение дисперсионных характеристик (рисунки 2 и 3). При частотах меньше критической частоты двухслойного волновода мнимая часть постоянной распространения  $\beta$  велика - волна затухает (рисунок 3, кривая 1). При частотах больше критической частоты двухслойного волновода мнимая часть  $\beta$  мала - волна распространяется.

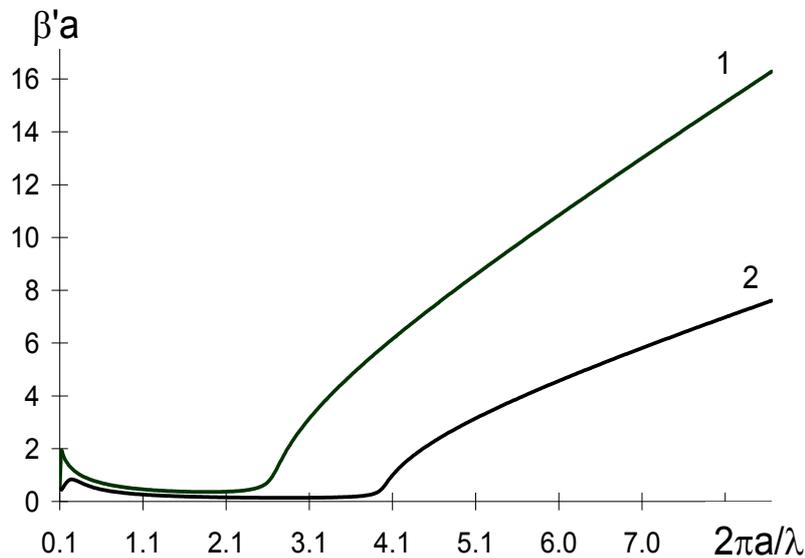


Рис. 2. Зависимость действительной части постоянной распространения от нормализованной частоты. Параметры:  $B_0 = 0.1 \text{ Тл}$ ,  $j_{z0} = 10^6 \text{ А/м}^2$ ,  $\eta = 10^{-8} \text{ Н/(с} \cdot \text{м}^2)$ ,  $\epsilon_1 = -2$ ,  $\mu_1 = -1$ ,  $\epsilon_2 = 1$ ,  $\mu_2 = 1$ . Кривая 1:  $d_1 / d_2 = 3/2$ , кривая 2:  $d_1 / d_2 = 1/4$ .

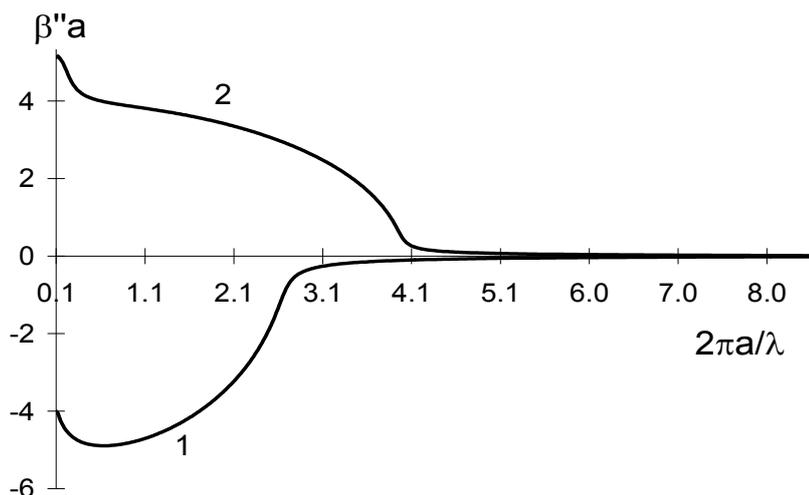


Рис. 3. Зависимость мнимой части постоянной распространения от нормализованной частоты. Параметры как на рис. 2. Кривая 1:  $d_1 / d_2 = 3 / 2$ , кривая 2:  $d_1 / d_2 = 1 / 4$ .

При изменении соотношения между потоками энергии, распространяющимися в слое метаматериала и обычного диэлектрика, мнимая часть постоянной распространения  $\beta$  принимает положительные значения при частотах меньше критической (рисунок 3, кривая 2). Положительные значения мнимой части  $\beta$  соответствуют усилению электромагнитной волны за счет энергии решетки вихрей Абрикосова, движущейся в сверхпроводящей пленке.

Таким образом, в рассмотренной волноводной структуре с тонкой пленкой сверхпроводника второго рода в смешанном состоянии возможно усиление электромагнитных волн в запердельной области. Усиление происходит в результате взаимодействия волны с движущейся вихревой структурой. Использование метаматериала с отрицательным показателем преломления позволяет эффективно замедлить волну для достижения условий, при которых возможно усиление.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. I. S. Nefedov, S. A. Tretyakov // Radio Science. 2003. V. 38. No 6. P. 9.
2. Y. S. Tan, R. Seviour // Europhys. Lett. 2009. V. 87. No 3. P. 34005.
3. А.Ф.Попков // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 5. С. 9.
4. А.Г. Глушченко, М.В.Головкина // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 1. С.9.
5. М.В. Golovkina // Труды XII Всероссийской школы-семинара "Физика и применение микроволн". Москва, 2009. Ч. 3. С. 42.
6. М.В. Golovkina in the book "Wave propagation in materials for modern applications", Ed. A. Petrin, Vukovar, Croatia: Intech, 2010. P. 149.

## ЭФФЕКТ СОКРЫТИЯ РАССЕЙВАТЕЛЯ АКУСТИЧЕСКИМИ ДВАЖДЫ ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ СРЕДАМИ

К.В. Дмитриев, И.В. КОРТУНОВ

Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова

[kdmitrie@aesclmsu.ru](mailto:kdmitrie@aesclmsu.ru)

В настоящее время в оптике и в акустике широко обсуждаются метаматериалы – искусственные конструкции, имеющие структуру с характерным размером много меньшим длины волны используемого излучения. Такие материалы часто обладают свойствами, не имеющими аналогов среди сплошных материалов (например, отрицательный показатель преломления), которые могут быть использованы при создании различных оптических и акустических устройств. Это делает их изучение весьма актуальным.

В [1] описана оптическая конструкция, использующая изотропные материалы, в том числе, дважды отрицательные метаматериалы (обладающие одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями). Система представляет собой два концентрических цилиндра (внутренний и внешний) с радиусами  $R_1$  и  $R_2$  соответственно. Внутренний цилиндр состоит из дважды положительной среды с показателем преломления  $n = (R_2/R_1)^2$ . Область между внешним и внутренним цилиндром заполнена дважды отрицательной средой с меняющимся показателем преломления  $n = -(R_2/r)^2$ , где  $r$  – расстояние от центра цилиндров до рассматриваемой точки. Окружающая среда обладает однородным показателем преломления  $n = 1$ .

Плоская волна падает на систему в плоскости, перпендикулярной оси цилиндров. В лучевом приближении оказывается, что происходит концентрация лучей во внутреннем цилиндре, где также формируется плоская волна. При этом образуются участки геометрической тени. На выходе из системы исходная конфигурация лучей восстанавливается, благодаря чему плоский фронт падающей волны не нарушается. Проведенное в [1] моделирование волнового процесса в такой системе также показало, что фронт волны не нарушается, а, следовательно, отсутствует рассеяние на рассматриваемой системе.

Целью представляемой работы было изучение распространения акустических волн в конфигурации двух цилиндров, аналогичной описанной выше. Рассматривались лучевое и волновое описание.

Для описания хода лучей в рассматриваемой области неоднородной среды  $\delta D$  она разбивается на сетку из треугольников  $\delta D$  с размерами много меньше характерного размера неоднородности. Если фазовая

скорость  $c(x, y)$  является гладкой функцией в выбранном треугольнике, то градиент фазовой скорости в нем можно считать постоянным. Пусть луч падает из однородной фоновой среды со скоростью звука  $c_0$  в неоднородную среду с зависимостью фазовой скорости от координаты  $y$  в виде:  $c = c_0(1 + gy)$ , где  $g$  – размерностная константа. Рассмотрим эту задачу в плоскости  $xu$ . Граница раздела между однородной и неоднородной средами направлена по оси  $x$ . Тогда, если угол скольжения луча по отношению к границе неоднородной среды составляет  $\theta$ , а координата пересечения границы и луча  $\{x_0, y_0\}$ , то траекторией луча в неоднородной среде является дуга окружности с радиусом  $R_0 = 1/(g|\cos\theta|)$  и центром в точке  $O = \{tg\theta/g + x_0; -1/g + y_0\}$  [2] (см. рис. 1). Если функция  $c(x, y)$  в подобласти  $\delta D$  претерпевает разрыв, для расчета распространения лучей можно использовать закон Снеллиуса. Траектория луча в области  $D$  представляет собой объединение всех фрагментов траекторий. В том случае, когда при расчете траектории луч попадает в одну из вершин треугольника, возникает неоднозначность дальнейшего построения. Для разрешения данной проблемы используется вторая, вспомогательная сетка из треугольников, смещенная относительно первой сетки.

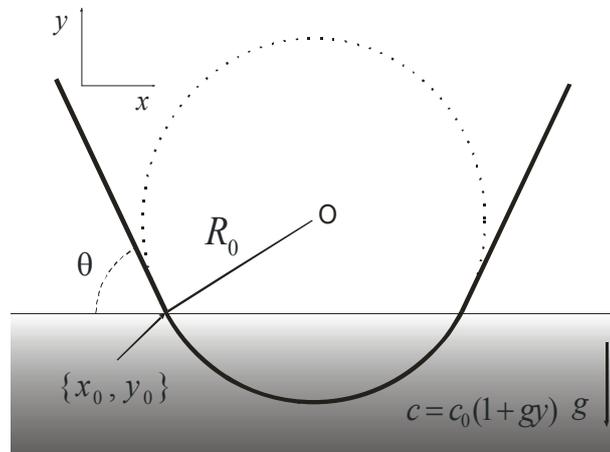


Рис.1. Распространение луча в неоднородной среде с постоянным градиентом фазовой скорости. Здесь скорость  $c$  увеличивается с уменьшением  $y$  (относительный градиент  $g < 0$ ).

При численном моделировании область  $R_1 < r < R_2$  задавалась в виде неоднородной среды с относительной фазовой скоростью  $\frac{c}{c_0} = -\left(\frac{r}{R_2}\right)^2$ .

Были выбраны радиусы цилиндров  $R_2 = 2R_1$ . Внутренний цилиндр с радиусом  $R_1$  был заполнен однородной средой со значением скорости

звука  $\frac{c}{c_0} = \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2 = \frac{1}{4}$ . Итог моделирования распространения лучей (рис. 2)

подтверждает результаты, полученных в геометрическом приближении в [1]. Поскольку внутри областей, отмеченных крестами, лучи не проникают, то объект, расположенный в этих областях, в лучевом приближении оказывается скрытым.

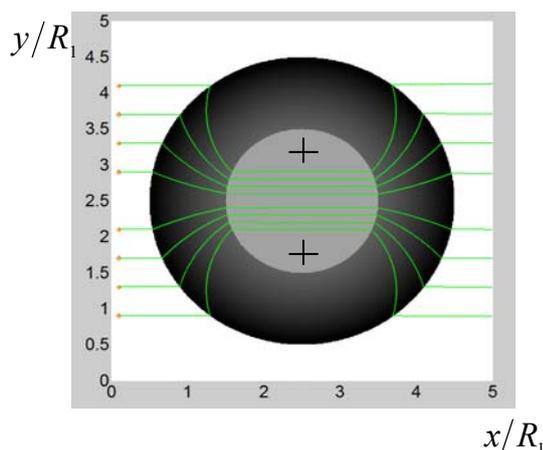


Рис.2. Распространение лучей в системе из двух concentрических цилиндров с радиусами  $R_1$  и  $R_2 = 2R_1$ . Промежуток  $R_1 < r < R_2$  заполнен дважды отрицательной неоднородной средой. Видно, что в области, отмеченные крестами, лучи не проникают.

Для построения волновой картины рассеяния плоской монохроматической волны  $U_0$  в рассматриваемой системе использовалась подход, описанный в [3]. Расчет ведется не на основе уравнения Гельмгольца, а на основе системы линеаризованных уравнений гидродинамики. Это позволяет корректно и последовательно описывать распространение волн в системах, содержащих включения дважды отрицательных сред. Выбраны следующие значения акустических

параметров среды – плотности  $\rho$  и сжимаемости  $\eta$ :  $\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\eta}{\eta_0} = -\left(\frac{R_2}{r}\right)^2$  при

$R_1 < r < R_2$  и  $\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\eta}{\eta_0} = \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2$  при  $r < R_1$ , где  $\rho_0$  и  $\eta_0$  – плотность и

сжимаемость в фоновой среде. Радиус внутреннего цилиндра в два раза меньше радиуса внешнего и составляет  $R_1 = \lambda_0/4$ , где  $\lambda_0$  – длина волны в фоновой среде. Выбор относительно небольших волновых размеров системы обусловлен необходимостью достаточно частой пространственной дискретизации (в [3] показано, что для корректности результатов расчетов в системах с дважды отрицательными средами нужно иметь не менее десятка точек на длине волны). После расчета в этой системе полного поля давления  $U_{cyl}$ , внутри цилиндров определялась точка, где модуль этого поля  $|U_{cyl}|$  был минимальным. В эту точку помещался рассеиватель малого волнового размера с параметрами

$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\eta}{\eta_0} = 0.5$ . Полученные распределения полных полей для цилиндров в отсутствие "точечного" рассеивателя  $U_{cyl}$  и в его присутствии  $U_{cyl\_pt}$  вычитались друг из друга. Результат  $U_{cyl\_pt} - U_{cyl}$  сравнивался (по модулю) с рассеянным полем того же рассеивателя  $U_{pt} - U_0$ , но в отсутствие цилиндров. Распределения полей представлены на рис. 3. На отдалении от цилиндров, за рассеивателем, величина  $|U_{cyl\_pt} - U_{cyl}|$  оказалась на два порядка меньше, чем  $|U_{pt} - U_0|$ , что говорит об эффекте "сокрытия" квазиточечного рассеивателя, находящегося в оболочке из цилиндров.

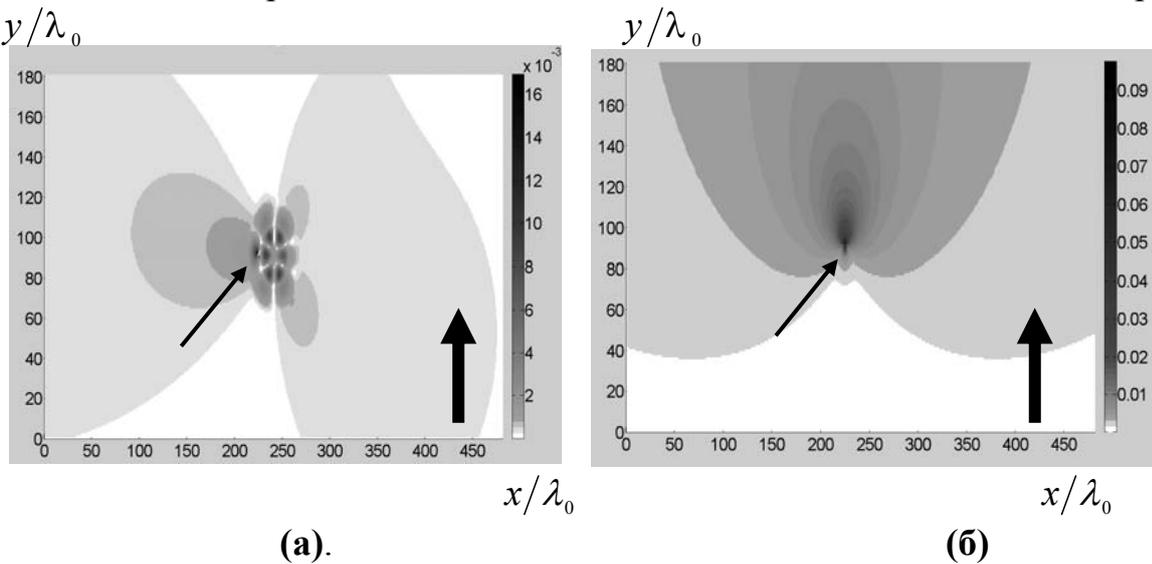


Рис. 3. Конфигурация в виде двух цилиндров и точечного рассеивателя. Абсолютные значения разности полей, рассеянных одновременно на цилиндрах и точечном рассеивателе  $|U_{cyl\_pt} - U_{cyl}|$  (а) в сравнении с рассеянным полем одиночного точечного рассеивателя.  $|U_{pt} - U_0|$  (б). Толстая стрелка показывает направление распространения падающей плоской волны, положение рассеивателя показывает тонкая стрелка.

Авторы выражают благодарность В.А. Бурову и С.Н. Сергееву за помощь и полезные обсуждения в процессе исследования.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Luo, J.-J. Zhang, H.-S. Chen, B.-I. Wu, L.-X. Ran "Wave and ray analysis of a type of cloak exhibiting magnified and shifted scattering effect", Progress In Electromagnetic Research 2009, 95, 167-178.
2. Бархатов А.Н., Горская Н.В., Горюнов А.А., Гурбатов С.Н., Можаяев В.Г., Руденко О.В. Акустика в задачах. М.: Наука. Физматлит, 1996.
3. Буров В.А., Дмитриев К.В., Сергеев С.Н. Акустические дважды отрицательные среды // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 3. 292-30

## ЭФФЕКТ ВЗАИМНОГО ВЫПРЯМЛЕНИЯ ПЕРЕМЕННЫХ ТОКОВ В ГРАФЕНЕ

Д.В. Завьялов, В.И. Конченков, С.В. Крючков

Волгоградский государственный педагогический университет.

[sed@fizmat.vspu.ru](mailto:sed@fizmat.vspu.ru)

Графен - новый материал, представляющий собой монослой атомов углерода [1]. Важной особенностью является неаддитивность энергетического спектра этого материала, которая может приводить к взаимной зависимости движений носителей заряда вдоль перпендикулярных друг другу направлений. Один из эффектов, возникающих вследствие этой зависимости, изучен в [2], где рассматривается взаимное выпрямление переменных токов, индуцированных двумя плоскими волнами со взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации, нормально падающими на поверхность графена. Показано, что постоянная составляющая тока возникает вдоль направления вектора напряжённости волны с частотой, в два раза большей частоты другой волны. В [2] для отыскания постоянной составляющей плотности тока использовано решение кинетического уравнения Больцмана с членом столкновений, взятом в приближении постоянного времени релаксации. В [3] проводится квазиклассическое моделирование по методу Монте-Карло эффекта возникновения постоянного тока, перпендикулярного тянущему электрическому полю в случае, когда на поверхность графена падает эллиптически поляризованная электромагнитная волна, которое показывает, что постоянный ток возникает только в случае неупругого рассеяния. Этот эффект также связан с неаддитивностью энергетического спектра графена. В настоящей работе для выяснения относительного вклада различных механизмов рассеяния предпринята попытка исследовать взаимное выпрямление токов в ситуации, аналогичной рассмотренной в [2], на основе решения квантового кинетического уравнения. Рассмотрены два случая – рассеяние на акустических фононах, которое можно считать близким к упругому, и рассеяние на оптических фононах, которое моделирует существенно неупругое рассеяние.

Для того, чтобы простейшим образом учесть неаддитивность спектра графена, представим его в виде [1]:

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = A + Bp^2 + Cp^4, \quad (1)$$

где  $\mathbf{p} = (p_x, p_y)$  - вектор квазиимпульса. Неаддитивность спектра (1) обеспечивается присутствием слагаемого, пропорционального  $p^4$ . Отметим, что любой неаддитивный спектр при достаточно малых

значениях  $|\mathbf{p}|$  может быть представлен в форме (1). В случае двухслойного графена при температурах порядка  $50\text{ K}$   $A = \Delta$ ,  $B = -2\Delta v_f^2 / t_\perp^2$ ,  $C = v_f / (2t_\perp \Delta)$ , где  $t_\perp \approx 0.35\text{ eV}$  - интеграл перекрытия между слоями графена,  $v_f \approx 10^8\text{ cm/s}$  - скорость на поверхности Ферми,  $\Delta$  - полуширина запрещённой зоны, причем должно выполняться условие  $\Delta \ll t_\perp$  [1].

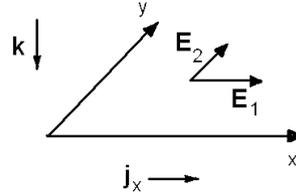


Рис. 1. Геометрия задачи.

Пусть на поверхность образца нормально падают две электромагнитные волны со взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации (рис. 1). Напряженность поля волн

$$\mathbf{E} = (E_{10} \sin(\omega_1 t), E_{20} \sin(\omega_2 t + \gamma)) \quad (2)$$

В случае невырожденного электронного газа и в предположении, что фононный газ является равновесным, квантовое кинетическое уравнение имеет вид [4, 5]

$$\frac{\partial \varphi_p(t)}{\partial t} = \sum_q |C_q|^2 \int_{-\infty}^t dt' (Q(\mathbf{p} - \mathbf{q}, \mathbf{p}) - Q(\mathbf{p}, \mathbf{p} + \mathbf{q})), \quad (3)$$

где  $\mathbf{p}$  - квазиимпульс электрона,  $\mathbf{q}$  - квазиимпульс фонона,  $C_q$  - константа электрон-фононного взаимодействия. При рассеянии на акустических фононах можно полагать  $\hbar\omega_q \ll kT$ , где  $k$  - постоянная Больцмана,  $T$  - температура. В этом случае

$$Q_{ac}(\mathbf{p} - \mathbf{q}, \mathbf{p}) = \frac{2kT}{\hbar\omega_q} \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_{t'}^t dt'' \left( \varepsilon\left(\mathbf{p} - \mathbf{q} - \frac{e}{c} \mathbf{A}(t'')\right) - \varepsilon\left(\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A}(t'')\right) \right)\right) (\varphi_{\mathbf{p}-\mathbf{q}} - \varphi_{\mathbf{p}}) \quad (4)$$

Здесь  $\mathbf{A} = -c \int_{t'}^{t''} \mathbf{E} dt'$  - векторный потенциал поля волн,  $\omega_q$  - частота фонона,  $\varphi(\mathbf{p}, t)$  - электронная функция распределения,  $c$  - скорость света,  $|C_q^{ac}|^2 = D_a^2 q \hbar / (2\rho s L^2)$  [4], где  $D_a$  - константа деформационного потенциала,  $s$  - скорость звука в кристалле,  $L$  - линейный размер основной области кристалла,  $\rho$  - поверхностная плотность кристалла,  $e$  - модуль элементарного заряда.

В случае рассеяния на оптических фононах  $\hbar\omega_q \gg kT$

$$Q_{opt}(\mathbf{p}-\mathbf{q}, \mathbf{p}) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_{t'}^t dt'' \left( \varepsilon\left(\mathbf{p}-\mathbf{q}-\frac{e}{c}\mathbf{A}(t'')\right) - \varepsilon\left(\mathbf{p}-\frac{e}{c}\mathbf{A}(t'')\right) \right) + \hbar\omega_q\right) \varphi_{\mathbf{p}-\mathbf{q}} - \\ - \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_{t'}^t dt'' \left( \varepsilon\left(\mathbf{p}-\mathbf{q}-\frac{e}{c}\mathbf{A}(t'')\right) - \varepsilon\left(\mathbf{p}-\frac{e}{c}\mathbf{A}(t'')\right) \right) - \hbar\omega_q\right) \varphi_{\mathbf{p}}, \quad (5)$$

$|C_q^{opt}|^2 = \hbar D_o^2 / (2\rho\omega_0 L^2)$  [4]. Здесь  $D_o$  - константа взаимодействия электрона с оптическими фононами,  $\omega_o$  - частота фонона (полагаем оптические фононы бездисперсионными).

Следуя [4, 5], решаем квантовые кинетические уравнения в первом неисчезающем приближении по напряжённости полей падающих волн и находим постоянную составляющую плотности тока

$$j_x = en \left\langle \sum_{\mathbf{p}} v_x \left( \mathbf{p} + \frac{e}{c} \mathbf{A}(t) \right) \varphi(\mathbf{p}, t) \right\rangle, \quad (6)$$

где угловые скобки обозначают усреднение по времени,  $v_x(\mathbf{p}) = \partial\varepsilon(\mathbf{p}) / \partial p_x$  - проекция скорости на ось X,  $n$  - поверхностная концентрация носителей заряда. Выражение для плотности тока в случае рассеяния на акустических фононах принимает вид ( $K=1, 1/2$ ):

$$j_x^{ac} = |C_q^{ac}|^2 F_1 F_2^2 \delta_{\omega_2/\omega_1, 1/2} \sin 2\gamma \cdot \\ \cdot \sum_K \sum_{\mathbf{p}} \sum_{\mathbf{q}} G_K (\overline{\varphi}(\mathbf{p}-\mathbf{q}) - \overline{\varphi}(\mathbf{p})) \delta(\varepsilon(\mathbf{p}-\mathbf{q}) - \varepsilon(\mathbf{p}) + K\hbar\omega_1) \quad (7)$$

В случае рассеяния на оптических фононах имеем ( $K=1, 1/2$ ):

$$j_x^{opt} = |C_p^{opt}|^2 \delta_{\omega_1/\omega_2, 1/2} F_1 F_2^2 \sin 2\gamma \left( \sum_{\mathbf{p}} \sum_{\mathbf{q}} G_0 \overline{\varphi}(\mathbf{p}-\mathbf{q}) \delta(\varepsilon(\mathbf{p}-\mathbf{q}) - \varepsilon(\mathbf{p}) + \hbar\omega_0) + \right. \\ \left. + \sum_K \sum_{\mathbf{p}} \sum_{\mathbf{q}} (G_K \overline{\varphi}(\mathbf{p}-\mathbf{q}) \delta(\varepsilon(\mathbf{p}-\mathbf{q}) - \varepsilon(\mathbf{p}) + \hbar\omega_0 + K\hbar\omega_1) - \right. \\ \left. - G_K \overline{\varphi}(\mathbf{p}) \delta(\varepsilon(\mathbf{p}) - \varepsilon(\mathbf{p}+\mathbf{q}) - \hbar\omega_0 + K\hbar\omega_1)) \right). \quad (8)$$

Выражения  $G_K(\mathbf{p}, \mathbf{q})$  ввиду их громоздкости опускаем. Здесь  $\overline{\varphi}(\mathbf{p}) = A \exp(-\varepsilon(\mathbf{p})/kT)$  - равновесная функция распределения,  $F_1 = eE_{10}v_f / (\omega_1\Delta)$ ,  $F_2 = eE_{20}v_f / (\omega_2\Delta)$  - безразмерные напряжённости полей падающих волн.

Постоянная составляющая плотности тока, рассчитанная с использованием квантового кинетического уравнения, имеет ту же зависимость от напряжённостей полей падающих волн и возникает при том же отношении частот падающих волн, что и в случае расчёта на основе уравнения Больцмана в приближении постоянного времени релаксации [2]. В окончательные выражения (7), (8) не входят чисто неупругие слагаемые вида  $G\delta(\varepsilon(\mathbf{p}-\mathbf{q})-\varepsilon(\mathbf{p}))$ . Численный анализ этих выражений показал, что плотность тока, вычисленная с учётом рассеяния на акустических фононах, оказывается на 3 – 4 порядка меньше плотности тока, вычисленной при рассмотрении рассеяния на оптических фононах, то есть решающим фактором возникновения постоянного тока в случае падения на образец двух волн со взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации является существенная неупругость рассеяния. Этот вывод совпадает с результатами квазиклассического моделирования по методу Монте-Карло.

Для численных расчётов использовались параметры, характерные для двухслойного графена ( $\Delta \approx 0,2t_{\perp}$ ,  $D_a = 18 eV$ ,  $D_0 = 1,4 \cdot 10^9 eV/cm$ ,  $T = 50 K$ ,  $\hbar\omega_0 = 0,16 eV$ ,  $n = 10^{10} cm^{-2}$ ) [5]. Частоты падающих волн предполагались порядка  $\omega_1, \omega_2 \sim 10^{13} s^{-1}$ . Для численных оценок предполагалось  $F_1, F_2 \sim 0,1$ , что при рассматриваемых значениях параметров соответствует напряжённостям полей  $E_{10}, E_{20} \sim 1SGSunit$ . При этом плотность тока в случае рассеяния на оптических фононах составляет  $j^{opt} \sim 10^{-2} A/cm$ .

Работа поддержана грантом РФФИ №10-02-97001-р\_поволжье\_a и проводилась в рамках в рамках Программы «Развитие научного потенциала высшей школы».

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. N. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres et al. // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81. P. 109.
2. Д. В. Завьялов, В. И. Конченков, С. В. Крючков // ФТТ. 2009. Т. 51, С. 2033.
3. Д. В. Завьялов, С. В. Крючков, Т. А. Тюлькина // ФТП. 2010. Т. 44. С. 910.
4. Э. М. Эпштейн, Г. М. Шмелёв, Г. И. Цуркан “Фотостимулированные процессы в полупроводниках”. Кишинев: Штиинца, 1987. – 167 с.
5. В. М. Поляновский // ЖЭТФ. 1980. Т. 79, с. 2189.
6. J. - H. Chen, C. Jang, M. Ishigami et al. // Sol. St. Comm. 2009. V. 149, P. 1080.

## ОСОБЕННОСТИ АНДЕРСОНОВСКОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ СВЕТА В ПЕРИОДИЧЕСКИХ В СРЕДНЕМ СИСТЕМАХ, СОДЕРЖАЩИХ АНИЗОТРОПНЫЕ КОМПОНЕНТЫ

А.И. Игнатов, А.М. Мерзликин

ИТПЭ РАН

[ignatovtoha@gmail.com](mailto:ignatovtoha@gmail.com)

Несмотря на современные технологические успехи, создание идеальных периодических структур с заданными свойствами все еще представляет определенную проблему. В этой связи особый интерес представляет изучение влияния случайных отклонений на распространение волны в фотонных кристаллах (ФК). Одним из эффектов, порожденных случайной неоднородностью, является андерсоновская локализация света. В периодических структурах эта задача приобрела особую популярность [1] и такие структуры получили отдельное название - «периодические в среднем».

В [1] показано, что в одномерной слоистой периодической в среднем системе со слоями из изотропного материала длина локализации сравнительно велика на частотах разрешенных зон соответствующей периодической системы, а при приближении к частотам запрещенных зон периодической системы длина локализации резко падает.

В этом докладе рассмотрен вопрос о влиянии локальной анизотропии на андерсоновскую локализацию в одномерных периодических в среднем системах. Рассмотрены слоистые системы со слоями из одноосных диэлектрических немагнитных кристаллов, оптические оси которых лежат в плоскости слоев. При этом показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн в слоях меняются строго периодически с периодом в два слоя, толщины  $d$  всех слоев одинаковы. Случайность вносится только в ориентации оптических осей слоев.

Расчеты показывают, что таких анизотропных структурах с ориентационным беспорядком возникает пик индекса Ляпунова на частоте соответствующей разрешенной зоне в идеальной структуре (см. Рис. 1). Этот пик наблюдается одновременно для двух взаимно перпендикулярных поляризаций падающих на систему волн, тогда как при нулевом разбросе углов возникновение запрещенных зон независимо для различных поляризаций.

В [2] показано, что причиной локализации в изотропных системах являются брэгговские отражатели (БО), входящие в состав случайной системы. Рост количества БО приводит к уменьшению длины локализации. Чтобы говорить о БО в системе с  $\Delta\alpha \neq 0$ , рассмотрим анизотропный ФК с периодическим отклонением оптических осей слоев. Такие ФК рассмотрены в [3], где показано, что в таких ФК, кроме

обычных запрещенных зон на границе зоны Бриллюэна, возникают запрещенные зоны (зоны Юха) внутри зоны Бриллюэна из-за гибридизации волн, соответствующих различным нормальным модам в слоях ФК.

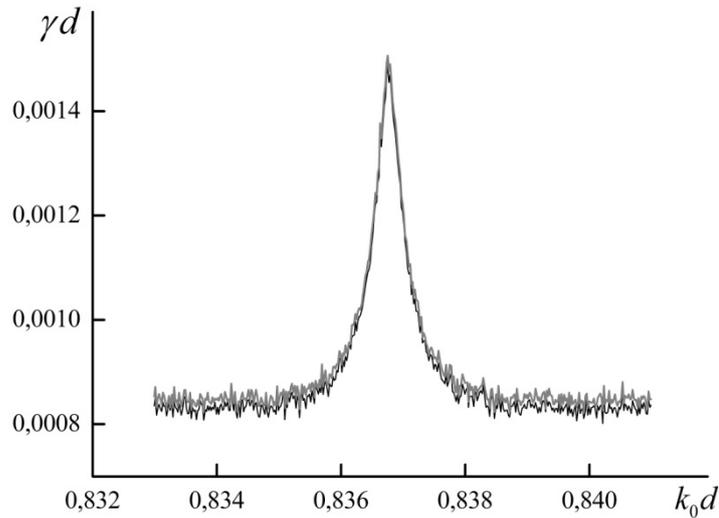


Рис. 1. Зависимость показателя Ляпунова (обратной длины локализации) от частоты при  $\Delta\alpha = 0.15$  рад. Черным и серым представлены данные для взаимно перпендикулярных поляризаций падающих на систему волн.

Частота пика  $k_0^*d \approx 0.83675$  соответствует условию брэгговского отражения

$$(K_1^{Bloch} + K_2^{Bloch})2d = 2\pi$$

на частоту первой зоны Юха в ФК, материальные параметры слоев которого соответствуют параметрам нашей случайной системы, но с периодическим изменением углов поворота оптических осей (для любых  $\Delta\alpha$ ). Поэтому появление рассматриваемого пика можно объяснить ростом количества юховских БО в окрестности частоты  $k_0^*d$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. A.R. McGurn, K.T. Christensen, F.M. Mueller, A.A. Maradudin // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. No 20. P.13120.
2. A.P. Vinogradov, A.M. Merzlikin // Phys. Rev. E. 2004. V. 70. 026610.
3. P. Yeh // J. Opt. Soc. Am. 1979. V. 69. No 5. P. 742.

## СЛОЙ ИЗ МЕТАМАТЕРИАЛА В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

Н.В. Ильин<sup>1</sup>, А.И. Смирнов<sup>1</sup>, И.Г. Кондратьев<sup>2</sup><sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского[ilyin@appl.sci-nnov.ru](mailto:ilyin@appl.sci-nnov.ru)

К настоящему моменту волноведущие свойства одиночного слоя из изотропного метаматериала с одновременно отрицательными значениями проницаемостей (диэлектрической  $\varepsilon$  и магнитной  $\mu$ , соответственно) изучены достаточно подробно [1-4]. В данной работе рассматривается случай, когда такой слой помещен в металлический волновод (рис.1). Подобные системы могут применяться на практике для миниатюризации волноводных трактов [5, 6], создания частотных фильтров и замедляющих систем. Наличие вставки из метаматериала позволяет эффективно управлять дисперсией распространяющихся волн.

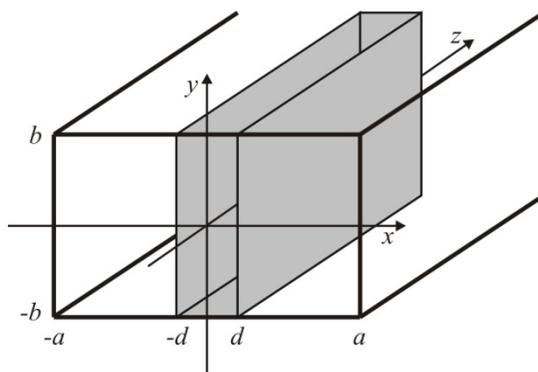


Рис. 1. Слой из метаматериала в металлическом волноводе.

Пусть слой из метаматериала имеет толщину  $2d$ , а размеры поперечного сечения прямоугольного волновода соответственно равны  $2a$  и  $2b$  (см. рис.1). Будем считать слой изотропным и характеризовать его электродинамические свойства с помощью диэлектрической ( $\varepsilon$ ) и магнитной ( $\mu$ ) проницаемостей, следующим образом зависящих от частоты  $\omega$  [1]:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \mu = 1 - \frac{F\omega^2}{\omega^2 - \omega_\mu^2}. \quad (1)$$

Здесь  $\omega_p$ ,  $\omega_\mu$  - параметры, определяемые структурой среды,  $F$  - форм-фактор (в расчетах полагалась  $F = 0.56$ ).

Выполняя граничные условия для тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на поверхностях слоя из метаматериала и металлических стенках (в предположении, что они

идеально проводящие), можно показать существование мод в волноводе, которые характеризуются следующими дисперсионными соотношениями:

$$-\frac{1}{\mu} \tilde{\kappa} \tanh^{-1}(\tilde{\kappa}d) = \kappa \frac{1}{\tanh(\kappa(a-d))}, \quad \begin{aligned} \kappa &= \sqrt{h^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \\ \tilde{\kappa} &= \sqrt{h^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu} \end{aligned} \quad (2a)$$

$$-\frac{1}{\varepsilon} \tilde{\kappa} \tanh^{-1}(\tilde{\kappa}d) = \kappa \tanh(\kappa(a-d)), \quad \begin{aligned} \kappa &= \sqrt{h^2 - \frac{\omega^2}{c^2} + \frac{\pi^2}{4b^2}} \\ \tilde{\kappa} &= \sqrt{h^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu + \frac{\pi^2}{4b^2}} \end{aligned} \quad (2b)$$

В этих выражениях знак «минус» отвечает симметричным по продольной компоненте поля модам, «плюс» - антисимметричным. В пределе  $a \rightarrow \infty$ ,  $b \rightarrow \infty$  выражения (2a) и (2b) переходят в соответствующие дисперсионные характеристики ТЕ и ТМ мод плоского слоя.

В металлическом волноводе происходит перераспределение потоков энергии в распространяющихся модах между вакуумом и метаматериалом. Это существенно влияет на дисперсионные зависимости. При уменьшении размеров металлического волновода, например, наблюдается переход от прямых волн к обратным; а в случае, когда в одиночном слое существовали волны (и прямая, и обратная), то ветвь дисперсионной кривой, отвечающая прямой волне, пропадает.

Варьируя размерами волновода можно управлять дисперсионными характеристиками, и, в частности, реализовать интересный класс собственных мод с быстрыми прямыми и медленными обратными волнами.

## ЛИТЕРАТУРА

1. I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov, Y.S. Kivshar, Guided modes in negative-refractive-index waveguides // Phys.Rev.E. 2003. V. 67. 057603.
  2. I.V. Shadrivov, R.W. Ziolkowski, A.A. Zharov, Y.S. Kivshar, Excitation of guided waves in layered structures with negative refraction // Optics Exp. 2005. V.13. No 2. P. 481.
  3. S.M. Vukovic, N.B. Aleksic, D.V. Timotijevic, Guided modes in left-handed waveguides // Optics Comm. 2008. V. 281. P. 1500.
  4. N.V. Ilin, A.I. Smirnov, I.G. Kondratiev, Features of surface modes in metamaterial layers // Metamaterials 2009. V. 3. P. 82-89.
  5. R. Marques, J. Martel, F. Mesa, F. Medina, Left-handed-media simulation and transmission of EM waves in subwavelength split-ring-resonator-loaded metallic waveguides // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. 183901.
- P.A. Belov, C.R. Simovski, Subwavelength metallic waveguides loaded by uniaxial resonant scatterers // Phys. Rev. E 2005. V.72. 036618.

## МЕХАНИЗМЫ УСИЛЕНИЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ПЛАЗМОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

А.Н. Калиш<sup>1</sup>, В.И. Белотелов<sup>1</sup>, А.К. Звездин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

<sup>2</sup> *Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*  
[kalish@physics.msu.ru](mailto:kalish@physics.msu.ru)

Одна из основных задач фотоники – поиск способов управления характеристиками света. В магнитных средах за счет магнитооптических эффектов Фарадея, Фохта и Керра интенсивность и состояние поляризации световой волны управляется внешним магнитным полем. Однако в однородных магнитных средах либо магнитооптические эффекты малы по величине, либо велико поглощение [1]. Использование периодических структурированных сред позволяет избежать этой проблемы. Значительное усиление магнитооптических эффектов обнаружено в магнитных фотонных кристаллах [2,3]. Другим примером таких сред являются так называемые плазмонные кристаллы – периодические структуры, в которых дисперсия поверхностных плазмон-поляритонов подобна дисперсии фотонов в фотонных кристаллах. В настоящей работе рассматриваются магнитные плазмонные кристаллы, представляющие собой одномерную периодическую металлическую решетку субволнового периода, нанесенную на однородную пленку прозрачного магнитного диэлектрика, намагниченного в любом из трех направлений (рис. 1). Цель работы – выявить физические причины резонансного поведения магнитооптических эффектов в таких плазмонных кристаллах.

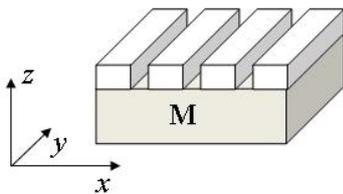


Рис. 1. Рассматриваемый магнитоплазмонный кристалл.

Численные расчеты оптических и магнитооптических характеристик проводились методом связанных Фурье-мод [4]. Параметры структуры: толщина магнитного слоя 1200 нм, толщина металлической решетки 320 нм, период решетки 500 нм, ширина щелей 50 нм.

При падении на металлическую решетку свет дифрагирует на ней, и волны высших дифракционных порядков при определенных условиях возбуждают собственные волны структуры. При падении света в плоскости  $xz$  (в системе координат, показанной на рис. 1) условие возбуждения собственных волн имеет вид:

$$k_x^{(i)} = \beta + \frac{2\pi}{d} m, \quad (1)$$

где  $k_x^{(i)}$  –  $x$ -компонента волнового вектора падающей волны,  $\beta$  – постоянная распространения собственной волны,  $d$  – период решетки,  $m$  – целое число. Если щели решетки достаточно узкие (не более 10% от величины периода), то можно считать, что собственными волнами в рассматриваемом магнитоплазмонном кристалле являются плазмон-поляритонные волны на границах металлической решетки и квазиволноводные моды диэлектрического слоя, причем их дисперсию можно приближенно рассчитать без учета щелей. При более широких щелях представление собственных волн как квазиволноводных мод диэлектрического слоя некорректно, кроме того, необходимо также учитывать щелевые моды. Дисперсия собственных волн и состояние их поляризации существенным образом зависят от направления и величины намагниченности диэлектрического слоя. Собственные волны рассеиваются на решетке и дают вклад в дальнее поле, определяя особенности оптического и магнитооптического отклика магнитоплазмонного кристалла.

Волноводные моды немагнитного диэлектрического слоя, заключенного между двумя средами (одна из которых может быть металлической), представляют собой ТЕ- и ТМ-моды. Анализ показывает, что если диэлектрический слой намагничен в полярной или меридиональной геометрии (т.е. вдоль оси  $z$  или  $x$  соответственно), то в линейном по намагниченности приближении дисперсия волноводных мод не изменяется, а меняется их поляризация. Поэтому вместо чистых ТЕ- и ТМ-мод в этом случае имеют место моды ТЕ- и ТМ-типа, однако для каждой моды будут отличны от нуля все шесть компонент электромагнитного поля. Эффект «перемешивания» ТЕ- и ТМ-компонент поля зависит от ориентации намагниченности: в полярной геометрии он четный по  $\beta$ , а в меридиональной – нечетный. Это приводит к различным магнитооптическим эффектам в этих случаях.

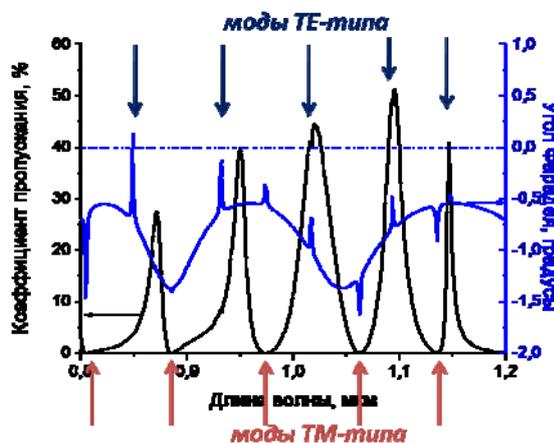


Рис. 2. Эффект Фарадея в магнитоплазмонном кристалле.

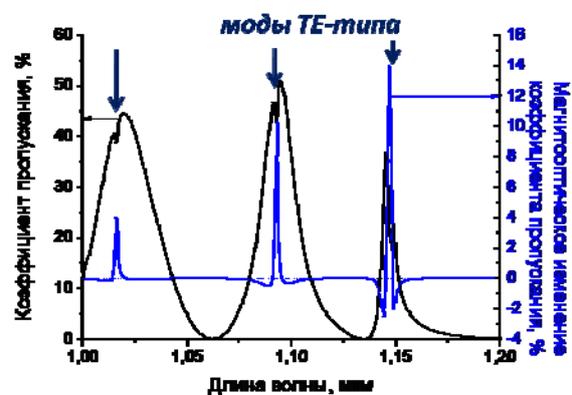


Рис. 3. Ориентационный магнитооптический эффект в магнитоплазмонном кристалле.

При нормальном падении ТМ-волны в полярной геометрии за счет «перемешивания» ТЕ- и ТМ-компонент проявляется резонансный эффект Фарадея, причем его характер различный для случаев возбуждения мод ТЕ- и ТМ-типа в силу различных механизмов резонанса. Это демонстрирует рис. 2. При возбуждении моды ТМ-типа величина угла Фарадея, как правило, резонансно увеличивается, однако при этом падает коэффициент пропускания. При возбуждении моды ТЕ-типа величина угла Фарадея, напротив, уменьшается, при этом она может изменить знак и при оптимизации геометрических параметров структуры по абсолютной величине стать достаточно большой, на порядок превышающей значение угла Фарадея для диэлектрического слоя без металлической решетки [5]. В отличие от угла Фарадея, величина оптического пропускания в основном определяется параметрами не магнитного слоя, а металлической решетки, поэтому резонанс эффекта Фарадея, связанный с возбуждением моды ТЕ-типа, при правильном подборе толщины решетки и ширины щелей может иметь место при большом пропускании.

При нормальном падении ТМ-волны в меридиональной геометрии «перемешивание» ТЕ- и ТМ-мод не приводит к эффекту Фарадея, так как в силу нечетности по  $\beta$  суммарный вклад в ТЕ-компоненту равен нулю. В этом случае проявляется другой эффект, связанный с резонансным изменением интенсивности прошедшей и отраженной волн. При выполнении условия возбуждения моды ТЕ-типа за счет «перемешивания» ТЕ- и ТМ-мод она может возбудиться при падении ТМ-волны и привести к перераспределению энергии. В результате оптическое пропускание резко уменьшается по сравнению с немагнитным случаем. Величина относительного изменения коэффициента прохождения показана на рис. 3. Эффект изменения интенсивности является четным по намагниченности. По аналогии с магнитооптическими эффектами в кристаллах он может быть назван ориентационным, так как величина интенсивности определяется ориентацией намагниченности относительно щелей решетки. Модуляцию интенсивности можно наблюдать при вращении намагниченности в плоскости структуры.

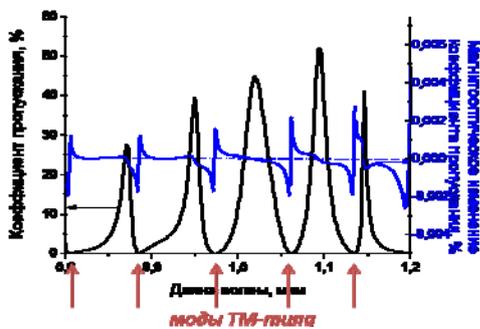


Рис. 4. Экваториальный эффект Керра в магнитоплазмонном кристалле (угол падения  $10^\circ$ ).

При оптимизации параметров структуры величина модуляции может достигать практически 100%.

Анализ показал, что наибольшей величины ориентационный эффект достигает при условии скользящего угла распространения моды, что соответствует аномалиям Рэлея-Вуда в металлических решетках. Это может быть объяснено увеличением эффективной длины взаимодействия света с магнитным слоем.

При наклонном падении в полярной и меридиональной геометриях одновременно проявляются и эффект Фарадея, и ориентационный эффект.

Случай экваториальной геометрии существенно отличается от рассмотренных выше: в зависимости от намагниченности не изменяется состояние поляризации собственных волн, а изменяется дисперсия ТМ-мод. Это приводит к смещению спектрального положения плазмонных резонансов и, следовательно, к эффекту изменения интенсивности отраженной волны, аналогичному экваториальному эффекту Керра [6]. В отличие от ориентационного эффекта, данный эффект является нечетным по намагниченности (следствие магнитооптической невязимности) и проявляется только при наклонном падении. Кроме того, он проявляется также в проходящем свете (рис. 4). Величина модуляции интенсивности может достигать нескольких десятков процентов, в то время как для однородных ферромагнитных сред она составляет порядка 0,1%.

Таким образом, основными механизмами усиления магнитооптических поляризационных и интенсивностных эффектов в плазмонных кристаллах являются «перемешивание» ТЕ- и ТМ-компонент поля для квазиволноводных мод магнитного слоя, увеличение эффективной длины взаимодействия света с магнитной средой вблизи аномалий Рэлея-Вуда и невязимное смещение плазмонного резонанса за счет изменения дисперсии плазмонной моды. Описанные эффекты представляют большой интерес для применения в нанофотонике.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 08-02-00717, 09-02-01028, 09-02-92671, 10-02-01391, 10-02-91170) и фонда «Династия».

## ЛИТЕРАТУРА

1. A.K. Zvezdin, V.A. Kotov "Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials" Philadelphia: IOP Publishing, 1997.
2. M. Inoue, K. Arai, T. Fujii, M. Abe // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. No 8. P. 5768-5770.
3. M.J. Steel, M. Levy, R.M. Osgood, Jr. // Journ. Lightwave Techn. 2000. V. 18. No. 9. P. 1297-1308.
4. M.G. Moharam, E.B. Grann, D.A. Pommet, T.K. Gaylord // Journ. Opt. Soc. Amer. A. 1995. V. 12. No 5. P. 1068-1076.
5. V.I. Belotelov, L.L. Doskolovich, A.K. Zvezdin // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. No 7. P. 77401(1-4).
6. V.I. Belotelov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, A.N. Kalish, A.K. Zvezdin // Journ. Opt. Soc. Amer. B. 2009. V. 26. No 8. P. 1594-1598.

## НОВАЯ ФИЗИКА ИДЕАЛЬНЫХ И ПОЧТИ ИДЕАЛЬНЫХ ЛИНЗ

В.В. Климов

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

[vklim@sci.lebedev.ru](mailto:vklim@sci.lebedev.ru)

В настоящее время благодаря работе Веселаго [1] большое внимание уделяется так называемой идеальной линзе, в которой преодолевается дифракционный предел разрешения. Фокусирующие свойства таких линз обусловлены особыми свойствами сред с отрицательным показателем преломления. Особенно большой интерес возник к этой теме, когда Пендри [2] из-за невозможности с настоящее время создать среды с отрицательным показателем преломления, предложил использовать металлические пленки с  $\epsilon = -1$  для фокусировки ближних полей. Попытки реализации идеальных линз уже привели к интересным экспериментам по фокусировке ближних оптических полей ( суперлинзы [3], гиперлинзы [4,5], нанолинзы [6]).

В лекции будут подробно рассмотрены эти и другие виды линз, причем особое внимание будет уделено парадоксам в физике таких линз [7] и роли поверхностных плазмонов в формировании изображения. Кроме того, в лекции будут рассмотрены эффекты отрицательного показателя преломления для волн материи (электроны в графене) и будет продемонстрировано принципиальное отличие сверхфокусировки в этом случае от случая сверхфокусировки света идеальными линзами.

Автор выражает благодарность Российскому Фонду Фундаментальных исследований (гранты №№ 09-02-13560, 09-02-92667) за финансовую поддержку настоящей работы.

### ЛИТЕРАТУРА

1. V.G. Veselago, *Sov. Phys. Usp.* 10(1968) 509.
2. J. B. Pendry, *Phys. Rev. Lett.*, Negative Refraction Makes a Perfect Lens, **85** 3966 (2000)
3. N. Fang, H. Lee, C. Sun, X. Zhang, *Science* 308 (2005)534
4. Z. Liu, H. Lee, Y. Xiong, C. Sun and X. Zhang, Far-field optical hyperlens magnifying sub-diffraction-limited objects, *Science* **315** (2007) 1686-1686.
5. I.I. Smolyaninov, Y.-J. Hung, and C.C. Davis, Magnifying superlens in the visible frequency range, *Science* **315** (2007) 1699–1701.
6. S. Kawata, A. Ono and P. Verma, Subwavelength colour imaging with a metallic nanolens, *Nature Photonics* **2** (2008) 438-442.
7. V. Klimov, Novel approach to a perfect lens, *JETP Letters*, **89**(5), 270 (2009).

## КОНЕЧНО-РАЗНОСТНЫЕ МЕТОДЫ В МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОЦЕССОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕОДНОРОДНЫХ АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ

Е.В. Михайлов, А.В. Козарь, А.Ф. Королев  
*Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова  
Кафедра фотоники и физики микроволн*

Наиболее точными методами моделирования распространения электромагнитного излучения в неоднородных анизотропных средах являются методы численного решения уравнений Максвелла (FDTD, FEM, FIT и др.). Тем не менее, ввиду высокой вычислительной трудоемкости, эти методы в строгом виде для практически значимых расчетов распространения электромагнитного излучения до настоящего времени почти не применялись. Такие методы в основном находили применение для моделирования распространения э/м излучения на малых пространственных областях – определение коэффициентов прохождения/отражения сквозь объекты с неоднородной структурой [1], в двумерной реализации для больших областей [2], в составе комбинированных методов, например, объединяющих трассировку лучей (приближение геометрической оптики и теории дифракции) и FDTD [3].

В работе [4] описано моделирование пространственных распределений уровня э/м поля в кусочно-однородной анизотропной среде с размерами, существенно превышающими длину волны, и размерами неоднородностей, сравнимыми с длиной волны, на примере области в здании. Моделирование производилось методом конечных интегралов (FIT). Результат имеет непосредственное практическое применение – планирование и разработка систем беспроводной связи и вещания.

Рост вычислительных возможностей и оптимизация алгоритмов работы методов в будущем позволит применять трехмерные методы численного решения уравнений Максвелла для практических расчетов распространения электромагнитного излучения.

Для расчета пространственных распределений поля используется метод конечных интегралов [5], реализованный в программном продукте CST Microwave Studio. Метод конечных интегралов имеет высокую эффективность в тех задачах, где необходим анализ нестационарных процессов в неоднородном, анизотропном пространстве для объектов с произвольной формой границ. Этот численный метод обеспечивает универсальную схему пространственной дискретизации, которую можно применять к различным случаям, начиная со статического поля и заканчивая высокочастотными расчетами во временной и частотной областях. Ниже рассмотрены основные особенности этого метода, и показано его применение для различных способов расчета.

Табл. 1. Среднеквадратическое отклонение результатов расчета и экспериментальных измерений.

Частота	Модель расчета	1 положение передатчика, СКО (дБ) для доли площади измерений:			2 положение передатчика, СКО (дБ) для доли площади измерений:		
		80 %	90 %	100 %	80 %	90 %	100 %
400 МГц		80 %	90 %	100 %	80 %	90 %	100 %
	CST Microwave Studio	2,08	2,55	3,63	2,93	3,89	5,17
	CST Microwave Studio, малая модель	2,33	2,68	3,66	Нет данных		
900 МГц		80 %	90 %	100 %	80 %	90 %	100 %
	CST Microwave Studio	3,68	4,34	5,20	3,27	3,91	4,63

Сравнение результатов расчета среднего уровня поля в  $\lambda/2$ -окрестностях точек пространства и результатов экспериментальных измерений показало высокую точность расчета уровня поля методом численного решения уравнений Максвелла (метод конечных интегралов в среде CST Microwave Studio). Среднеквадратическое отклонение составило 2 – 3.7 дБ для рассмотренного диапазона частот 400 – 900 МГц и различных местоположений передатчика на 80 % площади измерений и 3.6 – 5.2 дБ для всей площади измерений. Можно предположить о нескольких причинах возникновения ошибки: погрешность геометрической конфигурации радиотехнической модели, возможные неточности диэлектрических характеристик материалов, используемых в модели, а также неучтенные детали моделируемой части здания, которые при данном пространственном масштабе влияют на распределение уровней поля. Использование существенно пространственно ограниченной модели в CST Microwave Studio, учитывающей лишь соседние прилегающие помещения к исследуемой зоне, показало лишь небольшое ухудшение точности расчета уровня сигнала (менее 0.3 дБ). Такая модель может быть использована для практических задач, обеспечивая существенную экономию вычислительных ресурсов.

Таким образом, метод конечных интегралов обеспечивает высокую точность прогнозирования и позволяет обеспечить детализацию расчета среднего локального уровня поля вплоть до пространственных масштабов длины волны.

В работе [6] было проведено исследование оптических свойств наноматериалов, в частности, металлических фотонных кристаллах и текстурированных антиотражающих покрытиях при помощи моделирования методом конечных разностей во временной области (FDTD)

В рамках этой работы был разработан параллельный алгоритм на основе метода FDTD, с оригинальными программными решениями, которые позволили увеличить производительность алгоритма. Следует отметить, что алгоритм поддерживает линейную масштабируемость вплоть до нескольких тысяч вычислительных ядер.

Были развиты методы, дающие возможность использования одновременно нескольких сеток, каждая из которых максимально приспособлена к соответствующей ей области моделируемой структуры. Это дает возможность обчислять структуры, много меньшие длины волны. В рамках данного метода также реализованы алгоритмы подсеточного сглаживания для дисперсных сред, которые существенно снижают ошибку в расчетах, связанную с тем, что тела произвольной формы невозможно точно отобразить на прямоугольную сетку [7].

Также стоит отметить, что был разработан и реализован итерационный метод моделирования наклонного падения плоской волны на периодическую структуру, который позволяет наблюдать поведение поля во времени при углах падения от 0 до 90 градусов [8], что особенно важно при исследовании слоистых объектов. В ходе работы были поставлены специальные эксперименты, результаты которых сходились с результатами моделирования

Рассмотренные методы конечных интегралов и конечных разностей позволяют рассчитывать поведение электромагнитного поля во времени, при этом, используя преобразование Фурье, можно получить частотное представление прошедшего и отраженного от образца излучения. Анализ результатов рассмотренных работ показал, что, учитывая используемый в них пространственный масштаб (отношение длины волны к линейным размерам модели), конечно-разностные методы могут иметь высокую эффективность в задачах исследования электродинамических параметров слоистых объектов и пленок в диапазоне частот от 0,1 до 10 ТГц.

## ЛИТЕРАТУРА

1. N.-R. Jeon, C.-H. Lee et al //Asia-Pacific Conference on Communications (APCC '06). 2006. P. 1 - 6.
2. T. Hult, A. Mohammed // IEEE 65th Vehicular Technology Conference (VTC2007-Spring). 2007. P. 544 - 548.
3. Y. W. Chaudhuri, S.K. Safavi-Naeini // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2002. V. 50. Issue 11. P. 1598 - 1604.
4. Е.В. Михайлов, Р.А. Дудов, П.Н. Захаров, А.В. Козарь, А.Ф. Королев, «Возможности метода конечных интегралов при прогнозировании распространения радиоволн внутри зданий» // XII Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн», ч.1, 2009.

5. M. Clemens, T. Weiland // Progress In Electromagnetics Research. 2001. PP. 65–87.
6. С.А. Белоусов, М.В. Богданова, И.А. Валуев, А.В. Дейнега, С.Л. Эйдерман, А.А. Книжник, И.Я. Полищук, Ю.Е. Лозовик, Б.П. Потапкин, Ю.А. Успенский, Э.Т. Кулатов, А.А. Титов, S. Zalyubovsky, V. Ramamurthi “Предсказательное моделирование оптических свойств метало-диэлектрических метаматериалов” Известия высших учебных заведений. Физика.,11, с. 20-27, 2009.
7. A. Deinega, I. Valuev “Subpixel smoothing for conductive and dispersive media in the finite-difference time-domain method” Optic Letters 32, P. 3429-3431, 2007.
8. I. Valuev, A. Deinega A. Knizhnik, S. Belousov, “Iterative technique for analysis of periodic structures at oblique incidence in the finite-difference time-domain method” Optic letters 33, P. 1491 – 1943, 2008

## ОБРАЩЁННЫЙ ЭФФЕКТ ЧЕРЕНКОВА В СЭНДВИЧ-СТРУКТУРЕ С НЕЛИНЕЙНОЙ СЕРДЦЕВИНОЙ И ОБКЛАДКАМИ ИЗ МЕТАМАТЕРИАЛА

Р.В. Михайловский, М.И. Бакунов

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского  
[rstvmikhaylovskiy@gmail.com](mailto:rstvmikhaylovskiy@gmail.com), [bakunov@rf.unn.ru](mailto:bakunov@rf.unn.ru)

Одним из необычных электромагнитных явлений, свойственных средам с отрицательным показателем преломления (так называемым «левосторонним» средам), является обращённый эффект Черенкова. Эффект был предсказан В.Г. Веселаго около 40 лет назад [1], однако его детальное теоретическое изучение началось лишь в последние годы [2-3].

Экспериментальное наблюдение обращённого эффекта Черенкова в системах с электронными пучками, распространяющимися вблизи поверхности метаматериала с отрицательным показателем преломления, затруднено развитием неустойчивости в пучке [4]. В связи с этим, в данной работе для генерации черенковского излучения предлагается использовать не электронный пучок, а сверхкороткий лазерный импульс, распространяющийся в сэндвич-структуре с тонкой нелинейной сердцевинкой (~20-60 мкм), находящейся между призмами из метаматериала с отрицательным показателем преломления в терагерцовом диапазоне (см. рис. 1). Скошенные грани призм обеспечивает максимальный выход излучения в вакуум. Импульс заводится в сердцевину с торца путём фокусировки в линию с помощью цилиндрической линзы. За счёт оптической ректификации импульса в сердцевине наводится нелинейная поляризация, движущаяся с групповой скоростью импульса  $V$  и излучающая терагерцовые волны так же, как сверхсветовой электрон производит черенковское излучение. Предлагаемая схема является развитием идеи, уже применённой для генерации терагерцового излучения [5-6].

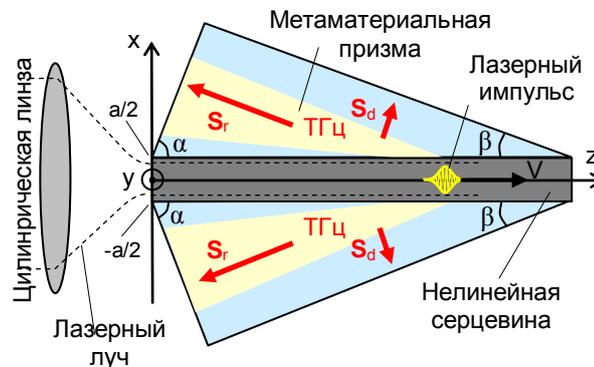


Рис. 1. Схема генерации обращенного черенковского излучения.

Для описания электромагнитных свойств метаматериальных призм мы используем стандартную модель Друде-Лоренца для диэлектрической и магнитной проницаемостей [2]:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_{ep}^2 - \omega_{eo}^2}{\omega^2 - \omega_{eo}^2 - i\omega\gamma_e}, \quad \mu(\omega) = 1 - \frac{\omega_{mp}^2 - \omega_{mo}^2}{\omega^2 - \omega_{mo}^2 - i\omega\gamma_m} \quad (1)$$

В качестве примера рассмотрим среду с одинаковыми  $\varepsilon(\omega)$  и  $\mu(\omega)$ , что не меняет принципиально характера обращённого эффекта Черенкова, но сильно упрощает расчёты и анализ. Будем использовать следующие значения параметров в формулах (1):  $\omega_{eo} = \omega_{mo} = 2\pi \cdot 1$  ТГц,  $\omega_{ep} = \omega_{mp} = 2\pi \cdot 4$  ТГц,  $\gamma_e = \gamma_m = 0,01$  ТГц. В качестве материала, из которого сделана нелинейная сердцевина, рассмотрим  $\text{LiNbO}_3$  с параметрами, указанными в [5].

Наибольший интерес представляет случай, когда нелинейная поляризация ориентирована вдоль оси  $y$  (см. рис. 1). Применив к уравнениям Максвелла преобразования Фурье по отношению к локальному времени  $\xi = t - z/V$ , находим поля в частотной области. Затем путём обратного преобразования получаем поля в пространственно-временной области.

Картина пространственного распределения электрического поля  $E_y$  в сэндвич-структуре показана на рис. 2(a) для практически важного случая, когда поляризация создаётся импульсом титан-сапфирового лазера с длиной волны 800 нм, длительностью 100 фс и энергией 8,5 мкДж. Толщина нелинейного слоя равна 40 мкм. Картина поля носит сложный характер и формируется наложением волновых фронтов, соответствующих двум интервалам частот – ниже и выше частоты  $\omega_{eo} = \omega_{mo}$  – в которых метаматериальная призма является соответственно правосторонней либо левосторонней. Для более полного понимания характера распределения поля отдельно показаны распределения поля в призме для прямого (рис. 2(b)) и обращённого (рис. 2(c)) черенковского излучения.

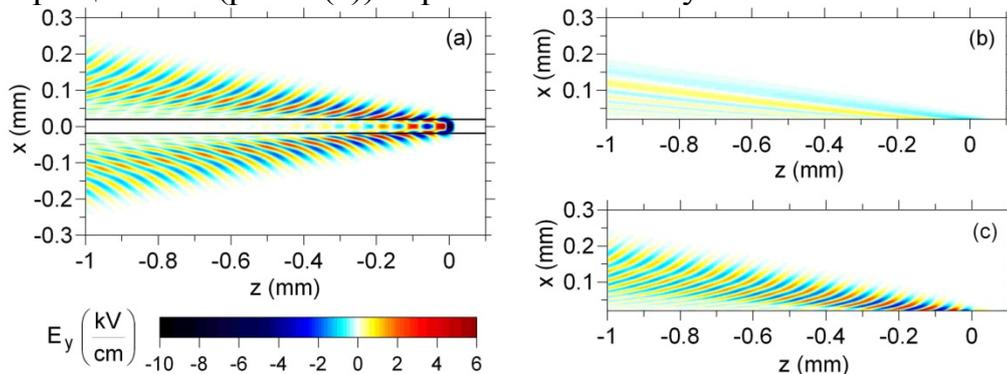


Рис. 2. (a) Моментальный снимок электрического поля  $E_y(x, z, t)$  при  $t = 0$  в сэндвич-структуре с толщиной сердцевины  $a = 40$  мкм. Границы сердцевины показаны горизонтальными линиями. (b, c) Распределения электрического поля для прямого (b) и обратного (c) черенковского излучения.

Распределение поля прямого излучения напоминает таковое для структуры Si-LiNbO<sub>3</sub>-Si [5]. Распределение поля обращённого излучения сильно отличается от него. Ясно видны волновые фронты, для которых волновой вектор ориентирован по направлению к нелинейной сердцевине в соответствии с предсказанием Веселаго [1]. Картина распределения поля движется как целое вдоль оси  $z$  с групповой скоростью оптического импульса. При нашем выборе параметров обращённое излучение доминирует в распределении поля.

На рис. 5 показана спектральная плотность терагерцового флюэнса  $w(\omega)$ , излученного в метаматериальные призмы, для различных толщин сердцевины  $a$  при фиксированной оптической интенсивности  $I_0$  (для удобства показана величина  $2\pi w[\omega/(2\pi)]$ , а не  $w(\omega)$ ). В случае  $a \approx 30$ -67 мкм  $w(\omega)$  имеет заметный максимум в частотном интервале, соответствующем обращённому черенковскому излучению  $1 < \omega/(2\pi) < 2.37$  ТГц. При увеличении толщины сердцевины частота максимума уменьшается. При  $a = 67$  мкм пик падает на 1 ТГц. При  $a > 67$  мкм, максимум попадает в область прямого черенковского излучения  $0 < \omega/(2\pi) < 1$  ТГц, а при  $a > 150$  мкм он выходит за пределы ТГц диапазона. При  $a < 30$  мкм, в спектре нет максимума. Существование пика объясняется конструктивной интерференцией терагерцовых волн излученных в сердцевине и претерпевающих переотражения от границ между сердцевиной и призмами. В случае  $a < 30$  мкм, пик попадает в область частот  $\omega/(2\pi) > 2.37$  ТГц, где черенковское излучение не существует. Более подробный анализ см. в [7].

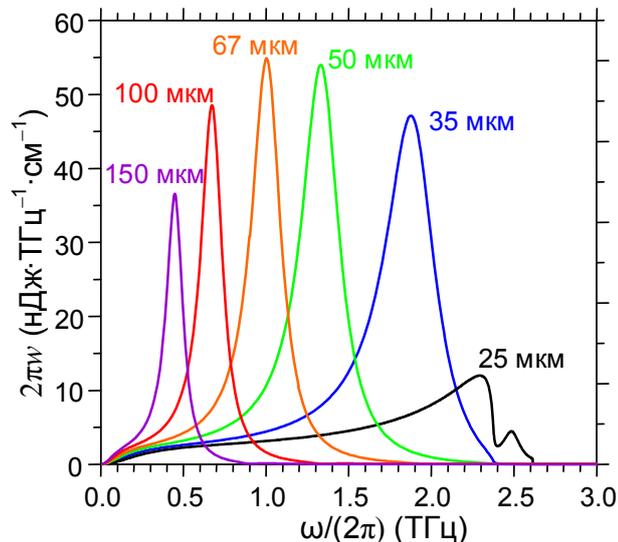


Рис. 3. Спектральная плотность терагерцового флюэнса  $2\pi w[\omega/(2\pi)]$  для различных  $a$  (значения  $a$  показаны рядом с кривыми). Пиковая оптическая интенсивность  $I_0 = 40$  ГВт/см<sup>2</sup>, длительность лазерного импульса  $\tau_{FWHM} = 100$  фс.

Максимальная эффективность конверсии составляет около 0,2 % на 1 см длины структуры [7].

Таким образом, нами предложена и теоретически исследована схема генерации обращенного черенковского излучения в терагерцовом диапазоне частот ультракоротким лазерным импульсом, распространяющимся в сэндвич-структуре с нелинейной сердцевиной и обкладками из левосторонней среды. Предложенная схема обладает следующими преимуществами в сравнении со схемами с электронными пучками: 1) использование терагерцовых частот вместо микроволн увеличивает мощность излучения, 2) использование линейной фокусировки допускает скэйлинг генерируемой терагерцовой энергии путем повышения энергии оптического импульса накачки и одновременного увеличения длины световой линии, 3) генерируемый спектр может быть изменён в зависимости от толщины нелинейной сердцевины, 5) схема не предусматривает использования вакуума. Кроме того, подбор оптимальной формы метаматериальных призм позволяет вывести прямую и обращённую части черенковского излучения в разных (близких к перпендикулярным) направлениях.

Наша теория предсказывает относительно высокую амплитуду генерируемых терагерцовых полей ( $\sim 1-5$  кВ/см) для умеренной интенсивности импульса накачки ( $\sim 40$  ГВт/см<sup>2</sup>). Предлагаемая сэндвич-структура является наиболее реальной схемой для проверки фундаментальных особенностей черенковского излучения в левосторонних средах.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Веселаго //УФН. 1968. Т.10. С.509.
2. J. Lue, T.M. Grzegorzczuk, Y. Zhang, J., Jr. Pachebo, B.-I. Wu, and J.A. Kong //Opt. Express. 2003. V.11, No.7. P.723.
3. Y.O. Averkov and V.M. Makovenko //Phys. Rev. B. 2005. V.72. P.205110.
4. Z.U. Duan, B.-I. Wu, S. Xi, H.S. Chen, and M. Chen //Progress In Electromagnetic Research. 2009. V. PIER 90. P.75.
5. S.B. Bodrov, M.I. Bakunov, and M. Hangyo //J. Appl. Phys. 2008. V.104. P.093105.
6. S.B. Bodrov, A.N. Stepanov, M.I. Bakunov, B.V. Shishkin, I.E. Ilyakov, and R.A. Akhmedzhanov //Opt. Express. 2009. V.17, No.3. P.1871.
7. M.I. Bakunov, R.V. Mikhaylovskiy, S.B. Bodrov, and B.S. Luk'yanchuk //Opt. Express. 2010. V.18, No.2. P.1684.

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОМПЛЕКСНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ

О.Ю. Мороз, Е.Ю. Наквасина

ОАО НИИ "Феррит-Домен", Черниговская ул., 8, Санкт-Петербург, 196084, Россия  
[morozoy@mail.ru](mailto:morozoy@mail.ru)

Тонкопленочные радиопоглощающие материалы (РПМ) нового поколения предназначены для решения проблемы электромагнитной совместимости элементов сложных радиотехнических устройств, защиты компьютерных систем обработки информации от несанкционированного доступа, понижения уровня интенсивности облучения биологических объектов, снижения радиозаметности объектов военного и гражданского назначения [1]. РПМ представляют собой пленочные структуры на основе аморфного гидрогенизированного углерода с ферромагнитными наночастицами 3d-металлов, полученные методом магнетронного распыления [1]. Важным свойством РПМ является их гибкость и эластичность, позволяющая повторять контуры защищаемых объектов. Преимуществом РПМ перед традиционными материалами являются высокие поглощающие свойства, позволяющие создавать на основе тонкопленочных слоев РПМ конструкции радиопоглощающих покрытий - РПП (толщина пленки РПМ – до 4 мкм, толщина конструкции – до 4 мм) с поглощением мощности электромагнитного излучения более 10 дБ в сверхвысокочастотном диапазоне 1 – 300 ГГц [2].

Важнейшими параметрами, определяющими поглощающие свойства РПП, являются комплексные диэлектрическая и магнитная проницаемости слоев, входящих в состав РПП. Знание этих параметров позволит создать математическую модель для расчета РПП. При моделировании поведения поглощающих свойств РПП в зависимости от климатических условий необходимо знать температурные зависимости комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей слоев, входящих в его состав. Определение температурной зависимости комплексной диэлектрической проницаемости РПМ и являлось целью работы.

Исследования проводились на двух образцах РПМ на основе аморфного гидрогенизированного углерода с магнитными частицами никеля, синтезированных по различным технологическим режимам. Контролируемым параметром образцов РПМ была выбрана величина относительного изменения комплексной диэлектрической проницаемости, измеряемая в процессе климатических испытаний резонансным методом [3].

При проведении исследований применялся термокриостат. В качестве хладагента в термокриостате использовался жидкий азот в сосудах Дьюара.

Термокриостат состоит из следующих частей: терморегулятора, термокамеры и питателя.

При испытаниях на воздействие плавного изменения температуры среды в диапазоне температур от минус  $60^{\circ}\text{C}$  до  $+85^{\circ}\text{C}$  исследовалась температурная зависимость комплексной диэлектрической проницаемости относительно проницаемости при  $20^{\circ}\text{C}$  образцов РПМ по схеме, представленной на рис. 1. Измерения проводились резонансным методом с использованием резонатора отражательного типа, показанного на рис. 2.

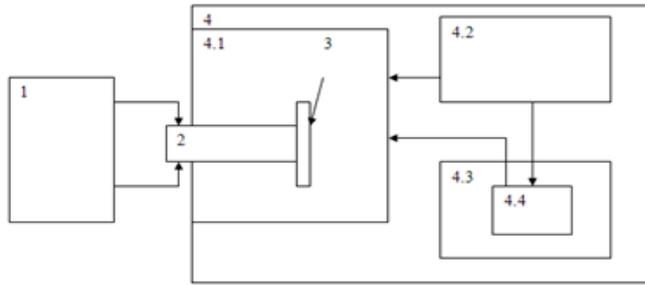


Рис. 1. Структурная схема измерительной установки для измерения температурной зависимости диэлектрической проницаемости: 1 – анализатор цепей ZVA-40; 2 – коаксиальный измерительный резонатор; 3 – измеряемый образец; 4 – термокриостат; 4.1 – термокамера термокриостата; 4.2 – терморегулятор термокриостата; 4.3 – сосуд Дьюара; 4.4 – питатель термокриостата.

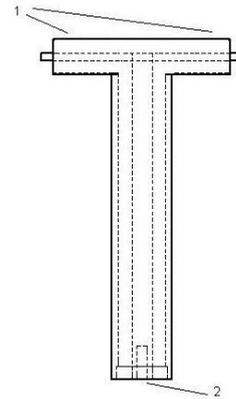


Рис. 2. Торцевой коаксиальный измерительный резонатор: 1 – входной и выходной СВЧ разъемы; 2 – открытый конец резонатора – место установки измеряемого образца РПМ.

Такой тип резонатора был выбран, чтобы входной и выходной СВЧ разъемы располагались снаружи термокамеры 4.1, а измерительный открытый конец коаксиального резонатора оказывался в центре термокамеры. При измерениях образец РПМ 3 фиксировался на открытом конце резонатора (в пучности электрического поля) с помощью упругого неметаллического прижима с малой диэлектрической проницаемостью. С помощью термокриостата 4 поддерживалась необходимая в процессе измерений РПМ температура. Величина требуемой температуры задавалась терморегулятором 4.2. При подключении резонатора к векторному анализатору цепей ZVA-40 были получены резонансные характеристики для нескольких случаев: без введения в резонатор образцов, с РПМ №1, с РПМ №2 (рис.3). При установке образцов РПМ в резонатор смещались его резонансные частоты (за это отвечает действительная часть диэлектрической проницаемости) и уменьшались добротности резонансов (мнимая часть диэлектрической проницаемости), что видно на рис. 4, на котором в увеличенном масштабе показан один из резонансов характеристики на частоте 4,22 ГГц.

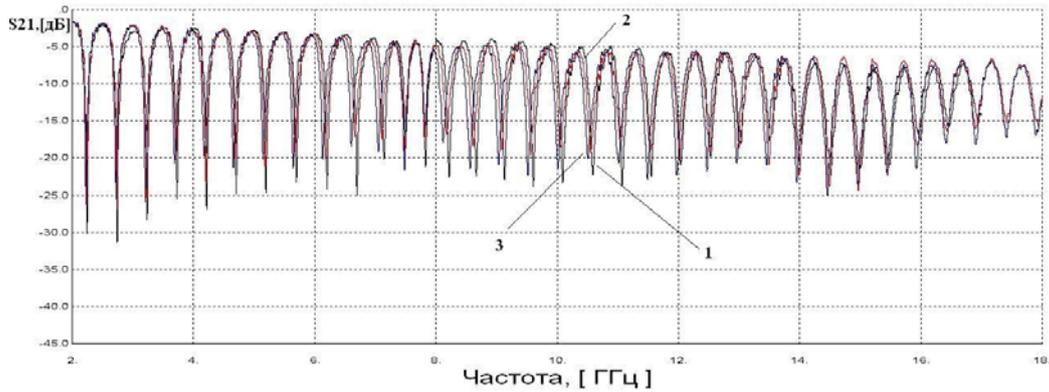


Рис.3. Характеристики передачи мощности СВЧ сигнала коаксиального резонатора: 1 – без образца; 2 – с образцом РПМ №1; 3 – с образцом РПМ №2.

Расчет относительной температурной зависимости действительной части диэлектрической проницаемости производился по формуле (1):

$$\delta\varepsilon_{i\delta i} = \frac{\varepsilon_n(t) - \varepsilon_n(20^\circ\text{C})}{\varepsilon_n(20^\circ\text{C})} \approx \left( \frac{f_n(t) - f_{n,0}(t) - f_n(20^\circ\text{C}) + f_{n,0}(20^\circ\text{C})}{f_n(20^\circ\text{C}) - f_{n,0}(20^\circ\text{C})} \right), \quad (1)$$

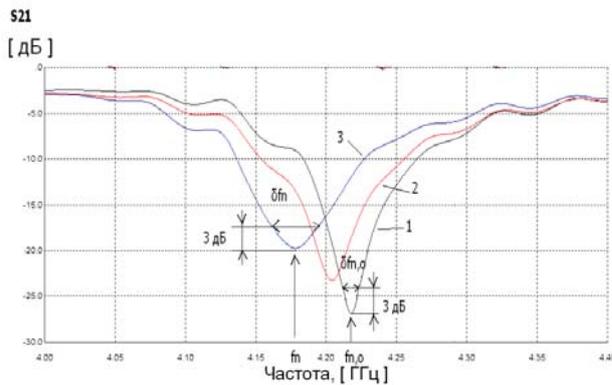


Рис.4. Фрагмент характеристики передачи СВЧ сигнала резонатора при комнатной температуре  $t = +20^\circ\text{C}$  на частоте 4,22 ГГц: 1 – без образца, 2 – с образцом РПМ №1; 3 – с образцом РПМ №2.

где  $\delta\varepsilon_{i\delta i}$  – относительное изменение диэлектрической проницаемости, % относительно диэлектрической проницаемости РПМ, измеренной при температуре  $20^\circ\text{C}$ ;  $f_n$  и  $\delta f_n$  – резонансная частота и полоса пропускания по уровню 3 dB  $n$ -го резонанса резонатора с установленным образцом РПМ;  $f_{n,0}$  и  $\delta f_{n,0}$  – резонансная частота и полоса пропускания по уровню 3 dB  $n$ -го резонанса резонатора без образца.

На основании полученных результатов измерений по формуле (1) были рассчитаны значения относительных изменений действительной части диэлектрической проницаемости.

На следующем этапе исследования образцы РПМ были подвергнуты серии резких перепадов температуры «тепло/холод».

Испытания образцов проводились по следующей схеме:

1. Образцы охлаждались до температуры минус  $196^\circ\text{C}$  в жидком азоте в течение 3 мин.

2. На 3 мин образцы помещались в камеру термостата при температуре 100°C.

3. Было проведено 15 циклов.

В результате проведенных исследований было установлено, что в частотном диапазоне 1-16 ГГц изменение величины действительной части диэлектрической проницаемости образцов РПМ при плавном изменении температур не превышает 6%. При испытаниях на воздействие циклического резкого изменения температур изменение величины действительной части диэлектрической проницаемости образцов РПМ находится в пределах 12%, при этом адгезионные свойства пленок РПМ сохранились. Результаты исследования температурной зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости будут приведены позже.

Предложенная в настоящей работе методика измерений диэлектрической проницаемости является простой и удобной в использовании, позволяет проводить быстрые относительные измерения комплексной диэлектрической проницаемости образцов РПМ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г.А. Николайчук, В.В. Петров, С.В. Яковлев, Л.В. Луцев. "Радиопоглощающие материалы на основе наноструктур" Нанотехника, №1 (17) 2009, с. 41-45.

2. Николайчук Г., Иванов В., Яковлев С. "Радиопоглощающие материалы на основе наноструктур" Электроника: Наука, Техника, Бизнес №1/2010. Москва, РИЦ «Техносфера», с. 92-95.

3. С.В. Яковлев, В.П. Иванов, Г.А. Николайчук "Измерение комплексной диэлектрической проницаемости тонкопленочных радиопоглощающих материалов в диапазоне частот от 300 МГц до 40 ГГц резонансным методом" XVII Международная конференция. Магнетизм, дальнее и ближнее спин-спиновое взаимодействие. Секция Международной конференции Электромагнитное поле и материалы в МЭИ (ТУ). Москва - Фирсановка, 20-22 ноября 2009, с.257-258.

## ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНО-ФАЗОВОГО СОСТОЯНИЯ НАНОМАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ОКСИГИДРОКСИДОВ АЛЮМИНИЯ НА ИХ СВОЙСТВА В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

В.И. Мухин<sup>1</sup>, М.Н. Есаулков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

<sup>2</sup>Московский государственный физико-технический институт

[ppvadin@rambler.ru](mailto:ppvadin@rambler.ru)

Настоящая работа является поисковой, целью которой является создание функциональных материалов и наноструктур для управления терагерцовым излучением. Исследовались изменения оптических свойств материалов на основе наноструктурированного оксигидроксида алюминия (НОА), а также ряда структурных и химических модификаций НОА: изменения избирательного поглощения, внутреннего и внешнего фотоэффекта, изменения коэффициента преломления и другие. Необходимая величина эффектов достигалась путем высаживания на поверхности НОА оптически активных веществ органического и неорганического происхождения, изменением структурно-фазового и химического состава НОА, введением нано- и микро- размерных частиц в свободный объем материала. На первом этапе работы был синтезирован НОА методом контролируемого окисления поверхности жидкометаллической фазы при температуре 25 – 30 °С в атмосфере влажного воздуха ( $\approx 80\%$ ) [1]. Полученные материалы обладают малой плотностью (0,02 – 0,05 г/см<sup>3</sup>), очень большую пористость  $> 99\%$ , и удельную поверхность в пределах 200 – 400 м<sup>2</sup>/г. В результате исследований установлено, что структуру материала образует трехмерная сетка аморфных нанопризм диаметром  $\approx 5$  нм, состоящих из оксидов  $Al_2O_3 \cdot nH_2O$ , где  $n = 1 - 3,7$ . Отжиг образцов не разрушает монолитность образцов НОА и сопровождается структурно-фазовыми превращениями и пропорциональным уменьшением размеров.

Структура полученного материала была исследована методом рентгеноструктурного и фазового анализа (РСФА) [2]. Было определено, что выращенные образцы обладают слабоупорядоченной супрамолекулярной структурой, которая характеризуется наличием широких слаборазличимых максимумов на дифрактограммах. Данная структура разрушается уже при температуре в 100 °С, в результате чего формируется аморфный оксид, который сохраняется до температур 650 – 900 °С. При этом максимумы на дифрактограммах становятся различимыми и появляется возможность выделения отдельных координационных сфер. При дальнейшем увеличении температуры отжига происходит сильное сужение пиков на дифрактограммах, что

свидетельствует о начале процесса кристаллизации аморфного оксида в гамма оксид алюминия, формирование которого полностью завершается при температурах 900 – 1000 °С. При этом значения положений максимумов, пересчитанные по формуле Вульфа-Брегга в межплоскостные расстояния совпадают со значениями  $d_{hkl}$  для гамма оксида алюминия, взятыми из базы данных рентгеноструктурного анализа: JCPDS – International Centre for Diffraction Data.

Было исследовано влияние модификации поверхности материала оксидом кремния на изменение структуры в процессе изохронного отжига. При этом все температуры фазовых переходов увеличились на 200 – 300 °С, что говорит о связи этих процессов с поверхностной диффузией молекул оксида алюминия, которая затрудняется наличием монослоя оксида кремния на поверхности фибрилл.

Для описания свойств НОА как пористой многокомпонентной среды в терагерцовом диапазоне частот применялась модель эффективной среды Максвелла-Гарнетта, которая связывает диэлектрические свойства отдельных компонент пористой системы с интегральными свойствами образца, и позволяет определить диэлектрическую проницаемость главной составляющей вещества – фибриллы НОА. Показана эволюция диэлектрической проницаемости фибрилл в результате отжига в диапазоне 100 – 1650 °С, связанная с изменением структурно-фазового состояния вещества. При отжиге образцов при температурах меньше 100 °С, действительная часть диэлектрической проницаемости понижается, что связано с постепенным уменьшением содержания воды в материале. Далее в диапазоне температур 100 – 900 °С ее значение остается постоянным. При температурах выше 900 °С наблюдается возрастание действительной части диэлектрической проницаемости, вызванное интенсивной кристаллизацией вещества и увеличением вклада рассеяния.

После комплексного исследования данного материала, были произведены теоретические расчеты, по результатам которых удалось создать прототип терагерцового волновода, обладающего высокой прозрачностью в данной области частот. Совершенствование методики создания подобных волноводов, а также создание устройств для управления терагерцовым излучением является перспективным направлением дальнейшей работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. П.Н. Мартынов, Р.Ш. Асхадуллин, А.Н. Ходан, П.А. Юдинцев Новые промышленные технологии, №4, с.48 – 52, 2008.
2. А.Ф. Скрышевский “Структурный анализ жидкостей и аморфных тел” М.: Высшая школа, 1980.

## СИНТЕЗ МЕТОДОМ ХИМИЧЕСКОГО ГАЗОФАЗНОГО ОСАЖДЕНИЯ И ИЗУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГРАФЕНА

П.С. Русаков<sup>1</sup>, М.Г. Рыбин<sup>2</sup>, И.И. Кондрашов<sup>1</sup>,  
А.С. Пожаров<sup>2</sup>, Е.Д. Образцова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119992,  
Москва

<sup>2</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, 119991  
Москва

[rusakov.ps@gmail.com](mailto:rusakov.ps@gmail.com)

Углерод является одним из самых интересных элементов в таблице Менделеева. Он образует много аллотропных форм. Макроразмерные формы известны с давних времен (алмаз, графит, карбин), а наноразмерные открыли 10-20 лет назад (фуллерены и нанотрубки). Для описания свойств этих материалов была создана и хорошо изучена теоретическая двумерная модель углерода – графен. Но его существование считалось невозможным до 2004 года, когда были получены первые экспериментальные образцы. Графен сразу же привлёк большое внимание учёных. Электроны в нём ведут себя как безмассовые релятивистские частицы, в результате чего наблюдается ряд весьма своеобразных свойств, например, аномальный квантовый эффект Холла.

Графен – плёнка толщиной в один атом углерода, где атомы соединены посредством  $sp^2$  связей в гексагональную двумерную кристаллическую решётку. Вопрос о получении образцов хорошего качества и размера остаётся пока нерешённым. Сейчас наиболее

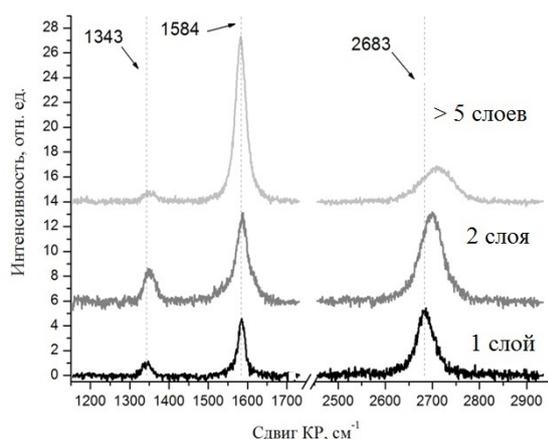


Рис.1. Спектр комбинационного рассеяния света в одно- двух- и многослойном графене.

распространены два основных метода синтеза. Во-первых, метод микромеханического откола от кристалла хорошо ориентированного пиролитического графита (HOPG) [1]. Метод заключается в отщеплении нескольких слоёв при помощи адгезионной ленты. При повторении операции можно получить монослой. Недостатком данной технологии является невозможность приготовления макроскопических образцов. Во-вторых, метод химического газофазного осаждения (CVD) [2]. Эта технология использовалась ранее для получения объёмного графита. Механизм образования графена состоит в осаждении атомов углерода из смеси метана и водорода на разогретую никелевую фольгу.

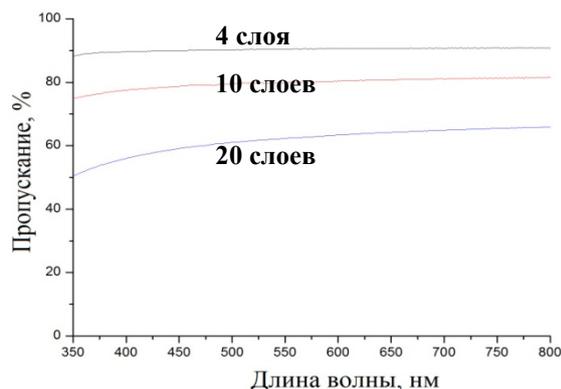


Рис. 2. Спектры оптического поглощения света.

В данной работе использовался именно второй метод. Принцип получения графеновой пленки заключается в пропускании высокого тока (более 60 А) через никелевую фольгу. Ток нагревает фольгу до 1000°C. Эксперимент проводится при давлении ниже 100 Торр в атмосфере водорода и метана. При высокой температуре метан разлагается на каталитической подложке на углерод и водород. Затем атомы углерода

диффундируют в никель, а при охлаждении выталкиваются кристаллической решёткой никеля на поверхность, формируя тонкую пленку.

После перенесения полученных плёнок с никеля на диоксид кремния произведены измерения спектров комбинационного рассеяния света (Рис. 1). Так как графен имеет характерный спектр двухфононного КР, то возможна его точная идентификация [3]. Также плёнки были перенесены на стекло для измерения оптического поглощения. Так как один слой графена поглощает 2.3% от интенсивности падающего излучения [4], то было рассчитано количество слоёв, содержащихся в подготовленных образцах (Рис. 2).

Графен еще не получают в промышленных масштабах, но уже разработано большое количество применений. В нано- и микроэлектронике - для изготовления транзисторов и микропроцессоров; в оптике – в качестве насыщающегося поглотителя, для получения режима самосинхронизации мод в твердотельных или волоконных лазерах. Графен также используется как основа для солнечных батарей с увеличенным КПД.

Авторы благодарны за поддержку работы в рамках проектов РФФИ – 10-02-00792 и 09-02-91076.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Novoselov K.S. et al., Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films, *Science* (2004), 306, 666.
2. Q. K. Yu et al., Graphene segregated on Ni surfaces and transferred to insulators, *Apl. Phys. Lett.* (2008), 93, 113103.
3. A. C. Ferrari et al., Raman Spectrum of Graphene and Graphene Layers, *Phys. Rev. Lett.* (2006), 97, 187401.
4. R. R. Nair et al. Fine Structure Constant Defines Visual Transparency of Graphene, *Science* (2008), 320, 1308.

## ДВУМЕРНАЯ ДИФРАКЦИЯ НА ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ, ИНДУЦИРОВАННОЙ В НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

А.К. Сухорукова<sup>1</sup>, А.П. Сухоруков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный геологоразведочный университет им. С. Орджоникидзе

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

В работе теоретически исследуется взаимодействие пучков мощной накачки и слабого сигнала в среде с отрицательным коэффициентом кубичной нелинейности и параболической ловушкой, удерживающей дифрагирующие волны в конечной области пространства. Такая ситуация может встретиться при распространении волн в бозе-эйнштейновском конденсате, помещенном в магнитную ловушку, и в градиентном волноводе. Поперечная неоднородность показателя преломления позволяет компенсировать дифракционное расплывание и создавать коллимированные пучки, своеобразные пространственные волноводы. Причем это относится как к гауссовым пучкам, так и сингулярным пучкам. Стабилизация пучка накачки создает одинаковые условия для взаимодействия сигнальной волны с накачкой через индуцированный канал на протяжении всей длины нелинейно-неоднородной среды. Таким образом, основная задача сводится к анализу дифракции на неоднородности с отрицательным профилем цилиндрической формы.

Рассмотрим, как и ранее [1], взаимодействие оптических пучков на частотах  $\omega_1$  (сигнал) и  $\omega_2$  (накачка) в неоднородной среде с керровской нелинейностью с помощью уравнений для медленно меняющихся амплитуд  $A_j$ :

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + i D_1 \Delta_{\perp} A_1 = -i(\varepsilon_{11} |A_1|^2 + \varepsilon_{12} |A_2|^2) A_1 - i U_{10} (b^2 - r^2) A_1, \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + i D_2 \Delta_{\perp} A_2 = -i(\varepsilon_{21} |A_1|^2 + \varepsilon_{22} |A_2|^2) A_2 - i U_{20} (b^2 - r^2) A_2, \quad (2)$$

На входе в среду задается гауссов пучок накачки  $A_2 = E_2 \exp(-r^2/a_2^2)$  и на расстоянии  $d$  сигнальный пучок, наклоненный под углом  $\theta$ :  $A_1 = E_1 \exp[-[(x-d)^2 + y^2]/a_1^2] \exp(-i\theta x)$ . При балансе дифракции и неоднородности ширина волноводного пучка накачки не меняется,  $a_w^4 = 4D_2/U_{20}$ .

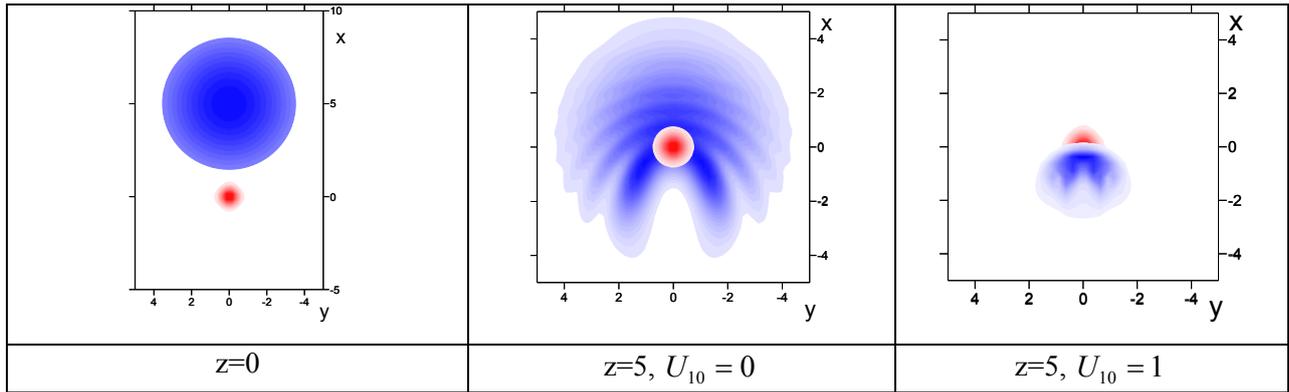


Рис. 1. Дифракция широкого сигнального пучка (синий) на индуцированной неоднородности (красный). Показано начальное расположение пучков (слева) и на выходе из среды в отсутствие ловушки (середина) и при ее наличии (справа).

Следует отметить, что на отрицательной нелинейности могут формироваться темные солитоны [2]. От отрицательной неоднородности сигнал может полностью отразиться, если его угол наклона меньше критической величины  $\theta_{cr} = \sqrt{\varepsilon_{12} / D_1}$  [3].

На рис. 1 показаны поперечные сечения оптического пучка на входе в нелинейно-неоднородную среду ( $z=0$ ) и на расстоянии  $z=5$  в отсутствие ( $U_{10} = 0$ ) и при наличии ловушки ( $U_{10} = 1$ ). Сравнение двух последних кадров показывает, что в градиентной среде происходит заметная фокусировка сигнального пучка. Хотя благодаря фокусировке в той же неоднородной среде формируется коллимированный пучок накачки.

Взаимодействие пучков можно также анализировать, изучая ход лучей с помощью уравнения для траектории в среде с индуцированной неоднородностью:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{a \varphi_1^2}{r^3} - \frac{\partial n_{in}(r, z)}{\partial r}, \quad \frac{d\varphi}{dz} = a \theta_1 / r^2, \quad n_{in} = -\varepsilon_{12} |A_2(r)|^2 - U_{10}(b^2 - r^2) \quad (3)$$

где  $\varphi_1$  – полярный угол наклона сигнального пучка в начальной точке траектории с координатой  $r = r_0$ ,  $a = \varphi_1 r_0$  – прицельный параметр (см. рис 2).

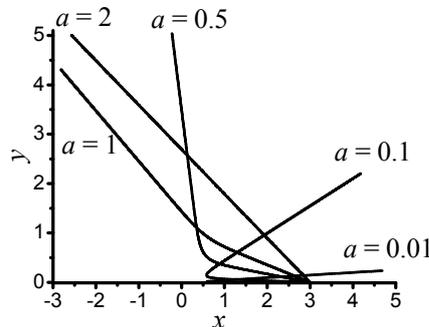


Рис. 2. Проекция траекторий лучей сигнального пучка на поперечную плоскость для различных значений прицельного параметра  $a = \varphi_1 r_0$  в однородной среде с  $U_{10} = 0$ .

Из (3) можно получить уравнение для центрального луча в плоскости  $\varphi_1 = 0$  в виде

$$\frac{dr}{dz} = \pm \sqrt{2n_{in}(r) - 2n_{in}(r_0) + \theta^2}. \quad (4)$$

Полагая в точке поворота  $dr/dz = 0$ , находим критический угол полного отражения

$$\theta_{cr} = \sqrt{2[\varepsilon_{12}|E_2^2(0) - U_1(0)]}, \quad (5)$$

В отсутствие фокусирующего потенциала  $U_{1,2}(x) = 0$  критический угол  $\theta_{cr} = \sqrt{2|\varepsilon_{12}|E_2^2}$ . Для лучей с наклоном  $\theta < \theta_{cr}$  пучок накачки становится непроницаемым экраном.

Таким образом, в бозе-эйнштейновском конденсате и градиентом волноводе происходит конкуренция между эффектами, вызванными наличием потенциальной ямы, и эффектами полного отражения от индуцированной пучком накачки дефокусирующей неоднородности, что влияет на индуцированную дифракцию.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ № 09-02-01028, 10-02-00796, 10-02-90010-Бел.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.К. Сухорукова, А.П. Сухоруков. Изв. РАН. Серия физ. 2009. Т. 73. С. 1662.
2. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал. Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам. М.: Физматлит. 2005.
3. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Изв. РАН. Серия физ. 2005. Т. 69. С. 1775.

## ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ

В.Ю. Тимошенко

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический  
факультет, 119992 Москва, Россия*

[timoshen@phys.msu.ru](mailto:timoshen@phys.msu.ru)

Рассматриваются линейные и нелинейные оптические свойства нанокompозитных материалов на основе нанокристаллов полупроводников, таких как кремний, фосфид галлия и диоксид титана, а также в фотонно-кристаллических структурах на их основе. Оптические свойства нанокompозитных материалов анализируются преимущественно в рамках модели эффективной среды в электростатическом приближении. Отдельно рассматриваются случаи отклонения от данного приближения. Приведены результаты экспериментального изучения процессов генерации оптических гармоник в однородных и квазипериодических фотонных средах на основе нанокompозитов. Исследуются эффекты локализации (замедления) света и их проявления в люминесценции и комбинационном рассеянии в фотонно-кристаллических структурах, а также в нанокompозитных средах с сильным рассеянием на неоднородностях показателя преломления.

## НЕМОНОТОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛОЖЕНИЯ СПЕКТРА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НАНОКРИСТАЛЛОВ СЕЛЕНИДА КАДМИЯ ОТ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДАЮЩЕГО СВЕТА

Г.И. Целиков<sup>1</sup>, С.Г. Дорофеев<sup>2</sup>, О.А. Шалыгина<sup>1</sup>, В.Ю. Тимошенко<sup>1</sup>  
<sup>1</sup>Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Физический  
факультет, Москва, Ленинские горы, д.1, стр.2, 119991  
<sup>2</sup>Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Химический  
факультет, Москва, д.1, стр.3, 119991  
[gleb@vega.phys.msu.ru](mailto:gleb@vega.phys.msu.ru)

В последнее время ведется интенсивное исследование полупроводниковых систем пониженной размерности. Изучение таких систем вызвано, с одной стороны, их применением в оптоэлектронных системах, с другой - такие исследования интересны с точки зрения фундаментальной науки ввиду обнаружения в низкоразмерных структурах новых физических свойств, отличных от известных свойств объемных полупроводников. Тем не менее, механизмы, ответственные за однородное и неоднородное уширение спектров фотолюминесценции (ФЛ) полупроводниковых нанокристаллов, изучены не до конца. Для ответа на эти вопросы нами было проведено исследование зависимости положения пика фотолюминесценции коллоидных нанокристаллов CdSe от энергии квантов лазерного возбуждения. Была обнаружена немонотонная зависимость положения максимума спектра ФЛ, которая объясняется распределением нанокристаллов по размерам.

На рис.1 представлены спектры поглощения и ФЛ коллоидного

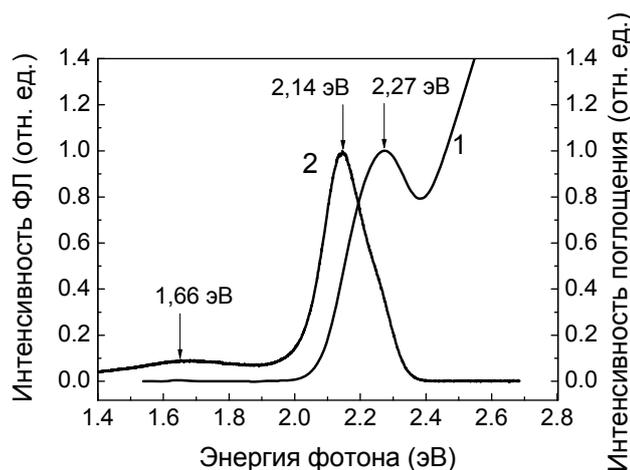


Рис. 1. Спектры поглощения (1) и ФЛ (2) коллоидного раствора КТ CdSe раствора квантовых точек (КТ) CdSe со средними размерами 3-4 нм.

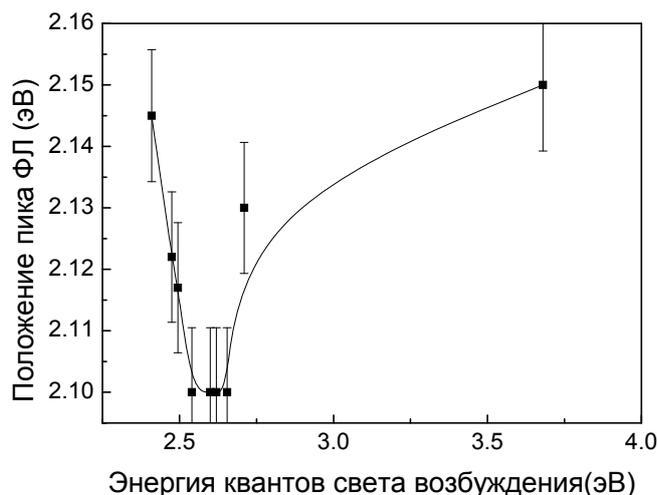


Рис. 2. Зависимость положения пика ФЛ коллоидного раствора КТ CdSe от энергии квантов возбуждающего света.

В спектре поглощения присутствует пик с максимумом при энергии 2,27 эВ, сдвинутый относительно ширины запрещённой зоны объемного CdSe на 0,5 эВ. Спектр ФЛ состоит из двух полос: экситонной и связанной с дефектами. Экситонный пик ФЛ смещен относительно пика поглощения (стоксов сдвиг). На рис.2 представлена зависимость положения спектра ФЛ раствора нанокристаллов CdSe от энергии лазерного возбуждения. Энергия возбуждения изменялась в диапазоне от 2,41 эВ до 3,68 эВ. Из рисунка видно, что указанная зависимость носит немонокотный характер. Объяснить данный эффект можно, учитывая распределение КТ по размеру. Дело в том, что в растворе присутствуют КТ разного размера, и при больших энергиях возбуждаются более мелкие КТ, что дает сдвиг спектра ФЛ в сторону больших энергий. Очевидно, что в крайних случаях достаточно широкого либо достаточно узкого распределении нанокристаллов по размерам эффект изменения положения максимума спектра ФЛ при изменении энергии квантов возбуждающего света будет слабо выражен. В то же время, в промежуточном случае может наблюдаться ярко выраженная зависимость положения спектра ФЛ от энергии квантов света возбуждения [1]. Важным фактором, определяющим обсуждаемую зависимость является немонокотный спектр коэффициента поглощения (см. Рис. 1). Нами было установлено, что немонокотная зависимость положения пика ФЛ от энергии возбуждающего света также имела место в случае ансамблей нанокристаллов CdSe в твердотельной матрице при комнатной и гелиевой температурах.

## ЛИТЕРАТУРА

1 P. A. M. Rodrigues, G. Tamulaitis, Peter Y. Yu, Subhash H. Risbud «Size selective photoluminescence excitation spectroscopy in CdSe nanocrystals». // Solid State Communications, vol. 94, No.8, pp.583-587 (1995).

## ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТИПА В ПРИМЕСНОМ ГРАФЕНЕ

Н.Н. Янюшкина<sup>1</sup>, М.Б. Белоненко<sup>2</sup>, Н.Г. Лебедев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Волгоградский государственный университет

<sup>2</sup>Волгоградский институт бизнеса, лаборатория нанотехнологий  
[yana\\_nn@inbox.ru](mailto:yana_nn@inbox.ru)

Изучение фазовых переходов представляет собой одну из парадигм современной фундаментальной физики. Отметим, что под фазовым переходом, в широком смысле, обычно понимается переход вещества из одной фазы в другую при изменении внешних условий – температуры, давления, магнитного и электрического полей и т.д., в то время, как под фазовым переходом в узком смысле, можно понимать - скачкообразное изменение физических свойств при непрерывном изменении внешних параметров. Так, в частности, одно из важнейших мест во всем многообразии фазовых переходов занимает неравновесный фазовый переход, обязанный своему появлению приложению внешних полей той или иной природы.

В работах [1,2] теоретически было показано, что в присутствии сильного электрического поля наблюдаются неравновесные фазовые переходы в электронном газе в полупроводниках с объемно центрированной кубической решеткой. Эффект проявляется в спонтанном возникновении поперечного поля  $E_y$ , играющего роль параметра порядка. При этом приложенное электрическое поле  $E_x$ , направленное вдоль оси симметрии кристалла является управляющим параметром. Необходимым условием существования поперечного поля, как показано в данных работах, является неаддитивность электронного спектра. Кроме того, спектр должен быть ограничен.

Все вышеперечисленные условия выполняются для графена с примесями и можно исследовать возможность существования фазовых переходов в графене с примесями, который рассматривается в рамках модели Андерсона, что должно проявляться в появлении поперечной компоненты  $E_x$  в присутствии поля  $E_y$ , которое и будет играть роль управляющего параметра.

Исследуем отклик графена на внешнее электрическое поле. Геометрия задачи представлена на рис.1.

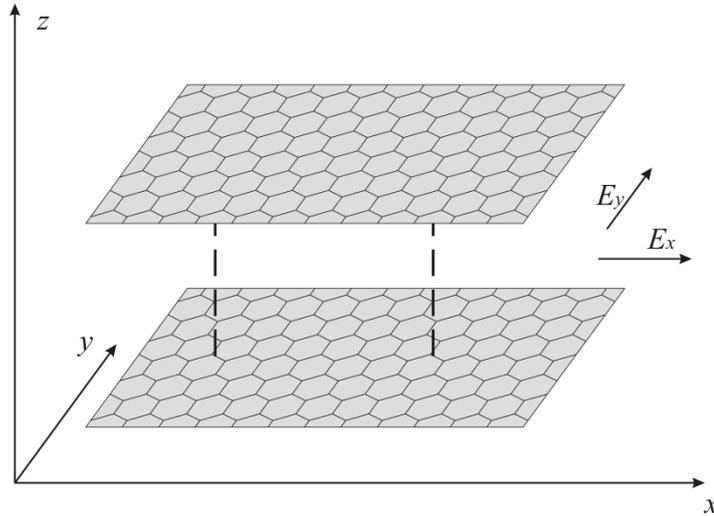


Рис. 1. Геометрия задачи.

Рассмотрим гамильтониан периодической модели Андерсона в виде удобном для рассмотрения электронного спектра в графене [3]:

$$\begin{aligned}
 H &= H_h + H_{im} + H_{hyb} \\
 H_h &= -\sum_{j\Delta\sigma} t_\Delta (a_{j\sigma}^+ b_{j+\Delta\sigma} + b_{j+\Delta\sigma}^+ a_{j\sigma}) + U \sum_j (a_{j\sigma}^+ a_{j\sigma} a_{j-\sigma}^+ a_{j-\sigma} + b_{j\sigma}^+ b_{j\sigma} b_{j-\sigma}^+ b_{j-\sigma}) \\
 H_{im} &= \sum_j (\varepsilon d_{j\sigma}^+ d_{j\sigma} + \varepsilon d_{j-\sigma}^+ d_{j-\sigma} + U_1 d_{j\sigma}^+ d_{j\sigma} d_{j-\sigma}^+ d_{j-\sigma}) \\
 H_{hyb} &= V \sum_{j\sigma} (a_{j\sigma}^+ d_{j\sigma} + d_{j\sigma}^+ a_{j\sigma})
 \end{aligned} \tag{1}$$

где  $a_{j\sigma}^+, a_{j\sigma}, b_{j\sigma}^+, b_{j\sigma}$  - операторы рождения, уничтожения электронов со спином  $\sigma$  на двух взаимодуальных подрешетках углерода, так, что электроны совершают лишь прыжки между подрешетками;  $t_\Delta$  - интеграл перескока между соседними узлами в подрешетках;  $U$  - константа кулоновского отталкивания электронов, оказавшихся на одном узле;  $d_{j\sigma}^+, d_{j\sigma}$  - операторы рождения, уничтожения примесных электронов с спином  $\sigma$ ;  $\varepsilon$  - уровень энергии примесей;  $U_1$  - константа кулоновского отталкивания электронов примеси;  $V$  - интеграл перекрытия между волновыми функциями электронов примеси и  $\pi$ - электронов углерода, образующих зоны.

Значения таких параметров как  $t_\Delta, U, U_1, V$  оценивались, например, при помощи квантово-химического полуэмпирического метода MNDO [4] из расчетов электронного строения углеродных структур:  $t_\Delta \approx 2$  eV,  $U \approx 12$  eV,  $U_1 \approx 12$  eV,  $V \approx 2$  eV.

Поскольку свойства модели, описываемой гамильтонианом Андерсона достаточно сложные, поэтому мы будем использовать следующее приближение:  $U \rightarrow \infty$  и считаем, что все средние значения пространственно однородны. Отметим, что приближение  $U \rightarrow \infty$  хорошо согласуется с квантово-механическими расчетами для графеноподобных структур. В этом приближении гамильтониан (1) можно записать в виде[5]:

$$H = \sum_{k\sigma} E_{\sigma}(k) C_{k\sigma}^{+} C_{k\sigma} \quad (2)$$

где  $C_{k\sigma}^{+}, C_{k\sigma}$  - операторы рождения, уничтожения элементарных возбуждений (с моментом  $k$  и спином  $\sigma$ ), а  $E_{\sigma}(k)$  – спектр, который согласно [5] может быть представлен:

$$E_{\sigma}(k) = \frac{1}{2} \left[ \varepsilon(k) + \varepsilon - n^{\sigma} + \sqrt{(-\varepsilon(k) + \varepsilon - n^{\sigma})^2 + 4(1 - n_{\sigma}^{im})|V|^2} \right] \quad (3)$$

где  $V$  - параметр гибридизации,  $\varepsilon(k)$  – спектр электронов графена, определяемый диагонализированным гамильтонианом  $H_h$ , а  $n^{\sigma}$  и  $n_{\sigma}^{im}$  - параметры, определяемые из условия устойчивости задачи.

С использованием метода «среднего электрона» было получено выражение для  $x$ -компоненты плотности тока  $j_x$ , которое позволило судить о спонтанном возникновении поперечного поля. В этом случае имеем дело с неравновесным переходом первого рода. Существование поперечной компоненты является, возможно, простым примером самоорганизации в примесном графене. Типичная зависимость  $j_x$  от величины представлена на рис.2.

Выявлено, что в примесном графене при приложении внешнего постоянного электрического поля возможно спонтанное появление электрического поля перпендикулярного приложенному. Данный эффект можно связать с неравновесностью электронной подсистемы графена. Выявлены характеристики спонтанного поля в зависимости от параметров задачи.

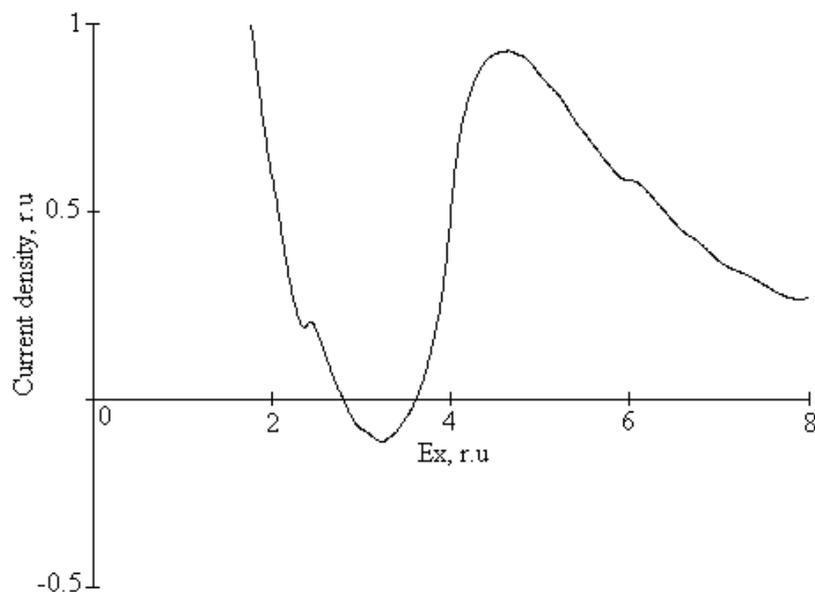


Рис.2. Зависимость плотности тока от поля  $E_x$ , когда поле  $E_y$  фиксировано ( $E_y=4.0$ ). Все величины в безразмерных единицах.

Отметим также, что наиболее сильно, как и следовало ожидать, минимальна величина приложенного поля  $E_y$ , при котором возникает поперечное электрическое поле, зависит от концентрации примесей, что можно связать с перестройкой электронного спектра графена в присутствии примесей.

Работа проведена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (проект № НК-16(3)), а также поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 08-02-00663).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г.М. Шмелев, Е.М. Эпштейн // ФТТ. 1992. Т. 34. С. 2565.
2. Е.М. Эпштейн, Г.М. Шмелев, И.И. Маглеванный // ФТТ. 1996. Т. 38. С. 3478.
3. T. Ohta, A. Bostwick, T. Seyller, K. Horn, E. Rotenberg // Science. 2006. V. 313. P. 951.
4. M.V. Belonenko, N.G. Lebedev, O.Yu. Tuzalina // Journal of Russian Laser Research. 2009. V. 30. P. 102.
5. Ю.А. Изюмов, Д.С. Алексеев // ФММ. 2004. Т. 97. С. 18.