

СЕКЦИЯ 7. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Экспериментальное изучение физических характеристик тонких металлических пленок при изменении их фазового состава	
<i>Ю.К. Алешин, А.Б. Васильев, А.А. Карабутов(мл), В.А. Сафонов, М.А. Чоба.....</i>	<i>3</i>
Распространение предельно коротких оптических импульсов в силициновых структурах	
<i>М.Б. Белоненко, Н.Н. Конобеева</i>	<i>7</i>
Дрожащее движение в тонких пленках топологических изоляторов в присутствии магнитного поля	
<i>М.Б. Белоненко, Н.Н. Яньюшкина, О.Ю. Тузалина</i>	<i>9</i>
Эффект сдвига спектра сигналов первичного и стимулированного фотонного эхав полупроводниковых пленках наноразмерной толщины	
<i>Н.С. Вашурин, И.И. Попов, С.И. Никитин, В.Т. Сидорова, С.А. Степанов, Н.И. Сушенцов, Р.В. Юсупов.....</i>	<i>13</i>
Отражение и поглощение электромагнитных волн магнитодиэлектриками	
<i>В.В. Войтко</i>	<i>15</i>
Численное моделирование рассеяния дециметровых электромагнитных волн взволнованной морской поверхностью	
<i>С.Э. Григас, Д.Ц. Литовченко, А.А. Скорынин.....</i>	<i>19</i>
Бозонный пик в передипированных манганитах $La_{1-x}Ca_xMnO_3$	
<i>Л.С. Кадыров, Е.А. Мотовилова, В.И. Торгашев, Е.С. Жукова, Б.П. Горшунов, Ф. Фишграбе, В. Мошняга, Т. Чжан, У. Прахт, С. Цанф, Р. Кремер, М. Дрессель....</i>	<i>23</i>
Диагностика крупномасштабных слоев графена с помощью терагерцового излучения	
<i>С.В. Лобанов, Б.П. Горшунов, К. Черветти, Л. Богани, М. Дрессель, Е.С. Жукова....</i>	<i>25</i>
Температурные особенности подавления микроволнами диэлектрической аномалии в сегнетоэлектрике триглицинсульфат	
<i>Г.И. Овчинникова, И.Ю. Полякова, А.В. Козарь.....</i>	<i>27</i>
Эволюция распространения предельнокороткого импульса в тройном слое нитрида бора-графена-нитрида бора	
<i>А.В. Пак, М.Б. Белоненко</i>	<i>31</i>
Лазерное охлаждение на квантовых точках	
<i>С.В. Петрушкин.....</i>	<i>35</i>

Светопоглощение, усиленное при помощи холестерического слоя <i>И.В. Тимофеев, В.Г. Архипкин, С.Я. Ветров, В.Я. Зырянов, Вей Ли.....</i>	<i>38</i>
Предельно короткий лазерный импульс в сверхрешетке с учетом неоднородности поля вдоль ее оси <i>Э.Г. Федоров, М.Б. Белоненко</i>	<i>42</i>
Взаимодействие электромагнитного излучения терагерцового диапазона с нелинейно-оптическими кристаллами $ZnGeP_2$ <i>С.В. Чучупал, Е.С. Жукова, О.Е. Породинков, Г.А. Командин, Ю.А. Шакир, А.И. Грибенюков</i>	<i>46</i>

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ИХ ФАЗОВОГО СОСТАВА

Ю.К. Алешин¹, А.Б. Васильев¹, А.А. Карабутов(мл)¹,
В.А. Сафонов², М.А. Чоба²

¹*Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова,*

²*Химический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова*

В начале 60-х годов XX века было начато активное изучение металлических сплавов, у которых отсутствовала кристаллическая структура [1,2,]. Металлы и сплавы с неупорядочным расположением атомов называются аморфными металлическими стеклами. Формирование аморфной структуры металлов и сплавов приводит к фундаментальным изменениям магнитных, электрических, механических, сверхпроводящих и других свойств. Термодинамически устойчивым твердым состоянием вещества при низких температурах является кристаллическое состояние. Однако в зависимости от свойств материала кристаллизация может потребовать больше или меньше времени – молекулы должны успеть при охлаждении вещества "выстроиться". Иногда это время бывает столь большим, что кристаллическое состояние практически не реализуется. Как правило аморфное состояние образуется при быстром охлаждении расплава. Например, расплавляя кристаллический кварц и затем быстро охлаждая расплав, получают аморфное кварцевое стекло. Однако иногда даже самое быстрое охлаждение недостаточно быстро для того, чтобы помешать образованию кристаллов. В природе аморфное состояние (например: опал, обсидиан, янтарь, смолы) встречается гораздо реже, чем кристаллическое. В аморфном состоянии могут находиться некоторые металлы и сплавы, а также полупроводники и полимеры. Структура веществ в аморфном состоянии характеризуется ближним порядком взаимодействия звеньев или сегментов макромолекул, быстро уменьшающимся по мере их удаления друг от друга.

Одним из основных преимуществ аморфных металлических сплавов является их очень высокая коррозионная стойкость [1], которая у некоторых аморфных металлических сплавов на несколько порядков выше, чем у лучших нержавеющих сталей. Во многих агрессивных средах (морской воде, кислотах) аморфные металлы вообще не подвергаются коррозии. Например, скорость коррозии аморфного сплава, в котором содержится железо, хром и никель, в растворе соляной кислоты, практически равна нулю, а скорость коррозии классического коррозионностойкого сплава железа, хрома и никеля, находящегося в поликристаллическом состоянии, в такой же среде составляет более 10 мм/год. Предполагается, что основная причина высокой коррозионной

стойкости аморфных сплавов заключается в отсутствии специфических дефектов кристаллической решетки — дислокаций и границ между зернами. Аморфные металлы обладают очень высокой твердостью и прочностью, в среднем металл в аморфном состоянии прочнее металла в кристаллическом состоянии в 5-7 раз. Так же металлические стекла обладают весьма высокой вязкостью. Для современных технологических процессов важно контролировать физическое состояние металлических поверхностных пленок, учитывая динамический характер изменения их структуры. Моделировать эти процессы достаточно сложно, так как уравнения состояния поверхности включают большое количество нелинейных членов, сильно изменяющих физические характеристики исследуемых образцов. Таким образом, приходим к практике сквозного по времени контроля за фазовым состоянием поверхности для уверенного технологического использования материала. Все вышесказанное приводит к следующей постановке задачи экспериментального изучения процессов перехода состояний поверхности металлических пленок: а/получить контролируемую по толщине и составу металлическую пленку аморфного состава на различных по составу металлических подложках; б/ экспериментально освоить методически четкое определение состояния пленки металла при различных методиках отжига. в/ провести экспериментальное изучение физических характеристик аморфных и поликристаллических пленок и определить величины, определяющие их фазовое состояние; г/ предложить и экспериментально отработать методику определения фазового состояния пленок неразрушающими методами.

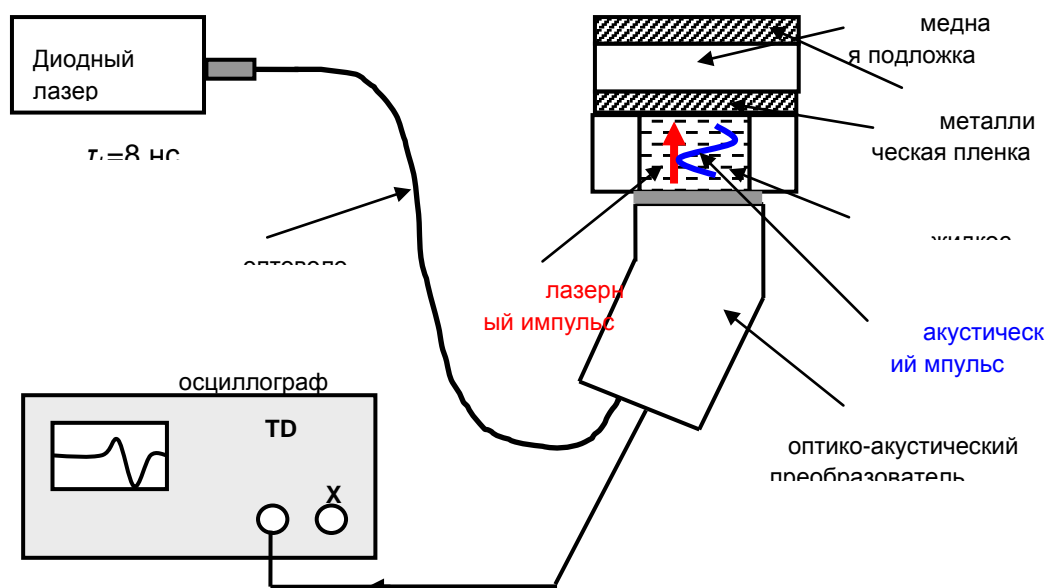


Рис. 1. Схема установки оптико-акустического метода.

Для электроосаждения хромовых осадков используется трехвалентный хром. Использование соединений, которые содержат ионы Cr(III) – это обусловлено высокой требовательностью экологов к обезвреживанию стоков гальванических производств. Заменить трехвалентным хромом использовавшийся ранее шестивалентный хром, оказалось трудной задачей из-за прочности аквакомплексов Cr(III). Применение полидентальных лигандов, активно вытесняющих воду из внутренней координационной сферы аквакомплексов хрома и обеспечивающих более высокую скорость внутрисферного переноса электронов за счет протяженных π -связей, позволило разработать сульфатно-оксалатные растворы. При использовании кислых, концентрированных по Cr(III) растворов на электроде возникают аморфные структуры.

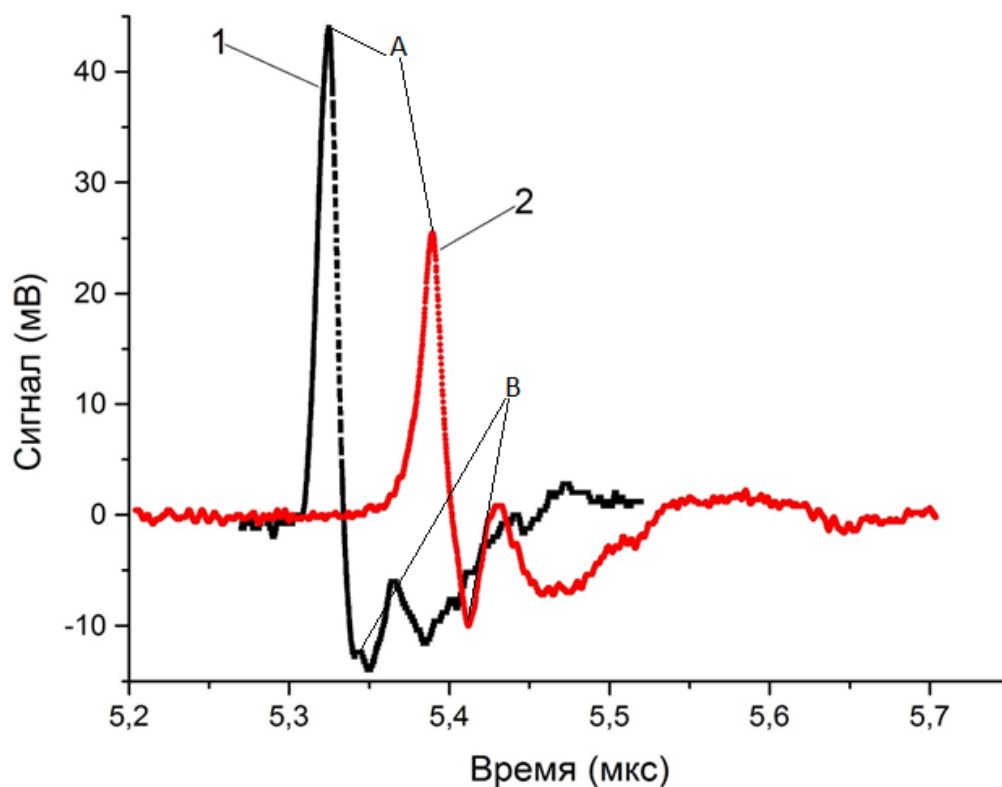


Рис. 2. Оптико-акустический отклик (1) – от аморфной пленки Cr—C, (2) – от поликристаллической пленки Cr—C.

Оптико-акустический метод основан на возбуждении ультразвука с помощью импульсного лазерного излучения. При использовании коротких лазерных импульсов в твердом теле могут возбуждаться частоты акустических волн в диапазоне от десятков кГц до 10^{11} Гц [3], что позволяет исследовать слои толщиной до десятков нанометров. Также этот метод является не разрушающим методом исследования тонких пленок. Акустические волны достаточно слабо затухают с расстоянием, что

позволяет их использовать для исследования неоднородностей на больших глубинах.

По измеренным данным, при учете постоянства толщины пленки, определены времена, за которое сигнал проходит через аморфную и поликристаллическую пленку Cr—C и скорость распространения сигнала.

1 – Аморфная пленка: $t = 15$ нс, $V = 4 \cdot 10^3$ м/с.

2 – Поликристаллическая пленка: $t = 10$ нс, $V = 6 \cdot 10^3$ м/с.

Полученные показатели времени отклика и соответственно скорости подтверждают наличие различий физических характеристик в аморфной и поликристаллической структуре вещества.

Выводы:

1. Разработана методика электрохимического нанесения и получены покрытия Cr (III) в виде тонких аморфных металлических пленок на поверхности медной подложки разной толщины. Применение трехвалентного хрома обусловлено экологическими и технологическими преимуществами.
2. Определены условия перехода для данных покрытий из аморфного состояния в поликристаллическое при нагреве. При отжиге 500 °C получен не полный переход в поликристаллическое состояние. При следующем значении температуры отжига 800 °C осуществлен полностью переход в поликристаллическое состояние.
3. Проведены эксперименты по определению скорости акустического сигнала с помощью оптоакустического метода. Получены результаты, позволяющие предложить эту методику для изучения процессов перехода состояний поверхности металлических пленок хрома на медной подложке. Это позволяет предложить данную методику для контроля за так называемым “старением” поверхностной пленки.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. В. Золотухин. «Аморфные металлические сплавы.» - 1997.
2. В. Э. Гусев, А. А. Карабутов. «Лазерная оптоакустика» - Москва. Наука, 1991.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В СИЛИЦЕНОВЫХ СТРУКТУРАХ

М.Б. Белоненко¹, Н.Н. Конобеева²

¹*Волгоградский институт бизнеса*

²*Волгоградский государственный университет*
mbelonenko@yandex.ru

Экспериментальные работы по получению двумерных кристаллов, которые продемонстрировали давно ожидаемые особенности в поведении низкоразмерных систем, вызвали огромный всплеск научно-исследовательской деятельности в этом направлении. Одним из примеров подобной структуры является графен, который удалось получить в 2004 году группой Гейма-Новоселова. Графен обладает уникальными электрофизическими свойствами, что и привлекает к нему большое внимание ученых всего мира, ведущих свои исследования в теоретической и практической областях современной опто-, микро-, СВЧ- и наноэлектроники [1, 2].

Вместе с тем отсутствие запрещенной зоны в чистом графене вынуждает исследователей изучать его различные модификации. Так, стоит отметить, довольно слабое спин-орбитальное взаимодействие графена, которое не позволяет рассматривать вопросы, связанные с динамикой электронов, которые принадлежат различным спиновым долинам. Такая связь электронов, отличающихся различной проекцией спина является определяющей для устройств спинтроники. Хотя в образцах графена на подложке никеля и удалось существенно увеличить величину спин-орбитального взаимодействия [3] это было признано недостаточным и внимание исследователей переключилось на другие графеноподобные двумерные кристаллы с более сильным спин-орбитальным взаимодействием. Таким материалом, например, является силицен, представляющий собой монослой атомов кремния в гексагональной решетке [4, 5]. Одним из интересных предсказаний для силицена является возникновение запрещенной зоны, что привело бы к переходу между топологическим изолятором и зонным изолятором. К тому же нельзя оставить без внимания тот факт, что кремний все еще остается базовым элементом для устройств современной микроэлектроники.

Опираясь на вышеизложенные обстоятельства, представляется достаточно важным и актуальным исследовать взаимодействие предельно-коротких оптических импульсов с силицином.

В ходе настоящей работы изучены свойства силицена, образующий двумерную гексагональную структуру, а также кремниевых нанотрубок, представляющих собой свернутый в цилиндр силицен. Рассмотрено волновое уравнение для электромагнитного поля, распространяющегося в

данных структурах. Проанализирована зависимость формы импульсов от параметров задачи.

В ходе работы также изучалось влияние внешнего электрического поля, приложенного к системе кремниевых нанотрубок. Получено волновое уравнение для электромагнитного поля, распространяющегося в силициновых нанотрубках. Построена зависимость формы импульсов от величины прикладываемого в направлении оси z (вдоль оси кремниевых нанотрубок) электрического поля (рис).

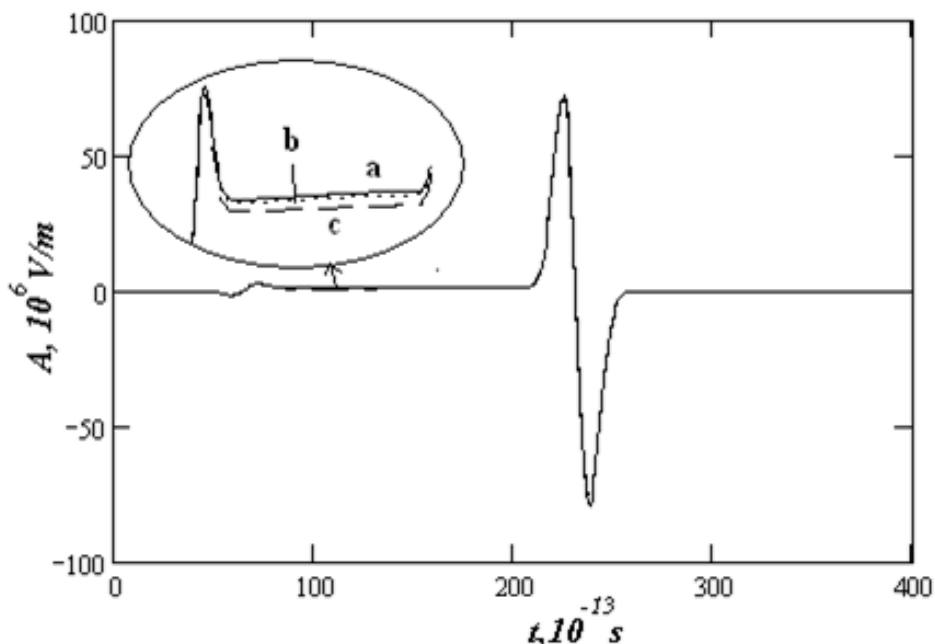


Рис.1 Зависимость вектор-потенциала от времени для разных значений внешнего поля: а) $E_z=0.5$; б) $E_z=1.5$; в) $E_z=5.0$.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 12-02-31654).

ЛИТЕРАТУРА

1. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, A. A. Firsov // *Science*. 2004. V. 306. P. 666.
2. K. S. Novoselov, D. Jiang, F. Schedin, T. J. Booth, V. V. Khotkevich, S. V. Morozov, and A. K. Geim // *Proc. Natl Acad. Sci. USA*. 2005. V. 102. P. 10451.
3. Н.Н. Янюшкина, М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев // *Оптика и спектроскопия*. 2012. Т. 112. С. 521.
4. B. Aufray, A. Kara, H. Oughaddou, C. Léandri, B. Ealet, G. Lay // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 96. P. 183102.
5. P. Padova, C. Quaresima, C. Ottaviani, P. Sheverdyaeva, P. Moras, C. Carbone, D. Topwal, B. Olivieri, A. Kara, H. Oughaddou, B. Aufray, G. Lay // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 96. P. 261905.

ДРОЖАЩЕЕ ДВИЖЕНИЕ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРОВ В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

М.Б. Белоненко^{1,2}, Н.Н. Янющкина³, О.Ю. Тузалина⁴

¹ Волгоградский институт бизнеса

² EntropiqueInc.

³ Волгоградский государственный университет

⁴ Волгоградский государственный аграрный университет

³e-mail: yana_nn@inbox.ru

1. Основные уравнения

Гамильтониан тонкой пленки топологического изолятора в присутствии магнитного поля с вектором напряженности $h_z(t)$ направленным вдоль оси z есть [1,2]:

$$H = (p_x^2 + p_y^2) / 2m + v(p_x \sigma_y - p_y \sigma_x) + 2\mu h_z(t) \sigma_z, \quad (1)$$

где p_x, p_y - компоненты импульса электрона, m - эффективная масса электрона, $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ - спиновые матрицы, v - скорость ферми, μ - магнетон. Типичные значения параметров гамильтониана (для Bi_2Te_3) есть [1,2]: $m \approx 35 \text{ эВ}^{-1} \text{ \AA}^{-2}$, $v_f \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ эВ \AA}$.

Записывая уравнения движения [2]:

$$\begin{aligned} i\dot{\hat{x}} &= [\hat{H}, \hat{x}] \\ i\dot{\hat{p}}_x &= [\hat{H}, \hat{p}_x], \\ i\dot{\hat{\sigma}}_j &= [\hat{H}, \hat{\sigma}_j] \end{aligned} \quad (2)$$

где $\hat{\sigma}_j$ - матрицы Паули, $j=x, y, z$, легко получить что:

$$\begin{aligned} i\dot{\hat{x}} &= -im^{-1}\hbar\hat{p}_x - i v \hbar \hat{\sigma}_y \\ i\dot{\hat{p}}_x &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

Из уравнений (3) следует:

$$\begin{aligned} \dot{\hat{x}} &= -i\hbar \int (m^{-1} p_x(t) + v \sigma_y(t)) dt \\ \dot{\hat{p}}_x &= \dot{\hat{p}}_{x0} \\ \dot{\hat{p}}_y &= \dot{\hat{p}}_{y0} \end{aligned}, \quad (4)$$

где $\hat{p}_{x0}, \hat{p}_{y0}$ - операторы в момент времени $t=0$.

В свою очередь, из уравнений движения на спиновые матрицы получим, что:

$$\begin{aligned} \dot{\hat{\sigma}}_x &= -2v\hat{p}_x\hat{\sigma}_z + 2\mu h_z\hat{\sigma}_y \\ \dot{\hat{\sigma}}_y &= -2v\hat{p}_y\hat{\sigma}_z - 2\mu h_z\hat{\sigma}_x \\ \dot{\hat{\sigma}}_z &= 2v\hat{p}_y\hat{\sigma}_y + 2v\hat{p}_x\hat{\sigma}_x \end{aligned} \quad (5)$$

Систему уравнений (5) для операторов спиновых матриц будем решать в ВКБ приближении [3,4] полагая, что $\left| \frac{1}{h(t)} \frac{dh(t)}{dt} \right| \ll \omega_0$, где ω_0 в отсутствие внешнего поля определяется как:

$$\omega_0^2 = v^2 (p_{x0}^2 + p_{y0}^2),$$

причем p_{x0} , p_{y0} -значения импульса электрона в начальный момент времени. Поскольку в начальный момент времени присутствует не состояние с определенным значением импульса, а волновой пакет, в котором импульс изменяется непрерывным образом. Для определения частоты ω_0 можно взять минимальные значения импульса в пакете. Проведенные оценки показывают, что величина ω_0 имеет порядок $10^{13} - 10^{14}$ Гц, и таким образом предлагаемый подход можно использовать вплоть до оптического диапазона внешнего электромагнитного поля. Решение уравнений (5) в ВКБ приближении для $\hat{\sigma}_y$ дает следующее выражение:

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_y(t) = & \hat{\sigma}_{x0} \left(\frac{4v_f^2 p_x p_y}{\omega^2} (1 - \cos(\omega t)) - \frac{2h_z}{\omega} \sin(\omega t) \right) + \hat{\sigma}_{y0} (\cos(\omega t) - \\ & - \frac{4v_f^2 p_x^2}{\omega^2} (1 - \cos(\omega t))) + \hat{\sigma}_{z0} \left(\frac{4v_f p_x h_z}{\omega^2} (1 - \cos(\omega t)) - \frac{2v_f p_y}{\omega} \sin(\omega t) \right) \quad (6) \\ \omega = & 2(h_z^2 + v_f^2 (p_x^2 + p_y^2))^{1/2} \end{aligned}$$

В этом случае оператор скорости (который просто пропорционален оператору тока) записывается как:

$$\begin{aligned} \hat{x} = & \hat{I}(-m^{-1} \hbar p_x(t)) + \begin{pmatrix} 0 & f(t) \\ f(t) & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -ig(t) \\ ig(t) & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} k(t) & 0 \\ 0 & -k(t) \end{pmatrix}, \\ f(t) = & \frac{4v_f^2 p_x p_y}{\omega^2} (1 - \cos(\omega t)) - \frac{2h_z}{\omega} \sin(\omega t), \quad (7) \\ g(t) = & \cos(\omega t) - \frac{4v_f^2 p_x^2}{\omega^2} (1 - \cos(\omega t)), \\ k(t) = & \left(\frac{4v_f p_x h_z}{\omega^2} (1 - \cos(\omega t)) - \frac{2v_f p_y}{\omega} \sin(\omega t) \right). \end{aligned}$$

Далее, усредним выражение для оператора скорости (тока) по начальной волновой функции в импульсном представлении:

$$\Psi(\vec{p}, 0) = C \begin{pmatrix} 1/2 \\ 1/2 \end{pmatrix} \exp(-(p_x - p_{x0})^2 / \delta p_x^2) \exp(-(p_y - p_{y0})^2 / \delta p_y^2). \quad (8)$$

В (8) δp_x и δp_y связаны с размерами области локализации электрона в координатном представлении посредством соотношений неопределенности Гейзенберга.

Тогда получаем для среднего значения оператора тока:

$$\bar{j}(t) = \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \Psi^*(\vec{p}, 0) \hat{x}(t) \Psi(\vec{p}, 0) dp_x dp_y = |C|^2 \int_{-\Delta_x}^{\Delta_x} \int_{-\Delta_y}^{\Delta_y} \exp\left(-\frac{(p_x - p_{x0})^2}{\delta p_x^2} - \frac{(p_y - p_{y0})^2}{\delta p_y^2}\right) \left\{ -m^{-1} \hbar p_x + \frac{v_f \hbar}{2} f(t) \right\} dp_x dp_y \quad (9)$$

и среднего значения оператора координаты:

$$\bar{x}(t) = \int_0^t \bar{j}(t) dt. \quad (10)$$

2. Результаты и выводы

При рассмотрении эволюция среднего значения оператора тока в отсутствии магнитного поля видно, что в тонкой пленке топологического изолятора имеет место эффект ЗВ, что было показано в работе [5,6].

Зададим магнитное поле в «ступенчатом» виде:

$$h_z = \begin{cases} 0, & t \in \left[0, \frac{T}{4}\right) \cup \left(\frac{3T}{4}; T\right] \\ 1, & t \in \left[\frac{T}{4}; \frac{3T}{4}\right] \end{cases}, \quad (11)$$

где $[0, T]$ – рассматриваемый временной интервал, h_z – выражено в относительных единицах. Временная эволюция электрического тока в случае, когда на топологический изолятор действует магнитное поле вида (11), представлена на рисунке 1.

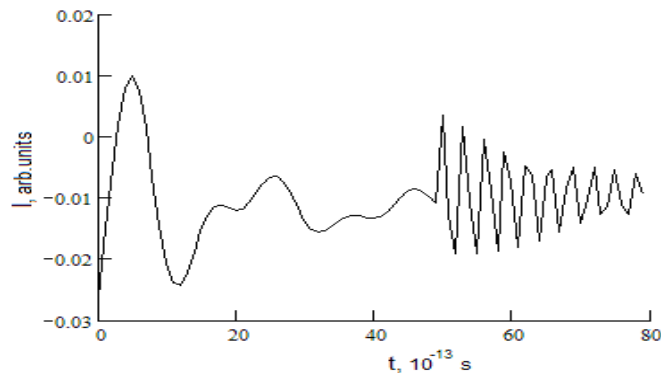


Рис. 1. Зависимость электрического тока от времени в присутствии магнитного поля.

Видно, что с увеличением времени эффект дрожания возрастает, это можно связать с переходным процессом в ходе которого происходит эволюция электронного волнового пакета.

Выберем далее магнитное поле в виде барьера (одиночной «ступеньки»):

$$h_z = \begin{cases} 1, & t \in \left[0, \frac{T}{2}\right] \\ 0, & t \in \left[\frac{T}{2}; T\right], \end{cases} \quad (12)$$

Временная эволюция электрического тока в этом случае изображена на рисунке 2.

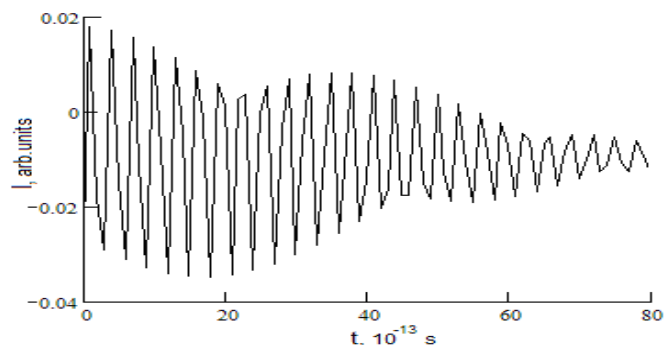


Рис. 2. Зависимость электрического тока от времени в присутствии магнитного поля в виде барьера.

Из полученной зависимости можно сделать вывод, что при помощи магнитного поля можно управлять движением волнового электронного пакета, изменяя индуцируемый ток в достаточно широких пределах. Отметим, что колебания тока происходят, как показали оценки, сделанные выше, с терагерцевой частотой, что важно для практических приложений. Это может найти применение в спинтронике и электрооптических устройствах. Рассмотренный нами выше эффект относился к динамике волнового пакета одного электрона. Таким образом, показана принципиальная возможность управления волновыми пакетами отдельных электронов при помощи магнитного поля. Все это может найти применение, как в оптике, так и устройствах сопряжения оптических линий связи с электронными компонентами.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 11-02-97054-р_поволжье_a).

ЛИТЕРАТУРА.

1. K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, M.I. Katsnelson, I.V. Grigorieva, A.A. Firsov. *Nature*, **438**, 197 (2005).
2. W. Zaeadzki, T. Rusin. *Phys. Let. A.*, **374** (34), 3533 (2010).
3. 1 S. Basak, H. Lin, L.A. Wray, S.-Y. Xu, L. Fu, M.Z. Hasan, A. Bansil. *Energy*, **84**, 4 (2011).
4. 2 Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. «Квантовая механика (нерелятивистская теория)». М.:Физматлит, 2001.
5. 3 В.Л. Покровский. *Квазиклассическое приближение*. М.: СЭ, 1990.
6. 4 L.K. Shi, K. Chang. arXiv:1109.4771v4 (2011).

ЭФФЕКТ СДВИГА СПЕКТРА СИГНАЛОВ ПЕРВИЧНОГО И СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХАВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ НАНОРАЗМЕРНОЙ ТОЛЩИНЫ

Н.С. Вашурин^{1,3}, И.И. Попов^{1,3}, С.И. Никитин²,
В.Т. Сидорова³, С.А. Степанов³, Н.И. Сушенцов¹, Р.В. Юсупов²

¹Поволжский государственный технологический университет

²Казанский федеральный (государственный) университет

³Марийский государственный университет

popov@volgatech.net

В данной работе обсуждаются результаты исследований [1, 2] тонких полупроводниковых пленок ZnO, Si⁺, Si⁻ методом когерентной спектроскопии. Данные пленки были получены вакуумным магнетронным распылением, как показано в работе [3], при подобном получении пленок образуются как рентгеноаморфные, так и поликристаллические (поликластерные) системы (с различной степенью текстурированности) из-за формирования их в условиях потери морфологической устойчивости плоских поверхностей (гранных форм роста) [4]. Пространство между кристаллитами заполнено рентгеноаморфной фазой. На границе раздела фаз в плёнках ZnO существует возможность достижения высоких концентраций собственных дефектов: кислородных вакансий и междоузельных атомов цинка, формирующий потенциальный барьер.

На базе центра коллективного пользования Казанского Федерального Университета были проведены оптические исследования спектров сигналов первичного [5] и стимулированного фотонного эха этих пленок. На рис. 1 приведены диаграммы спектров возбуждающего лазерного излучения и регистрируемых эхо-сигналов.

Из рисунка следует, что в номинальном режиме возбуждения эхо-сигналов наблюдается синий сдвиг спектра как первичного фотонного эха, так и стимулированного эха. Причем этот сдвиг наблюдается в пределах ширины спектра возбуждающего лазерного излучения. При интенсивности возбуждающих импульсов с импульсной площадью, значительно превышающей значение π , наблюдается выход спектра сигналов, регистрируемых в направлении сигналов фотонного эха, за пределы спектральной линии лазерного излучения как в сторону высоких, так и в сторону низких частот. При этом в несколько раз возрастала интенсивность регистрируемого сигнала. Это объясняется режимом фазовой самомодуляции эхо-сигнала. Сдвиг спектра эхо-сигналов обязан двум причинам. Во-первых, он объясняется эффектом Аутлера-Таунса, в котором под действием приложенного нерезонансного, но мощного, лазерного импульса наблюдается расщепление квантовых резонансных уровней, в результате которого происходит сдвиг уровня резонансно-квантового перехода. Во-вторых, из-за пересечения под острым углом двух

импульсных лазерных пучков со сферическими фронтами происходит искривление фазовой решетки поляризации, на которой рассеивается возбуждающий импульс. При увеличении расстояния, проходящего вторым возбуждающим импульсом, изменяется кривизна его волнового фронта после фокусирующей линзы и, соответственно, искажение фазовой решетки поляризации, приводящее к изменению вклада в сдвиг спектра эхо-сигналов.

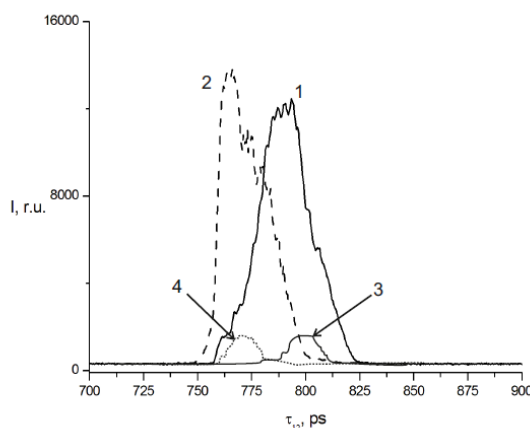


Рис.1 Диаграммы спектров возбуждающего лазерного излучения (1) и регистрируемых эхо-сигналов: при времени $\tau_{12} = -30$ фс (3), $\tau_{12} = 30$ фс (4), и интенсивном возбуждении, при котором регистрируемый эхо-сигнал выходит за пределы частот возбуждающего излучения (2).

Работа поддержана грантом РФФИ №12-02-00736а и Единый заказ-нарядом Минобрнауки для Марийского государственного университета на 2012-2014 годы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вашурин Н.С., Попов И. И. , Путилин С. Э. , Сушенцов Н. И. , Степанов С. А. // Материалы Шестой международной научной школы «Наука и инновации – 2011» / Под ред. И.И. Попова и др. Йошкар-Ола: МарГУ. 2011. С. 58.
2. Попов И. И., Вашурин Н.С., Газизов К. Ш., Путилин С. Э., Степанов С. А., Сушенцов Н. И., Сидорова В. Т. // Известия РАН.Серия физическая. 2012.Т. 76. № 3. С. 322.
3. Белянин А.Ф., Самойлович М.И. “Наноматериалы. Тонкие пленки как наноструктурированные системы”. М.: Техномаш, 2008. 254 с.
4. Чернов А.А. // Кристаллография. 1971. Т. 16. Вып. 4. С. 842 – 863.
5. Н.С. Вашурин, И.И. Попов, С.Э. Путилин, В.Т. Сидорова, С.А. Степанов, Н.И. Сушенцов // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики, 2013. №1 (83). С. 65.

ОТРАЖЕНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН МАГНИТОДИЭЛЕКТРИКАМИ

В.В. Войтко

ОАО Ракетно-космическая корпорация Энергия имени С.П. Королёва
VladimirVoytko@yandex.ru

При падении электромагнитной волны на поверхность плоского слоя магнитодиэлектрика одновременно имеют место несколько процессов преобразования энергии падающей волны – отражение от поверхности слоя и преломление на ней, поглощение в магнитодиэлектрике и рассеяние на ферромагнитных частицах. Определим соотношение диэлектрической и магнитной проницаемостей магнитодиэлектрика, обеспечивающее минимум отражения волны от его поверхности.

При падении электромагнитной волны на границу двух сред 1 и 2 с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 , а так же магнитными проницаемостями μ_1 и μ_2 соответственно, тангенциальные составляющие векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} не испытывают разрыва на границе раздела двух сред. В случае, если волна падает нормально к ней, векторы $\mathbf{E}_{\text{пад}}$, $\mathbf{E}_{\text{отр}}$, $\mathbf{E}_{\text{пр}}$ и $\mathbf{H}_{\text{пад}}$, $\mathbf{H}_{\text{отр}}$, $\mathbf{H}_{\text{пр}}$ (соответственно для падающей, отраженной и преломленной волн) не имеют нормальной составляющей. Между собой они связаны следующими соотношениями:

$$E_{\text{пад}} + E_{\text{отр}} = E_{\text{пр}}, \quad (1)$$

$$H_{\text{пад}} - H_{\text{отр}} = H_{\text{пр}}, \quad (2)$$

После преобразований получим

$$k_{\text{отр}} = \frac{E_{\text{отр}}}{E_{\text{пад}}} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}, \quad (3)$$

где

$$Z_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_0}{\mu_1 \mu_0}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}, \quad (4)$$

$$Z_2 = \sqrt{\frac{\epsilon_2 \epsilon_0}{\mu_2 \mu_0}}. \quad (5)$$

Таким образом, для исключения отражения нормально падающих электромагнитных волн от поверхности магнитодиэлектрика его волновое сопротивление должно быть в точности равно волновому сопротивлению воздуха [1], а это, в свою очередь, накладывает ограничение на относительные диэлектрическую ϵ_2 и магнитную μ_2 проницаемости магнитодиэлектрика – они должны быть равны друг другу. Учитывая, что

в реальных магнитодиэлектриках имеются как диэлектрические, так и магнитные потери, диэлектрическая и магнитная проницаемости являются комплексными величинами [2]. Условие равенства относительных проницаемостей требует обеспечения равенства тангенсов углов диэлектрических и магнитных потерь.

Типичный магнитодиэлектрик состоит из ферромагнитных частиц с формой, близкой к сферической, а так же диэлектрического связующего. Как диаметр частиц, так и расстояния между ними на несколько порядков меньше длины падающей электромагнитной волны. В этом случае возможен расчет параметров материала по достаточно простой методике.

Материал разбивается на элементарные ячейки, каждая из которых содержит одну ферромагнитную частицу. Поле в пределах расчетной ячейки мало отличается от однородного. В этом случае при расчете диэлектрической проницаемости можно рассматривать расчетную ячейку как диэлектрический кубик с ребром длиной D , содержащий в центре металлическую частицу, к двум противоположным граням которого приложено переменное напряжение U с частотой, равной частоте падающей волны. Напряжение, приложенное к граням кубика, равно

$$U = E_{np} D, \quad (6)$$

Определив полное сопротивление расчетной ячейки, можно определить активную проводимость и емкость эквивалентного ей конденсатора с потерями, а по активной проводимости, емкости и размерам ячейки – комплексную диэлектрическую проницаемость материала. Эквивалентная электрическая цепь приведена на рис.1, а расчетная схема – на рис.2. Расчетная ячейка разбивается на цилиндрическую внутреннюю часть, содержащую ферромагнитную частицу, и наружную, полностью состоящую из диэлектрика. В свою очередь, внутренняя часть разбивается на диэлектрические концевые части и ферромагнитную середину.

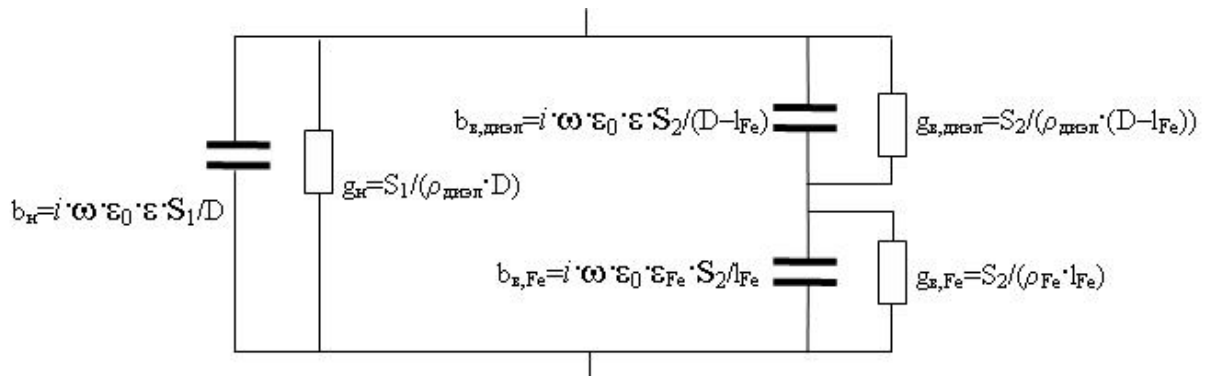


Рис. 1. Эквивалентная электрическая цепь

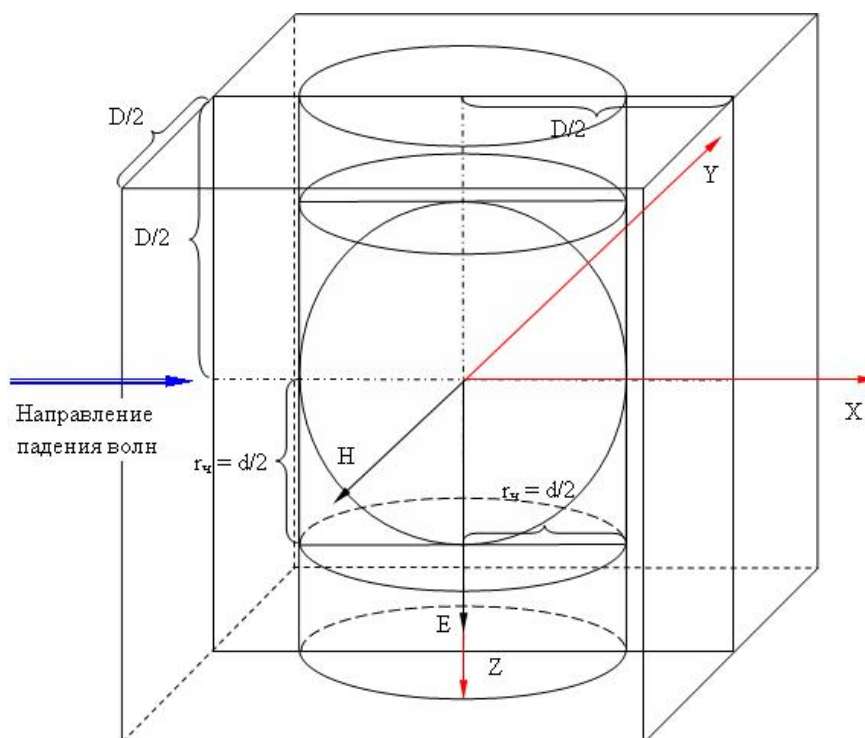


Рис. 2. Расчетная схема элементарной ячейки материала.

Результатом расчета стала следующая формула для расчета удельной комплексной проводимости материала:

$$\gamma_{\kappa} = \omega \varepsilon_{\text{диэл}} \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\pi r_{\text{ч}}^2}{D^2}\right) (\text{tg } \delta + j) + \frac{\omega \varepsilon_{\text{диэл}} \varepsilon_0 \left(\frac{\pi r_{\text{ч}}^2}{\rho_{\text{Fe}}}\right) (\text{tg } \delta + j)}{\frac{D(D - r_{\text{ч}})}{\rho_{\text{Fe}}} + \omega \varepsilon_{\text{диэл}} \varepsilon_0 r_{\text{ч}} D (\text{tg } \delta + j)}. \quad (7)$$

Диэлектрическая проницаемость материала пропорциональна мнимой части удельной комплексной проводимости материала:

$$\varepsilon_{\text{мат}} = \frac{\text{Im}(\gamma_{\kappa})}{\omega \varepsilon_0}. \quad (8)$$

Тангенс угла диэлектрических потерь равен отношению действительной и мнимой частей удельной комплексной проводимости материала:

$$\text{tg } \delta_{\text{мат,эл}} = \frac{\text{Re}(\gamma_{\kappa})}{\text{Im}(\gamma_{\kappa})}. \quad (9)$$

Полученные расчетом результаты оказались близкими к полученным экспериментальным путем. Эксперимент проводился путем измерения емкости конденсатора, между обкладками которого помещался образец магнетодиэлектрика.

Определение расчетной магнитной проницаемости материала проводилось по аналогичной методике. Полученные в результате формулы для магнитной проницаемости материала оказались отличающимися от приведенных в справочной литературе эмпирических формул (например, из [3]). Различия были связаны с особенностями состава рассматриваемого магнитодиэлектрика, отличающегося от состава магнитодиэлектриков, применяемых в магнитных сердечниках СВЧ и принятыми в связи с этими особенностями допущениями в расчете.

$$\mu_{\text{mat}} = 1 - \frac{\pi r_c^2}{D^2} + \frac{\pi r_c^2 \mu_{Fe}}{D^2} \frac{1 - \ln \left| 1 - \frac{2r_c}{D} \right|}{\mu_{Fe} - \ln \left| 1 - \frac{2r_c}{D} \right|}. \quad (10)$$

Для определения тангенса угла магнитных потерь требуется определение сопротивления и индуктивности контура вихревых токов. В связи с этим не может быть определен простой формулой, однако он рассчитывается путем использования сравнительно несложной итерационной процедурой (например, реализованной средствами общедоступной программы Microsoft Excel). Индуктивность контура вихревых токов определяется путем численного интегрирования.

Сравнение интенсивности различных процессов преобразования энергии падающей волны в магнитодиэлектрике показывает, что для магнитных волн СВЧ-диапазона основными процессами являются диэлектрические потери в связующем и потери на вихревые токи в ферромагнитных частицах. Остальными процессами можно пренебречь, т.к. суммарная величина преобразуемой ими энергии более чем в 1000 раз уступает энергии, преобразуемой каждым из двух основных процессов.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Цветнов, В.П. Демин, А.И. Куприянов “Радиоэлектронная борьба: радиомаскировка и помехозащита” М.: Изд-во МАИ, 1999.
2. Л.Д. Гольдштейн, Н.В. Зернов “Электромагнитные поля и волны” М.: “Советское радио”, 1971.
3. А.А. Преображенский, Е.Г. Бишард “Магнитные материалы и элементы” М.: Высш. шк., 1986.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ ДЕЦИМЕТРОВЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ВЗВОЛНОВАННОЙ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

С.Э. Григас, Д.Ц. Литовченко, А.А. Скорынин
ОАО «Корпорация «Комета»
stanislav.grigas@gmail.com

В настоящее время для исследования процессов, протекающих в океане, широко применяются методы дистанционного наблюдения Земли из космоса. Особое место среди них занимает активное зондирование морской поверхности радиолокаторами с синтезированной апертурой [1]. Важным преимуществом радиолокационных средств перед оптическими сенсорами является возможность получения информации вне зависимости от погодных условий, состояния атмосферы и освещенности. Развитие экспериментальных методов радиолокационного наблюдения морской поверхности требует наличия соответствующего теоретического аппарата.

Известно несколько аналитических способов решения задачи рассеяния электромагнитных волн (ЭМВ) взволнованной морской поверхностью, например, метод малых приближений и метод Кирхгофа [2]. Однако аналитические методы являются приближенными, что ограничивает область их применения и снижает точность расчетов. По этой причине для описания всего многообразия физических процессов, происходящих при взаимодействии электромагнитного излучения с поверхностью океана, широко используются возможности численного моделирования.

На практике для описания рассеяния ЭМВ на шероховатых поверхностях часто применяется техника численного решения уравнений Максвелла в интегральной форме с использованием метода моментов, подробно описанная, например, в [3]. В настоящей работе сделана попытка использования данной техники для анализа отражательных характеристик морской поверхности в радиодиапазоне.

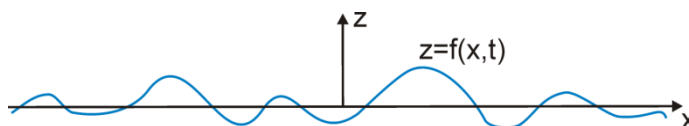


Рис. 1. Одномерная морская поверхность

В работе исследуются закономерности отражения ЭМВ от одномерной морской поверхности, основной характеристикой которой является величина $z=f(x,t)$ отклонения от среднего уровня (см. рис. 1). Эта величина может быть представлена в виде суперпозиции гармонических волн с частотами ω_n и проекциями волнового вектора k_{xn} :

$$f(x,t) = \frac{1}{L} \sum_n \tilde{f}(k_{xn}) \exp[-i(k_{xn}x - \omega_n t)], \quad (1)$$

где L – размер области моделирования. Спектр волнения $\tilde{f}(k_{xn})$ описывает конкретную реализацию морской поверхности связан со средним спектром мощности W следующим выражением:

$$\tilde{f}(k_{xn}) = \frac{\gamma_n}{\sqrt{2}} \sqrt{2\pi L} \sqrt{W(k_{xn})}, \quad (2)$$

где γ_n – комплексные амплитуды гармоник. Значения γ_n случайны и могут быть описаны средним спектром мощности W . Наиболее часто в литературе в качестве W используется спектр развитого морского волнения - спектр Пирсона-Московица, полученный в результате обобщения экспериментальных данных [4]. Он имеет следующий вид:

$$W(k_{xn}) = \frac{\alpha}{4k_{xn}^3} \exp\left(-\frac{\beta g^2}{k_{xn}^2 U^4}\right), \quad (4)$$

где $\alpha=0.0081$, $\beta=0.74$, $g=9.81$ м/с², U – скорость ветра на высоте 19.5 м над средним уровнем морской поверхности. Спектр Пирсона-Московица хорошо описывает вклад длинных гравитационных волн в общую структуру морского волнения, но не содержит в себе информации о коротких капиллярных волнах. Так как гравитационными считаются волны на воде длиной 5 см и более, область применимости рассматриваемой математической модели рассеяния ЭМВ ограничивается дециметровым и более длинноволновыми диапазонами. В случае гравитационных волн на глубокой воде волновой вектор k связан с круговой частотой ω дисперсионным соотношением

$$\omega = \sqrt{kg}. \quad (5)$$

С использованием описанной математической модели проведен расчет зависимости удельной эффективной поверхности рассеяния (уЭПР) морской поверхности от угла скольжения при скоростях ветра от 5 до 10 м/с в моностатической схеме радиолокационного зондирования (приемная и передающая позиции совмещены в пространстве). Результаты расчетов, проведенных для горизонтальной поляризации излучения с длиной волны 15 см, представлены на рис. 2 сплошной линией. Также на рисунке приведены экспериментальные данные [5] (штриховой пунктир), а также эти же данные, но с разбросом ± 5 дБ (точечный пунктир). Результаты численного моделирования находятся в хорошем соответствии с экспериментальными значениями для широкого диапазона углов скольжения вплоть до 10°. Это позволяет сделать вывод о том, что рассматриваемая модель верно предсказывает значение уЭПР морской

поверхности для области квазизеркального и диффузного отражения, в то время как в области интерференции наблюдаются существенные расхождения с экспериментальными данными.

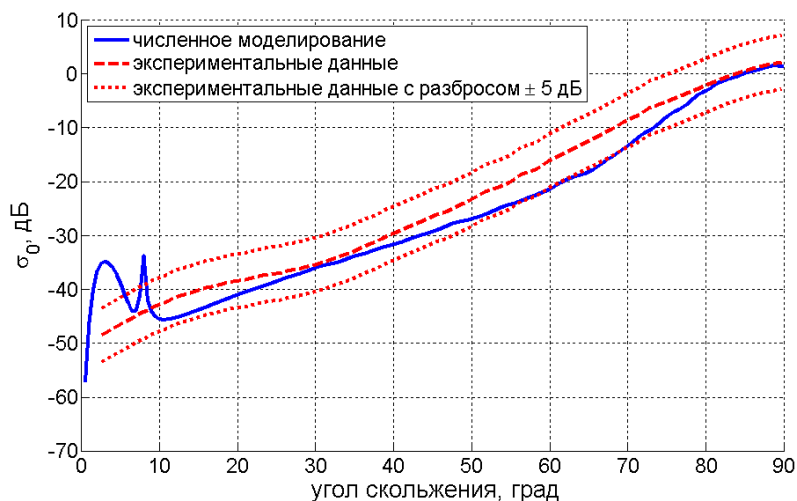


Рис. 2. Сплошная кривая - зависимость уЭПР σ_0 морской поверхности от угла скольжения. Данные усреднены по 1000 реализаций морской поверхности при скорости ветра от 5 до 10 м/с.

Как отмечается в [5], высокий уровень отраженного назад сигнала при углах падения, близких к вертикальному, обусловлен зеркальными отражениями от facets, ориентированных перпендикулярно линии визирования радиолокационной станции (РЛС). По мере того, как волнение моря усиливается и поверхность становится более шероховатой, увеличивается величина среднеквадратичного наклона поверхности воды - все меньше facets оказывается ориентированными в направлении РЛС и уровень отраженного сигнала уменьшается [5]. Этим объясняется характер зависимости уЭПР морской поверхности от скорости ветра при нормальном падении излучения, приведенной на рис. 3 а).

В области плато (углы скольжения 10° - 40°) происходит обратное явление: в результате того, что с усилением ветра поверхность становится более шероховатой, диффузное рассеяние от нее увеличивается и уЭПР возрастает [5]. Как отмечается в [5], шероховатость поверхности с усилением ветра возрастает до тех пор, пока не происходит насыщение при скорости ветра 15 м/с. При более сильном ветре его скорость превышает среднюю фазовую скорость волн, поэтому дальнейшее усиление ветра сопровождается передачей энергии волнам большой длины. Очень высокие фазовые скорости и относительно пологие формы этих волн не дают вклада в шероховатость поверхности. Следовательно, рост уЭПР с увеличением скорости ветра также должен испытывать насыщение при скорости ветра около 15 м/с [5]. Эта закономерность наблюдается на рис. 3 б), на котором приведена зависимость уЭПР морской поверхности от угла

падения при различных значениях скорости ветра. Согласно результатам численных расчетов, насыщение роста уЭПР при увеличении скорости ветра наступает не при 15 м/с, а уже при 7-8 м/с. Причины такого расхождения, по-видимому, заключаются в том, что в модели рассматривается одномерная, а не двухмерная морская поверхность, а также не учитывается рассеяние излучения на коротких капиллярных волнах.

Таким образом, рассматриваемая модель позволяет наблюдать основные закономерности рассеяния ЭМВ взволнованной морской поверхностью и может быть использована для оценки ее отражательных характеристик. Качественно результаты численных расчетов хорошо соотносятся с экспериментальными данными, однако имеются некоторые количественные различия, обусловленные неполнотой описания динамической морской поверхности.

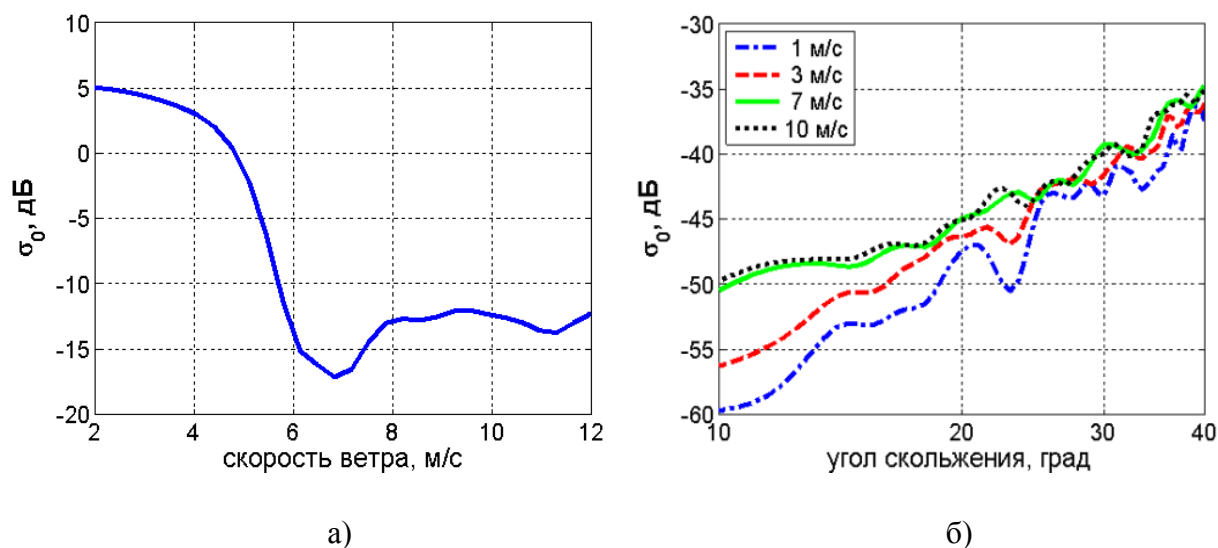


Рис. 3. а) Зависимость уЭПР морской поверхности σ_0 от скорости ветра при нормальном падении излучения с длиной волны 1.5 м с горизонтальной поляризацией. б) Зависимость σ_0 от угла скольжения при различной скорости ветра для горизонтальной поляризации падающего излучения с длиной волны 24 см.

ЛИТЕРАТУРА

1. I.S. Robinson “Measuring the Oceans from Space: The Principles and Methods of Satellite Oceanography” // Springer. 2004.
2. L. Tsang et al. “Scattering of Electromagnetic Waves, Theories and Applications” // John Wiley & Sons. 2004.
3. L. Tsang et al. “Scattering of Electromagnetic Waves, Numerical Simulations” // John Wiley & Sons. 2004.
4. W.J. Pierson, L. Moskowitz // J. Geophys. Res. 1964. V. 69, Is. 24. P. 5181.
5. M.I. Skolnik “Radar Handbook” // McGraw-Hill. 1970.

БОЗОННЫЙ ПИК В ПЕРЕДОПИРОВАННЫХ МАНГАНИТАХ



Л.С. Кадыров^{1,2}, Е.А. Мотовилова^{1,2}, В.И. Торгашев³, Е.С. Жукова^{1,2,4},
Б.П. Горшунов^{1,2,4}, Ф. Фишграбе⁵, В. Мошняга⁵, Т. Чжан⁶, У. Прахт⁴,
С. Цапф⁴, Р. Кремер⁷, М. Дрессель⁴

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

²Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

³Южный Федеральный Университет, Ростов-на-Дону, Россия

⁴1. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, Stuttgart, Germany

⁵1. Physikalisches Institut, Georg-August-Universität Göttingen, Göttingen, Germany

⁶Key Laboratory of Materials Physics, Institute of Solid State Physics,
Chinese Academy of Sciences, People's Republic of China

⁷Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Stuttgart, Germany

kadyrovlennar@yandex.ru

Манганиты $\text{R}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ (R-редкая земля, А щелочной элемент) позволяют исследовать физику веществ, в которых фазовое состояние определяются несколькими параметрами порядка, относящимися к зарядовой, орбитальной, спиновой и фононной подсистемам. Вследствие конкуренции вышеупомянутых параметров порядка, манганиты обладают богатой фазовой диаграммой. Исследование механизмов образования той или иной фазы важны для физики не только данных соединений, но и сильно коррелированных электронных систем вообще.

Актуальным вопросом физики манганитов остается природа образования зарядово-упорядоченной фазы (charge-ordered, CO), которая присутствует в передопированных образцах ($x > 0.5$). Одним из возможных механизмов образования такой фазы является переход Пайерлса-Фрелиха с образованием волны зарядовой плотности (charge-density wave, CDW) [1]. В качестве аргументов в пользу такого сценария рассматриваются низкоэнергетические резонансные возбуждения на терагерцовых частотах [2]. Однако, тщательное изучение состава $\text{La}_{0.25}\text{Ca}_{0.75}\text{MnO}_3$ показало, что эти резонансы могут быть связаны с оптической активацией акустических ветвей вследствие образования сверхструктуры в решетке кристалла и свертывания зоны Бриллюэна [3]. Так как образование сверхструктуры и зарядовое упорядочение в манганитах взаимосвязаны, то изучение фононных эффектов предоставляет возможность анализа механизмов образования CO-фазы. Поэтому целью данной работы было изучить низкоэнергетическую электродинамику передопированных манганитов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ в широком диапазоне концентраций кальция, $0.5 \leq x \leq 1$.

Нами были выполнены измерения температурных зависимостей динамической проводимости и диэлектрической проницаемости пленочных и керамических образцов манганитов состава $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ($0.5 < x < 1$). В зарядово-упорядоченной фазе в спектрах

проводимости были обнаружены сложные зоны поглощения (рис. 1), состоящие из

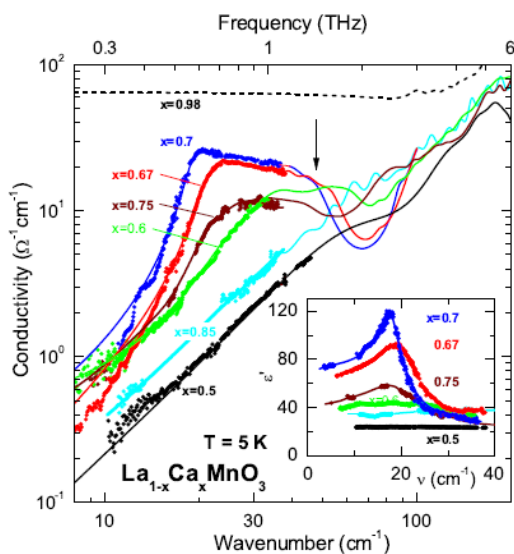


Рис. 1. Спектры терагерцовой проводимости и диэлектрической проницаемости $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ при различных концентрациях кальция (5 K).

«фолдинговых» фононов (стрелка на рис. 1) и асимметричного резонанса, видимого в керамических и не столь чётко - в плёночных образцах. Мы предполагаем, что эти резонансы представляют собой особенность в плотности состояний акустических фононов, которые видны в оптических спектрах из-за того, что в керамических образцах присутствует беспорядок. Известно, что в таких неупорядоченных веществах, как стекло, беспорядок вносит изменения в низкоэнергетическую часть плотности колебательных мод атомов, а именно: появляются дополнительные, по отношению к дебаевским, колебательные состояния. Эти состояния проявляются в виде ярко выраженного максимума в приведенной плотности колебательных состояний атомов $g(\omega) = G(\omega)/\omega^2$. Этот максимум называется бозонным пиком. Именно его мы наблюдаем в манганитах.

Работа выполнена при поддержке Государственного контракта № 2011-1.2.1-121-003, 14.18.21.0740.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Salomon and M. Jaime// Rev. Mod. Phys. 2001.V.73. P. 358.
2. A.Nucara, P. Maselli, P. Calvani, et al// Phys. Rev.Lett. 2008. V. 101. P. 066407.
3. T. Zhang, E. Zhukova, B. Gorshunov, et al// Physical Review B. 2010. V. 81. P. 125132.

ДИАГНОСТИКА КРУПНОМАСШТАБНЫХ СЛОЕВ ГРАФЕНА С ПОМОЩЬЮ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С.В. Лобанов^{1,2}, Б.П. Горшунов^{1,2,3}, К. Черветти³, Л. Богани³, М. Дрессель³,
Е.С. Жукова^{1,2,3}

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

²Московский физико-технический институт (ГУ), Долгопрудный, Россия

³1-й физический институт, Университет Штутгарта, Штутгарт, Германия
ggle.org@gmail.com

Графен, моноатомный слой атомов углерода, расположенных в гексагональной решетке, является экстраординарным материалом, в котором много своеобразных свойств, таких как высокая подвижность носителей заряда, электрически перестраиваемый оптический отклик и другие. Эти свойства делают графен чрезмерно привлекательным для разнообразных применений в диапазоне от нанооптоэлектроники до биосенсоров и спинтроники. Большинство экспериментов, которые показали большой потенциал графена, были проведены на микронных образцах, но возможные применения вероятно требуют крупномасштабных слоев графена, которые могут быть перенесены на подходящую подложку. Как следствие, много усилий было потрачено на изготовление и исследование крупномасштабного графена, чьи свойства могут отличаться от чистого микронного графена. В этом контексте, CVD метод становится одним из наиболее перспективных методов производства.

Цель настоящей работы состояла в исследовании крупномасштабных – с площадью порядка квадратного сантиметра – образцов графена и в характеристике свойств таких образцов в интервале терагерцовых частот.

Было продемонстрировано CVD выращивание однослойного графена, используя пленки из переходных материалов Си и Ni в качестве катализаторов. Графен может быть перенесен на изолирующие подложки для производства устройств. При сравнении с графеном, полученным отшелушиванием, можно заметить существенные структурные различия. Дополнительным вопросом является наличие металлических остатков и их влияние на производительность конечных устройств.

Терагерцовые и субтерагерцовые электродинамические характеристики графена изучались на уникальном спектроскопическом оборудовании – на спектрометре [1], использующем в качестве источников излучения лампы обратной волны. Спектрометр был разработан в Отделе субмиллиметровой спектроскопии ИОФ РАН, в котором выполнялась настоящая работа. Измерения абсолютного значения кондактанса слоев графена проводились на частотах от 300 ГГц до 1000 ГГц и в интервале температур от 5 К до 300 К. Терагерцовые измерения были дополнены измерениями в далёкой инфракрасной области, которые выполнялись на

Фурье-спектрометре, что позволило определить температурную зависимость частоты рассеяния носителей заряда в графене.

Нами была разработана и реализована квазиоптическая схема, позволяющая измерять спектры терагерцового кондактанса крупномасштабных образцов графена в условиях его р- и/или n-легирования путём приложения внешнего напряжения смещения. Проведены количественные измерения кондактанса однослойного графена в терагерцовой (частоты от 10 см^{-1} до 35 см^{-1}) и в инфракрасной (частоты до 500 см^{-1}) областях спектра. Установлено, что кондактанс исследованных образцов графена в области терагерцовых частот практически не изменяется во всей температурной области, в то время как в инфракрасной области наблюдаются его значительные температурные изменения. Определена температурная зависимость частоты рассеяния носителей тока в исследованных образцах графена. Показано, что частота рассеяния уменьшается при охлаждении, от 250 см^{-1} при 150 K до 85 см^{-1} при 50 K , что говорит о вкладе фононов в процессы рассеяния носителей тока.

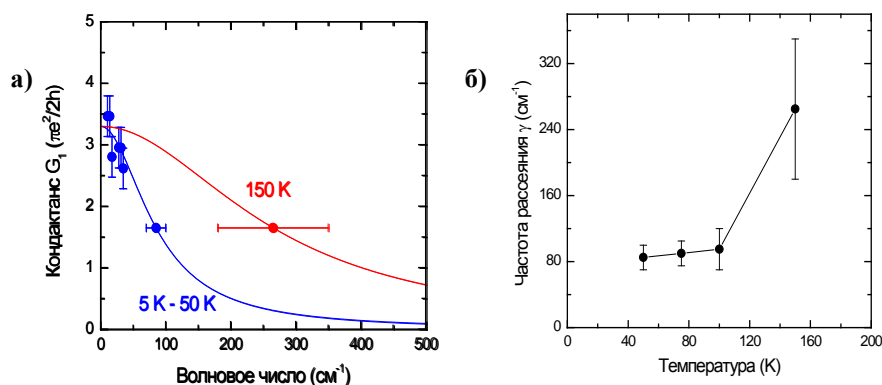


Рис. 1. Частотная зависимость терагерцового и инфракрасного кондактанса графена при разных температурах. Сплошные линии – обработка по формулам в рамках модели проводимости Друде (а). Температурная зависимость частоты рассеяния носителей заряда в графене на сапфировой подложке, полученная при обработке терагерцового и дальнего инфракрасного спектров кондактанса (б).

С применением разработанной схемы проведены измерения зависимости терагерцового кондактанса однослойного графена от напряжения смещения. В зависимостях наблюдаются минимумы, отвечающие прохождению уровня Ферми через точку Дирака.

Работа выполнена при поддержке Программы РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах» и Федеральной Целевой Программы «Кадры».

ЛИТЕРАТУРА

1. Горшунов Б.П., Волков А.А., Спектор И.Е. //Физика твердого тела. 2008. Т. 50. №11. С. 1921-1932.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПОДАВЛЕНИЯ МИКРОВОЛНАМИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ АНОМАЛИИ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКЕ ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТ

Г.И. Овчинникова, И.Ю. Полякова, А.В. Козарь

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет
iy.polyakova@physics.msu.ru

Особенности температурно–частотного поведения микроволновой диэлектрической проницаемости кристаллов триглицинсульфата (ТГС) [1,2] инициировали эксперименты по их длительному микроволновому облучению на частотах и при температурах обнаружения особенностей диэлектрических спектров. Уже первые эксперименты показали, что длительное облучение приводит к подавлению аномалии низкочастотной диэлектрической проницаемости в окрестности фазового перехода [3]. Дальнейшие исследования обнаружили внутри этой температурной области узкий интервал температур, в котором подавление аномалии отсутствует [4]. В [4] было высказано предположение, что наблюдаемый эффект связан с особенностями распространения волн в кристалле со сформировавшейся регулярной ламинарной доменной структурой, пронизывающей весь образец. Исследованию этого предположения и посвящена данная работа.

Температурные особенности подавления низкочастотной диэлектрической аномалии длительным микроволновым облучением анализируются с привлечением температурной динамики доменной структуры ТГС и математического моделирования прохождения электромагнитной волны через волновод, нагруженный на сегнетоэлектрик ТГС. Методом импедансных характеристик рассчитываются коэффициенты отражения электромагнитных волн от образца и поглощения их в образце, представленном в виде слоистой структуры.

По данным температурно–частотных спектров [2] задавались значения диэлектрической проницаемости двух слоев, моделирующих доменную структуру, в виде основного домена и доменной стенки, для температур в окрестности фазового перехода. Согласно [4], доменные стенки рассматривались как дефекты, вдоль которых идет направленная диффузия, определяющая проводящие свойства одного из слоев. Основной домен моделировался диэлектрическим слоем. Изменение доменной структуры с температурой, в соответствии с [4], задавалось числом слоев в кристалле.

Расчет коэффициентов отражения R и поглощения A электромагнитного излучения на основе метода импедансных характеристик [5] проводился следующим образом. Амплитудный

коэффициент отражения r для системы из $N - 1$ слоев рассчитывался по формуле:

$$r = \frac{Z_{\text{BX}}^N - Z_L}{Z_{\text{BX}}^N + Z_L} \quad (1)$$

где Z_{BX}^N – входной импеданс системы слоев, Z_L – импеданс линии, $Z_L = 1/\sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_c^2}}$, $\lambda_c = 2a$ – критическая длина волны, a – размер широкой стенки прямоугольного волновода, λ – длина волны излучения. Пересчет импеданса от слоя к слою ($j \in [1, N-1]$) происходит следующим образом:

$$Z_{\text{BX}}^j = \frac{Z_{\text{BX}}^{j-1} + Z_{\epsilon}^j \text{th} \gamma_j d_j}{Z_{\epsilon}^j + Z_{\text{BX}}^{j-1} \text{th} \gamma_j d_j} Z_{\epsilon}^j \quad (2)$$

при этом d_j – толщина j -ого слоя, $Z_{\epsilon}^j = 1/\sqrt{j - \frac{\lambda^2}{\lambda_c^2}}$, j – диэлектрическая проницаемость j -ого слоя, γ_j – постоянная распространения волны в j -ом слое, $\gamma_j = \alpha_j + i\beta_j$, $\epsilon_k^j = \epsilon^j - i\frac{\sigma^j}{\omega\epsilon_0}$, здесь ϵ^j – действительная часть диэлектрической проницаемости, σ^j – проводимость j -ого слоя.

$$\begin{cases} \alpha_j \\ \beta_j \end{cases} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\Lambda_j^2 + \Sigma_j^2 \mp \Lambda_j}{2}}, \text{ где } \Sigma_j = \frac{\sigma^j}{\omega\epsilon_0}, \Lambda_j = j - \frac{\lambda^2}{\lambda_c^2}$$

Амплитудный коэффициент пропускания системы из $N-1$ слоев:

$$t = \prod_{j=0}^{N-1} \frac{Z^j + Z_{\text{BX}}^j}{Z_{j+1} + Z_{\text{BX}}^j} e^{-\gamma_{j+1} d_{j+1}} \quad (3)$$

На основе энергетических коэффициентов отражения $R = rr^*$ и пропускания $T = tt^*$, из закона сохранения энергии, рассчитывался коэффициент поглощения: $A = 1 - R - T$.

На рис.1, 2 представлены результаты теоретических расчетов коэффициентов R и A и их экспериментальные значения, измеренные на частоте облучения 40 ГГц волноводе, заполненном образцом ТГС толщиной 4 мм. На графики нанесены по несколько расчетных точек при фиксированных значениях температуры, чтобы показать наличие зависимости от числа слоев N . Видно, что расчетные значения совпадают с экспериментальными в пределах 20 % ошибки. Важно, что расчет дает хорошее совпадение с экспериментом в характере зависимости от температуры. При этом ни расчет, ни эксперимент не показывают никаких температурных аномалий в поведении коэффициентов отражения или поглощения ни в зависимости от числа слоев, ни в зависимости от температуры, которые можно было бы связать с особенностями

температурной зависимости подавления низкочастотной диэлектрической аномалии.

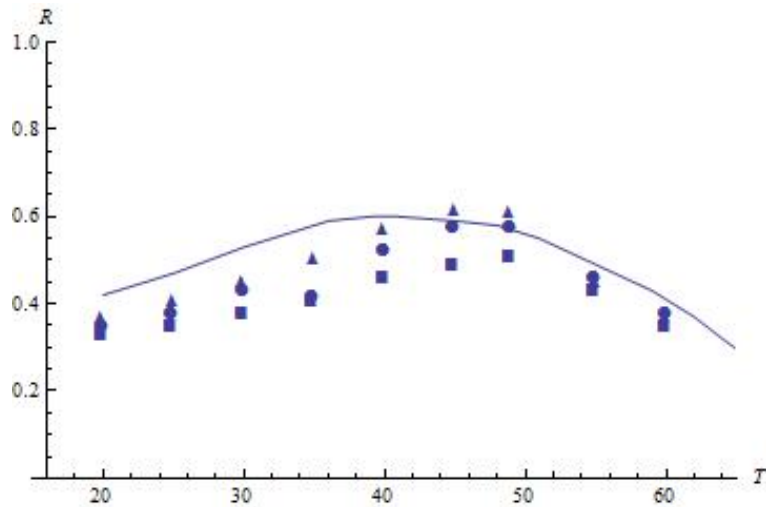


Рис. 1. Теоретические и экспериментальные зависимости коэффициента отражения R от температуры T при различном числе слоев N в кристалле. Обозначения: \bullet - $N=4$, \int - $N=10$, \square - $N=100$ (теория), сплошная линия – эксперимент ($T_{фп} = 49^\circ\text{C}$).

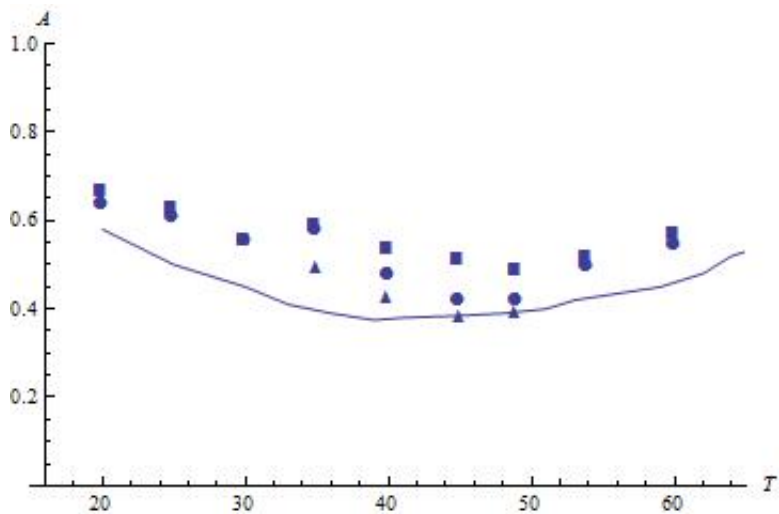


Рис. 2. Теоретические и экспериментальные зависимости коэффициента поглощения от температуры при различном числе слоев N в кристалле. Обозначения: \bullet - $N=4$, \int - $N=10$, \square - $N=100$ (теория), сплошная линия – эксперимент.

Остается предположить, что наличие узкого температурного интервала отсутствия микроволнового воздействия определяется спецификой физических процессов, определяющих температурную динамику доменной структуры. Тогда отсутствие подавления можно связать с интервалом температур, в котором сформировавшаяся доменная структура находится в состоянии, наиболее приближенном к

равновесному, перед началом ее разрушения, которое приводит к малым и соизмеримым размерам надмолекулярных образований сегнето- и парафаз при температуре фазового перехода. В таком подходе только в областях активной перестройки доменов до и после области равновесного состояния доменной структуры имеет место микроволновое воздействие, которое связано с взаимодействием электромагнитной волны с протонами, совершающими направленное диффузионное движение вдоль доменных стенок.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.В.Огурцов // ФТТ. 1978. Т.20. № 6. С. 1612-1615.
2. G.I. Ovchinnikova, N. D. Gavrilova // *Ferroelectric*. 1995. V. 167. P. 129-135.
3. В.К. Новик, Г.И. Овчинникова, Ю.А. Пирогов, А.Н. Солошенко // *Изв. РАН. Сер. Физическая*. 2001. Т.64. № 12. С. 2452-2456.
4. G.I. Ovchinnikova, Yu. A. Pirogov, N.A. Bobkov, N.V. Belugina, R.V. Gainutdinov and A.L. Tolstikhina // *Physics of Wave Phenomena*. 2013. 21(1). P. 52-55.
5. Л.М. Бреховских «Волны в слоистых средах» М.: Наука, 1973.

ЭВОЛЮЦИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПРЕДЕЛЬНОКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА В ТРОЙНОМ СЛОЕ НИТРИДА БОРА-ГРАФЕНА-НИТРИДА БОРА

А.В. Пак¹, М.Б. Белоненко^{2,3}

¹Волгоградский Государственный Университет, 40062, Волгоград, Россия

²Волгоградский Институт Бизнеса, 400048, Волгоград, Россия

³Entropique Inc., London, N6J 3S2, ON, Canada

pak.anastasia@gmail.com

В данной работе мы будем рассматривать слоистую структуру, состоящую из чередующихся слоев нитрида бора, графена, и нитрида бора, гамильтониан для которой можно получить, записав его предварительно для двух слоев графена-нитрида бора. В длинноволновом приближении, в базисе $\phi_{g1}, \phi_{g2}, \phi_{nb1}, \phi_{nb2}$, где волновые функции соответствуют электрону, локализованному на одной подрешетке графена, на другой подрешетке графена, на одной подрешетке нитрида бора, на другой подрешетке нитрида бора соответственно, этот гамильтониан запишется в матричном виде:

$$H(k) = \begin{pmatrix} 0 & k^* & 0 & t \\ k & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta & f^* \\ t & 0 & f & -\Delta \end{pmatrix} \quad (1)$$

Здесь t – интеграл перескока электрона между слоями графена и нитрида бора; Δ – величина запрещенной щели для нитрида бора; $k = v_{fg}(k_x + ik_y)$, v_{fg} – скорость ферми для графена; k_x, k_y – компоненты импульса электрона; $f = v_{fbn}(k_x + ik_y)$; v_{fbn} – скорость ферми для нитрида бора.

Используемое приближение фактически является дополнительным ограничением на предельный импульс электронов, который мы можем рассматривать в рамках длинноволнового приближения, и согласуется с уже используемым первоначально длинноволновым приближением для электронной подсистемы графена.

Для трехслойной системы «нитрид бора–графен–нитрид бора» гамильтониан (1) преобразуется, благодаря использованию структуры блочных матриц [1]:

$$H(k) = \begin{pmatrix} \Delta & -\frac{1}{t}f^*k^* & 0 & t \\ -\frac{1}{t}kf & -\frac{1}{t^2}|k|^2\Delta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta & f^* \\ t & 0 & f & -\Delta \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix}$$

Для случая, когда величина щели в нитриде бора велика в сравнении с энергией электронов, рассматриваемых в длинноволновом приближении можно записать эффективный гамильтониан для трехслойной структуры [1]:

$$H^{eff} \equiv H_{11} - H_{12}H_{22}^{-1}H_{21} = \begin{pmatrix} \Delta + \frac{|f|^2\Delta}{t^2 + \Delta^2} & -\frac{k^*(f^*)^2}{t^2 + \Delta^2} \\ \frac{f^2k}{t^2 + \Delta^2} & -\frac{|k|^2\Delta}{t^2} - \frac{|f|^2|k|^2\Delta}{t^2(t^2 + \Delta^2)} \end{pmatrix} \quad (2)$$

Гамильтониан (2) легко диагонализировать и получить электронный спектр исследуемой слоистой структуры:

$$\varepsilon(k_x, k_y) = \frac{1}{2}((\alpha - \beta) \pm \sqrt{\gamma}) \quad (3)$$

где v_{fg}, v_{fnb} – скорости Ферми электронов в графене и нитриде бора соответственно и введены следующие обозначения:

$$\alpha = \Delta + \frac{\Delta|f|^2}{t^2 + \Delta^2},$$

$$\beta = \frac{(t^2 + \Delta^2)\Delta|k|^2 + \Delta|k|^2|f|^2}{t^2(t^2 + \Delta^2)},$$

$$\gamma = (\alpha - \beta)^2 + 4 \left(\alpha\beta - \frac{|k|^2|f|^4}{(t^2 + \Delta^2)^2} \right).$$

Как следует из правил квантовой механики в присутствии внешнего электрического поля \mathbf{E} , которое для определенности направлено вдоль оси x , и будет далее рассматриваться в калибровке: $\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$, необходимо заменить импульс на обобщенный импульс: $p \rightarrow p - \frac{e}{c} A$ (e - заряд электрона). В этом случае эффективный гамильтониан (3) можно

переписать как: $H = \sum_{p\sigma} \varepsilon \left(p - \frac{e}{c} A(t) \right) a_{p\sigma}^+ a_{p\sigma}$, где $a_{p\sigma}^+, a_{p\sigma}$ - операторы рождения, уничтожения электронов с квазиимпульсом p и спином σ .

Уравнения Максвелла с учетом диэлектрических и магнитных свойств топологического изолятора, с учетом калибровки, в квазиодномерном приближении можно записать в следующем виде [2]:

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

причем здесь пренебрегается дифракционным расплыванием лазерного пучка в направлениях перпендикулярных оси распространения. Вектор-потенциал A считается имеющим вид $A = (0, A(x, t), 0)$, а ток j есть $j = (0, j, 0)$

Запишем стандартное выражение для плотности тока:

$$j = e \sum_p v_y \left(p - \frac{e}{c} A(x, t) \right) \langle a_p^+ a_p \rangle, \quad (5)$$

где $v_y(p) = \frac{\partial \varepsilon(p_x, p_y)}{\partial p_y}$, а скобки означают усреднение с неравновесной матрицей плотности. Таким образом, в выражении для плотности тока можно использовать число частиц, которое следует из распределения Ферми-Дирака. Далее мы будем рассматривать случай низких температур, когда в сумму (5) дает вклад лишь небольшая область в импульсном пространстве вблизи уровня Ферми. Соответственно этому запишем формулу (4) в виде:

$$j = e \int_{-\Delta}^{\Delta} \int_{-\Delta}^{\Delta} v_y \left(p - \frac{e}{c} A(x, t) \right) dp_x dp_y. \quad (6)$$

Область интегрирования по импульсам в (6) определим из условия равенства числа частиц:

$$\int_{-\Delta}^{\Delta} \int_{-\Delta}^{\Delta} dp_x dp_y = \int_{-\Delta}^{\Delta} \int_{-\Delta}^{\Delta} dp_x dp_y \langle a_{p_x, p_y}^+ a_{p_x, p_y} \rangle$$

При этом уравнение на распространение предельно короткого импульса можно записать как:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \Phi(A) = 0, \quad (7)$$

а $\Phi(A)$ определяется интегрированием в (7).

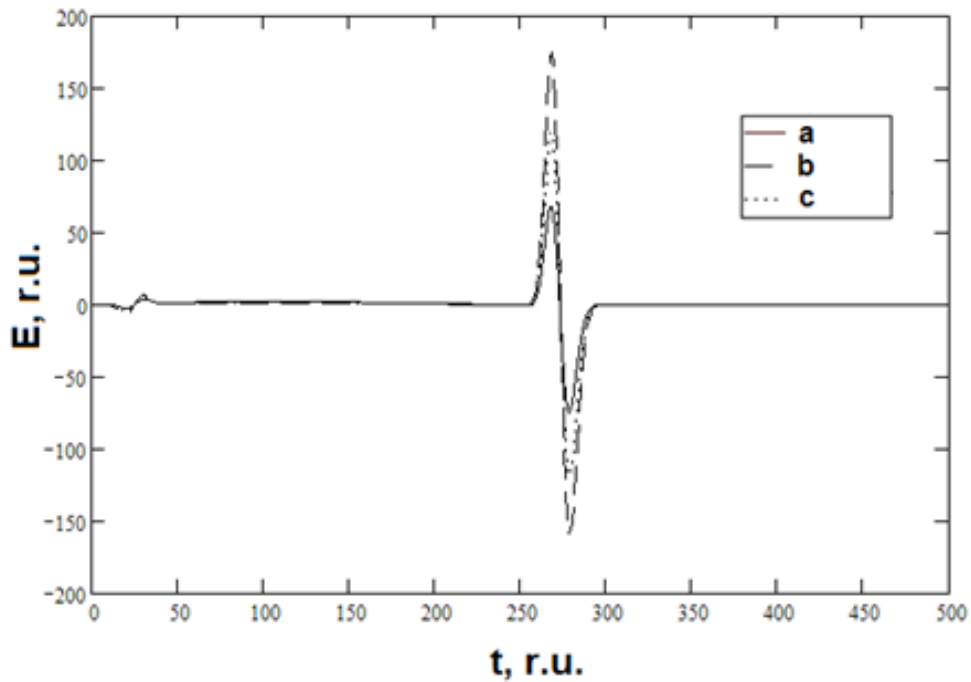


Рис.1. Зависимость формы импульса от времени в случае различных значений амплитуды импульса: а) $Q=3$, б) $Q=5$, в) $Q=7$. Все величины в безразмерных единицах.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 12-02-31654).

ЛИТЕРАТУРА

1. Cortijo A., Guinea F., Vozmediano M.A.H. // 2011. arXiv: 1112.2054v1.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. II. Теория поля. Наука, М. 1988. 512 с.

ЛАЗЕРНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ НА КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

С.В. Петрушкин

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им.Е.К.Завойского Казанского научного центра РАН
petrushkin@kfti.knc.ru

Эффективное решение проблемы лазерного охлаждения твердых тел приведет к созданию компактных твердотельных оптических рефрижераторов, радиационно-сбалансированных лазеров и квантовых эхо-процессоров, функционирующих без криогенных жидкостей. Первый успешный эксперимент по охлаждению лазерным светом тяжелого металфлуоридного стекла, активированного редкоземельными ионами трехвалентного иттербия, был проведен в 1995 г. в США [1] и была запатентована принципиальная конструкция лазерного рефрижератора [2]. Отметим, что на возможность охлаждения твердого тела в оптическом цикле поглощения и антистоксовой люминесценции впервые указал П.Прингсхейм в 1929 г., а позднее, в 1950 г. А.Кастлер предложил использовать в качестве оптически активной среды для высокоэффективного охлаждения редкоземельные примеси [3,4].

Наши разработки проблемы лазерного охлаждения твердых тел начались в 1996 г. предварительные их итоги нашли отражение в книгах [5,6]. В настоящее время активно ищутся новые режимы и предлагаются новые среды охлаждения для повышения эффективности оптического холодильного цикла. Среди них – полупроводники, в том числе наноразмерные гетероструктуры, и кристаллические нанопорошки [7,8,9,10]. Хорошо известно, что надежность работы и стабильность параметров микро- и нанoeлектронных устройств в значительной степени определяются их температурным состоянием. С другой стороны, развитие высоких технологий на сегодняшний день ставит перед исследователями проблему качественного повышения производительности и миниатюризации устройств по обработке информации. Переход к новым масштабам требует от разработчика привлечения новых физических принципов для осуществления прорыва в указанной проблеме – это и создание новых методов теплового расчета отдельных элементов вычислительных устройств, и конструкторская разработка эффективных способов их охлаждения. Электронные устройства и чипы памяти, в основе которых лежит управление спинами и интегрированная миниатюрная система тепловой стабилизации, обещают быть более быстродействующими, чем электронные аналоги, и потреблять меньше энергии. В числе главных достоинств полупроводников и гетероструктур, является их дешевизна и доступность, поэтому наибольшие практические перспективы имеют исследования соединений с высокой стабильностью и

способностью интегрироваться в разработанные нами схемы оптического твердотельного рефрижератора.

Метод лазерного охлаждения твердотельных сред на сегодняшний день представляется единственным способом построения компактного устройства, охлаждающего от комнатной температуры до температур, меньших, чем те, которых можно достигнуть при помощи устройств на основе эффекта Пельтье или электромеханических кулеров. Несмотря на грандиозные успехи в лазерном охлаждении кристаллов и стекол, к настоящему времени лазерное охлаждение полупроводников еще не наблюдалось.

Между тем, полупроводниковые наночастицы вызывают большой интерес благодаря их уникальным химическим и физическим свойствам. В этих соединениях квантовый размерный эффект влияет на ширину запрещенной зоны, что делает их привлекательными как для изготовления оптоэлектронных излучателей, так и для одноэлектронных транзисторов, дисплеев на квантовых точках, лазеров и др. Распределение электронных состояний в полупроводниковых наночастицах, которое определяет многие его физические свойства, можно варьировать путем изменения состава нанокристалла, его формы и размеров. Комбинация свойств, зависящих от размера и формы нанокристалла, простота изготовления и обработки делают нанокристаллы перспективными кандидатами для использования в целях создания систем лазерного охлаждения устройств фотоники и спинтроники.

Оптическое охлаждение твердого тела происходит в том случае, когда при облучении образца лазером средняя энергия излученных телом фотонов превосходит энергию поглощенных фотонов. Иными словами это происходит тогда, когда антистоксовая эмиссия, протекающая на частотах, больших, нежели частота излучения лазера накачки, доминирует над стоксовой эмиссией, частоты которой имеют меньшие значения, при условии, что скорости безызлучательных переходов из возбужденных состояний пренебрежимо малы по отношению к скоростям оптических переходов. В этом случае происходит охлаждение внутренних степеней свободы, по меньшей мере две из которых связаны теплообменом с окружением. В полупроводниках переход электронов из зоны проводимости и переход дырок из валентной зоны осуществляется за счет электронно-дырочной рекомбинации свободных носителей одного типа со связанными носителями противоположного типа. Если носитель заряда, электрон, путем поглощения лазерного излучения попадает в зону проводимости, имея кинетическую энергию ниже среднетепловой, затем приобретает её и покидает зону проводимости путем спонтанной рекомбинации, являясь уже более "горячим", то температура ансамбля носителей в зоне проводимости будет понижаться. Носители заряда участвующие в этом процессе, являются неравновесными

носителями. Ансамбль неравновесных носителей, в свою очередь, за счет взаимодействия с фононами будет охлаждать кристаллическую решетку. При поглощении падающего излучения или рекомбинации электрона и дырки очень важно следить за тем, как и каким возбуждением в кристалле передается энергия.

В нашей работе детально рассмотрена структура энергетических состояний и различные механизмы антистоксовой фотолюминесценции как на отдельных квантовых точках так и на ансамбле квантовых точек в стекле и найдены условия, при которых будет происходить лазерное охлаждение среды. Показано, как особенности таких систем могут быть выгодно использованы в условиях, где неприменимы традиционные для лазерного охлаждения материалы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№11-02-00878).

ЛИТЕРАТУРА

1. R.I. Epstein, M.I. Buchwald, B.C. Edwards, T.R. Gosnell, C.E. Mungan // Nature (London) 1995. V.377. P.~500.
- 2 R.I. Epstein, B.C. Edwards, M.I. Buchwald, T.R. Gosnell // Patent USA 5.477.032 (05.09.1995)
3. P.Pringsheim // Z. Phys 1929. V.57. P.739.
4. A. Kastler // J.Phys.Radium 1950. Vol. 11. P.250.
5. С.В. Петрушкин, В.В. Самарцев “Твердотельный оптический рефрижератор: проблемы и ожидания” Казань: КГУ. 2003.
6. С.В. Петрушкин, В.В. Самарцев “Лазерное охлаждение твердых тел” М.: Физматлит, 2005 с.
7. J. Li // Phys. Rev. B 2007. V. 75. P. 155315.
8. X.L. Ruan., M. Kaviani // Phys. Rev. B 2006. V. 73. P. 155422.
9. B. Imangholi, C. Wang, E. Soto, M. Sheik-Bahae, A. Stintz, K. Malloy, N. Nuntawong, R. Epstein // Proceedings of the SPIE 2007. V. 6461. P.64610G.
10. G. Rupper, N.H. Kwong, R. Binder // Phys. Rev. B 2007. V. 76. P. 245203.

СВЕТОПОГЛОЩЕНИЕ, УСИЛЕННОЕ ПРИ ПОМОЩИ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО СЛОЯ

И.В. Тимофеев^{1,2}, В.Г. Архипкин¹, С.Я. Ветров², В.Я. Зырянов^{1,3}, Вей Ли⁴

¹Институт физики им. Л.В. Киренского, Красноярский научный центр, СО РАН.

²Сибирский федеральный университет, Красноярск.

³Сибирский государственный аэрокосмический университет.

⁴Национальный университет Чиао Тунг, Тайвань.

tiv@iph.krasn.ru

Холестерический жидкий кристалл (ХЖК) с брэгговским отражением рассматривается как одномерный самоорганизующийся фотонный кристалл (ФК) [1], поскольку ХЖК формирует идеальную геликоидальную структуру с периодом масштаба оптической длины волны. Важнейшим свойством ФК является стоп-зона – полоса частот, на которых дифракция препятствует распространению световых волн в ФК [2]. На основе фотонных кристаллов и других метаматериалов разрабатывается масса способов и устройств управления светом. Одно из значимых направлений – широкополосные поглотители для солнечных батарей и фотовольтаики [3], источников теплового излучения, болометров, уменьшения перекрестных наводок в оптоэлектронике.

Недавно предложена идея [4] увеличения поглощения при помощи оптического диода на основе двух ХЖК слоев и полуволновой пластинки между ними [5]. Достоинство такого подхода – легкая перестройка частоты шагом спирали ХЖК. В настоящей работе показано, что устройство, предложенное в [4], может быть с успехом заменено одним слоем ХЖК (рис. 1).

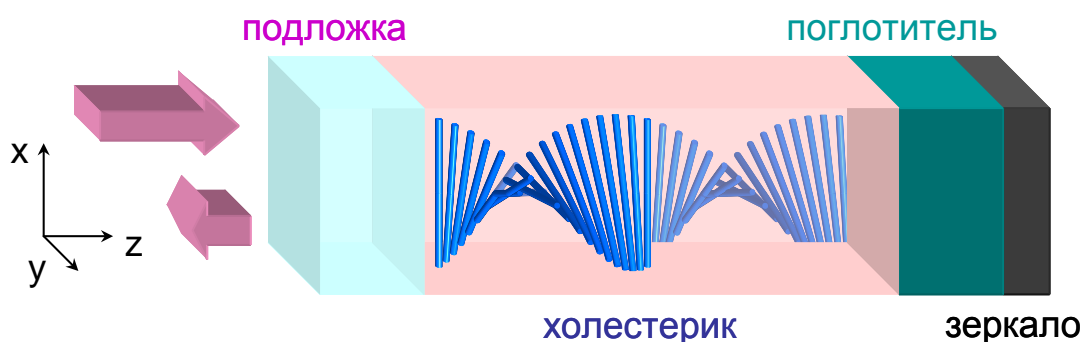


Рис. 1. Схема усиления светопоглощения при помощи холестерического слоя. Толщина поглотителя ограничена, на задней границе – зеркало.

Несовершенство сильного поглотителя обусловлено неизбежностью отражения на границе вследствие различия показателей преломления. Суть метода в том, что при помощи холестерического покрытия паразитное отраженное излучение возвращается в поглотитель. В упрощенном

рассмотрении цикл поглощения происходит не более двух раз. На первом цикле для света с левой круговой поляризацией на границе отражается свет правой поляризации. Это паразитное излучение на частоте стоп-зоны отражается от правозакрученного холестерика и возвращается в поглотитель. Однако, на втором цикле паразитное излучение имеет левую поляризацию и покидает поглотитель. Если отражение от границы составляет R , то для двукратного отражения в стоп-зоне R_{PBG} справедлива оценка:

$$R_{\text{PBG}} = R^2, \text{ или } \log R_{\text{PBG}} = 2 \log R. \quad (1)$$

Недостаток слабого поглотителя – большой путь поглощения, что проявляется при миниатюризации. Поэтому для выяснения эффективности ХЖК-покрытия на задней границе поглотителя целесообразно поставить зеркало.

Во-первых, следует найти отражение от поглотителя без ХЖК слоя. Амплитудный показатель отражения отыскивается в формализме матрицы переноса:

$$r = -\frac{\tilde{n} \cos(\varphi) + i \sin(\varphi)}{\tilde{n} \cos(\varphi) - i \sin(\varphi)}, \quad (2)$$

где фазовый набег $\varphi = 2\pi L/\lambda$, L – толщина поглощающего слоя, λ – длина волны в вакууме, $n = \text{Re}(n) + i\text{Im}(n)$ – показатель преломления поглотителя, $\tilde{n} = n/n_0$ – отношение показателей преломления поглотителя и подложки. Энергетический показатель отражения $R = |r|^2$ зависит от n сложным образом (рис. 2).

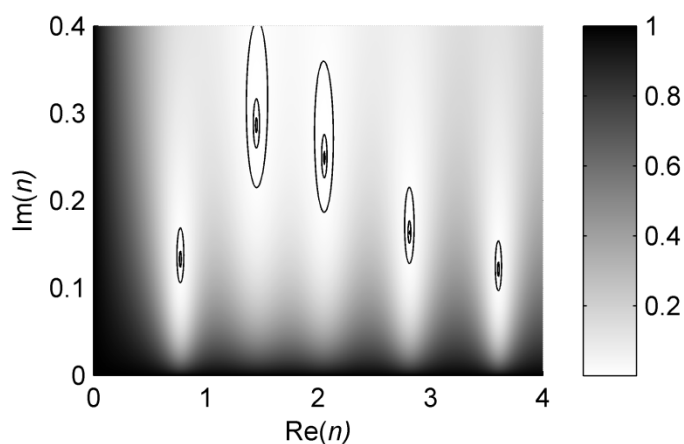


Рис. 2. Отражение от поглотителя с зеркальной задней границей в зависимости от комплексного показателя преломления n поглотителя. $L/\lambda = 1$, $n_0 = 1.6$. Нули отражения окружены овалами, соответствующими отражениям $R = 10^{-2}$, 10^{-3} , 10^{-4} .

На рисунке выделены первые пять нулей отражения, являющиеся решениями трансцендентного уравнения

$$\tilde{n} = -i \tan(\varphi_0 \tilde{n}), \quad (3)$$

где $\varphi_0 = 2\pi n_0 L / \lambda$. Эти нули соответствуют условию оптимальной связи в теории связанных мод резонатора.

Во-вторых, следует найти отражение от поглотителя с ХЖК слоем. Вследствие громоздкости выражений, целесообразнее использовать приближенный метод Берремана, сходимость которого легко контролируется. В расчетах использовались параметры, близкие к экспериментально возможному. Свет нормально падает на поглотитель из подложки с показателем преломления $n_0 = 1.6$. Слой ХЖК имеет длину 3 мкм и шаг спирали $P = 0.3125$ мкм, обыкновенный и необыкновенный показатели преломления $n_o = 1.5$ и $n_e = 1.7$, соответственно. Толщина поглощающего слоя $L = 1$ мкм.

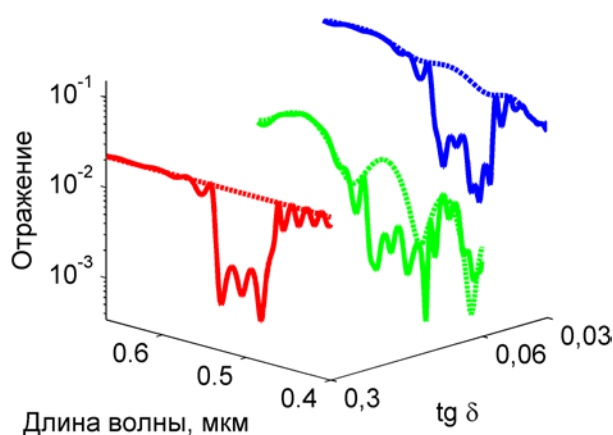


Рис. 3. Расчетный спектр отражения с ХЖК-слоем (сплошные линии) и без него (пунктирные линии) для $tg\delta = 0.03$ (синий), 0.06 (зеленый), 0.3 (красный). Средний спектр (зеленый) близок к условию оптимальной связи.

Рис. 3 показывает сравнение спектров отражения для поглотителей различной силы, определяемой через тангенс потерь: $tg\delta = \text{Im}(\tilde{n}) / \text{Re}(\tilde{n})$, $\tilde{n} = |\tilde{n}| \exp(i\delta) = n_0(1 + itg\delta)$. Оценка (1) хорошо работает как при сильном поглотителе ($tg\delta = 0.3$), так и при слабом ($tg\delta = 0.03$). В промежуточном случае ($tg\delta = 0.06$) спектр показывает три провала отражения, что соответствует связи, близкой к оптимальной. Самый коротковолновый провал (справа) при $\lambda = 0.41$ мкм дает $R = 6 \cdot 10^{-4}$. Однако этот провал в несколько раз уже стоп-зоны ХЖК.

Рисунок 4 показывает распределение поля при сильном поглотителе ($tg\delta = 0.3$). Картина согласуется с нашим объяснением, схематически представленным стрелками справа. Зеленая стрелка – левая круговая поляризация, беспрепятственно проходящая сквозь ХЖК. Красная стрелка – правая круговая поляризация, отражающаяся от ХЖК. На границе поглотителя формируется скин-слой. Отражение модулирует

интенсивность поля по пространству. С введением ХЖК-слоя (сплошная линия) осцилляции интенсивности сохраняются лишь на правом краю ХЖК. Эти осцилляции внешне напоминают поверхностное состояние [6], однако, вряд ли могут расцениваться как таковое, поскольку с удалением от границы интенсивность уменьшается слабо.

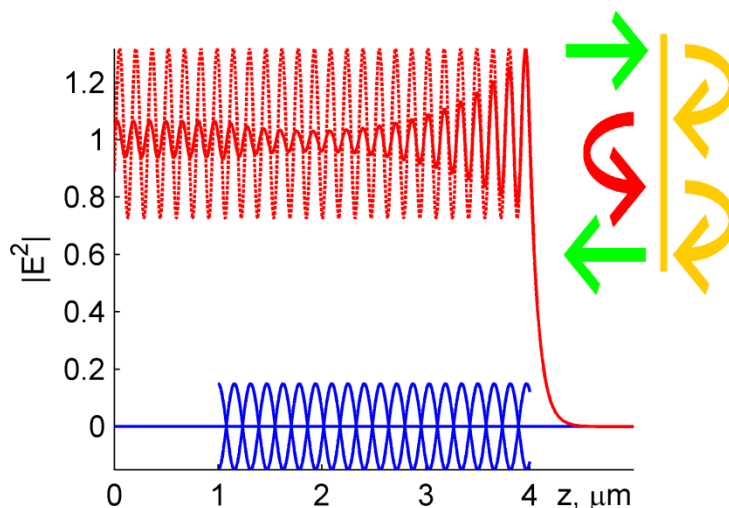


Рис. 4. Расчетный профиль $|E|^2(z)$ (квадрат максимума осциллирующей электрической напряженности) внутри поглотителя с ХЖК-слоем (сплошная линия) и без него (пунктирная линия). Поле нормировано на входное значение $|E_0|^2 = 1$. ХЖК-слой расположен между отметками 1 мкм и 4 мкм. Параметры те же, что и на рис. 3, при сильном поглотителе ($\text{tg } \delta = 0.3$). Длина волны соответствует середине стоп-зоны $\lambda_0 = P(n_o + n_e) / 2 = 0.5 \mu\text{m}$. Схема справа иллюстрирует удвоение цикла поглощения.

Работа выполнена при поддержке грантов г/к 14.В37.21.0730 по ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России»; №24.29 Президиума СО РАН; Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.В37.21.0730; ОФН РАН N III.9.5; Президиума РАН N 24.29 и 24.32(1?); СО РАН N 43 и 101, NSC 101-2112-M-009-018-МУЗ

ЛИТЕРАТУРА

1. Блинов Л.М. Жидкие кристаллы: Структура и свойства. М: Либроком, 2013.
2. Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В. Оптика реальных фотонных кристаллов. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005.
3. Atwater Н.А., Polman А. // Nat. Mater. 2010. Vol. 9. P. 205–213.
4. Kallos E., Yannopoulos V., Photinos D.J. // Opt. Mat. Express. 2012. Vol. 2. P. 1449–1461.
5. Hwang J. et al. // Nat. Mater. 2005. Vol. 4, № May. P. 383–387.
6. Виноградов А.П. и др. // Успехи физических наук. 2010. Т. 180. № 3. С. 249–263.

ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИЙ ЛАЗЕРНЫЙ ИМПУЛЬС В СВЕРХРЕШЕТКЕ С УЧЕТОМ НЕОДНОРОДНОСТИ ПОЛЯ ВДОЛЬ ЕЕ ОСИ

Э.Г. Федоров¹, М.Б. Белоненко²

¹Волгоградский государственный архитектурно-строительный университет

²Волгоградский институт бизнеса
eduard-f@mail.ru

Современная микроэлектроника в последнее время развивается в направлении использования искусственно синтезированных сред, физические характеристики которых позволяют создавать на одной матрице элементы, интегрируемые с оптическими схемами (см., например, [1]). Интеграция с оптическими элементами представляется одним из основных путей достижения максимальной скорости обработки информации. Среди наиболее перспективных материалов для использования в ходе решения означенных задач являются полупроводниковые сверхрешетки (СР) – гетероструктуры с заданным зонным спектром носителей заряда [2, 3]. Большое количество работ посвящено изучению динамики электромагнитных волн в СР (см., например, [4-10]) в предположении об однородности поля вдоль оси СР. В настоящей работе рассмотрено распространение двумерного лазерного предельно короткого импульса, ограниченного вдоль оси СР.

Будем считать, что ось СР параллельна координатной оси Ox , закон дисперсии электронов проводимости СР имеет вид [2]

$$\Delta(\vec{p}) = \Delta_0 \left[1 - \cos \left(p_x \frac{d_x}{\hbar} \right) \right] + \frac{p_y^2 + p_z^2}{2m}, \quad (1)$$

где Δ_0 – полуширина нижней мини-зоны проводимости, $\vec{p} = \{p_x, p_y, p_z\}$ – квазиимпульс электрона, d_x – период СР, m – эффективная масса электрона, соответствующая движению в плоскости yOz .

Положим, что лазерный импульс распространяется вдоль оси Oz , а электрическое поле импульса имеет вид $\vec{E} = \{E(x, z, t), 0, 0\}$. Следуя подходу, описанному в работах [4, 5], электромагнитное поле в СР будем описывать посредством уравнений Максвелла [11], из которых в бесстолкновительном приближении следует волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tau^2} - \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \zeta^2} \right) + \eta G(\theta) \sin \left(\Phi + \int_0^\tau \frac{\partial \psi}{\partial \xi} d\tau \right) = 0, \quad (2)$$

где $\Phi = A \frac{ed_x}{c\hbar}$ – безразмерная проекция векторного потенциала $A(x, z, t)$ на ось Ox , электрическое поле определяется как $\mathbf{E} = -c^{-1} \partial \mathbf{A} / \partial t$ [12],

$\tau = \omega_0 t / \sqrt{\varepsilon}$ – безразмерное время, $\xi = x \omega_0 / c$ и $\zeta = z \omega_0 / c$ – безразмерные координаты, e – заряд электрона, $\omega_0 = 2 \frac{|e| d_x}{\hbar} \sqrt{\pi n_0 \Delta_0}$, n_0 – равновесная концентрация электронов в отсутствие поля, $\eta = n / n_0$, n – концентрация электронов в мини-зоне проводимости, φ – скалярный потенциал, $\psi = \varphi \frac{e d_x}{c \hbar}$, $\theta = \Delta_0 (k_B T)^{-1}$, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, $G(\theta) = \left[\int_{-\pi}^{\pi} \exp[\theta \cos(\xi)] d\xi \right]^{-1} \cdot \int_{-\pi}^{\pi} \cos(\xi) \exp[\theta \cos(\xi)] d\xi$, ε – диэлектрическая проницаемость среды, c – скорость света в вакууме.

Изменение плотности заряда определяется уравнением непрерывности [12], из которого следует уравнение, определяющее эволюцию распределения концентрации электронов в образце:

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \alpha G(\theta) \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\eta \sin \left(\Phi + \int_0^{\tau} \frac{\partial \psi}{\partial \xi} d\tau \right) \right] = 0, \quad (3)$$

где $\rho = e n_0 \eta$ – объемная плотность заряда, $\alpha = \frac{\Delta_0 d}{\hbar c} \sqrt{\varepsilon}$.

Из уравнений Максвелла [11, 12] также следует уравнение, определяющее изменение скалярного потенциала поля:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} - \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \zeta^2} \right) = \beta (\eta - 1), \quad (4)$$

где $\beta = \frac{\hbar c}{e d_x \Delta_0}$.

Таким образом, эволюция поля в СР определяется системой уравнений (4), (7), (8). Электрическое поле имеет вид $\vec{E} = \{E_0 \partial \Phi / \partial \tau, 0, 0\}$, где $E_0 = -\hbar \omega_0 / (e d_x \sqrt{\varepsilon})$. Интенсивность поля $I = |\mathbf{E}|^2$, определяется как $I = I_0 (\partial \Phi / \partial \tau)^2$, где $I_0 = E_0^2$.

Будем полагать, что в момент $\tau = 0$ безразмерная проекция векторного потенциала поля лазерного импульса имеет вид бризера уравнения sine-Gordon [6, 13]:

$$\Phi(\xi, \zeta, \tau) = 4 \operatorname{Arctg} \left[\frac{\sin(\chi)}{\cosh(\mu)} \sqrt{\frac{1}{\Omega^2} - 1} \right] \exp \left[- \left(\frac{\xi - \xi_0}{\lambda} \right)^2 \right], \quad (5)$$

где $\Omega = \omega_B / \omega_0$ – параметр, определяемый собственной частотой колебаний бризера ω_B , ξ_0 и ζ_0 – безразмерные координаты «центра масс» импульса в момент $\tau = 0$, λ – безразмерная полуширина импульса вдоль оси $O\xi$,

$\chi = \Omega \cdot [\tau - (\zeta - \zeta_0)u/v] / \sqrt{1 - (u/v)^2}$, $\mu = [\tau u/v - (\zeta - \zeta_0)]\sqrt{1 - \Omega^2} / \sqrt{1 - (u/v)^2}$,
 u/v – отношение скорости импульса u к скорости света в среде $v = c/\sqrt{\varepsilon}$.

Для определенности положим, что в момент $\tau = 0$ концентрация электронов n во всем образце равна n_0 , а скалярный потенциал φ равен нулю, то есть имеют место начальные условия $\eta(\xi, \zeta, \tau) = 1$, $\psi(\xi, \zeta, \tau) = 0$.

Система уравнений (4), (7), (8) решена численно с использованием разностных схем, описанных в [14, 15]. Расчет динамики лазерного импульса проведен при следующих значениях параметров СР: $\Delta_0 = 0.1$ эВ, $d_x = 10^{-6}$ см, $n_0 = 10^{14}$ см $^{-3}$, $T = 77$ К, $\varepsilon = 10$ [2].

На рис. 1, 2 представлены типичные результаты моделирования распространения лазерного импульса в СР. Для определенности взяты следующие начальные параметры импульса: $u/v = 0.9$, $\Omega = 0.5$, $\lambda = 1$.

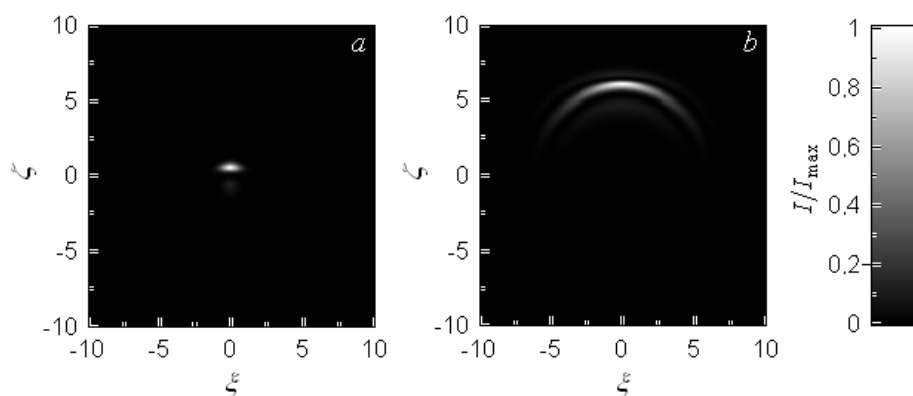


Рис. 1. Интенсивность поля лазерного импульса: $a - \tau = 0.5$, $b - \tau = 6.5$.

На рис. 1 показано распределение интенсивности I электромагнитного поля в СР. Наиболее светлые участки соответствуют максимальной интенсивности, наиболее темные – минимальной. Видно, что лазерный импульс в СР расплывается, его фронт деформируется.

На рис. 2 приведено распределение концентрации электронов $n = n_0 \eta$, представленное отношением $(\eta - \eta_{\min}) / (\eta_{\max} - \eta_{\min})$, где η_{\max} и η_{\min} – максимальное и минимальное значения η в момент τ . Максимальным значениям η соответствуют наиболее светлые участки (области с повышенной концентрацией электронов), минимальным – наиболее темные (области с пониженной концентрацией электронов).

Таким образом, перераспределение плотности заряда вследствие неоднородности поля вдоль оси СР приводит к существенному изменению формы лазерного импульса и дестабилизирует его динамику.

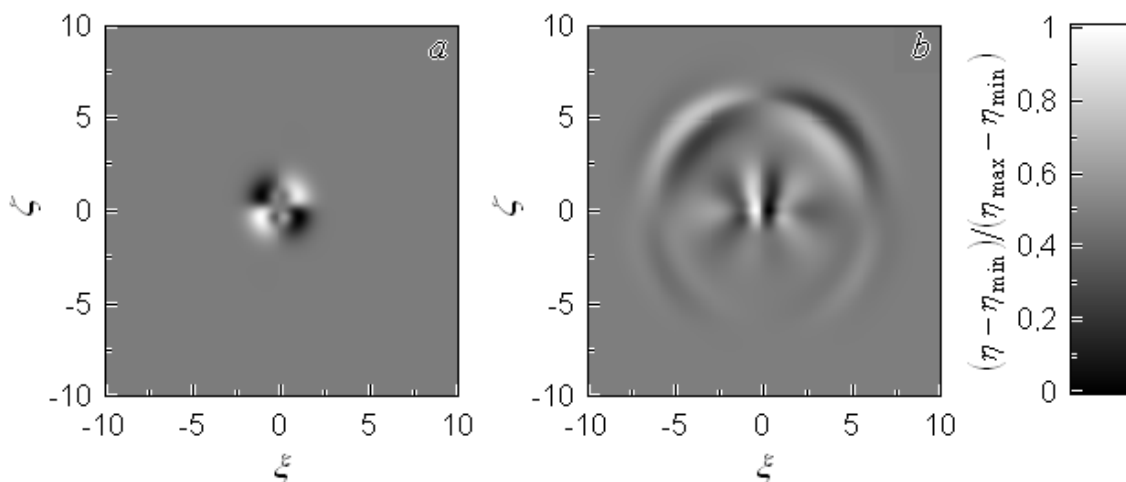


Рис. 2. Распределение концентрации электронов: $a - \tau = 0.5$, $b - \tau = 6.5$.

Особенности распространения электромагнитных импульсов, описанные выше, могут быть учтены при создании элементной базы оптоэлектроники, при разработке устройств управления полем лазерного излучения, систем оптической обработки информации. В частности, решение данной задачи есть также первый шаг к учету поля «подложки», то есть поля, создаваемого матрицей, на которой выращивалась СР.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ж.И. Алферов // УФН. 2002. Т. 172. № 9. С. 1068.
2. Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов. “Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками” М.: Наука, 1989.
3. Херман М. “Полупроводниковые сверхрешетки” М.: Мир, 1989.
4. Э.М. Эпштейн // ФТТ. 1977. Т. 19. № 11. С. 3456.
5. Э.М. Эпштейн // ФТП. 1980. Т. 14. № 12. С. 2422.
6. С.В. Крючков, Г.А. Сыродоев // ФТП. 1990. Т. 24. № 5. С. 913.
7. С.В. Крючков, Г.А. Сыродоев // ФТП. 1990. Т. 24. № 6. С. 1120.
8. D.V. Zavjalov and S.V. Kruchkov // Laser Physics. 2003. V. 13. No 10. P. 1256.
9. М.Б. Белоненко // ПЖТФ. 2009. Т. 35. № 16. С. 40.
10. Г.М. Шмелев, М.Б. Белоненко // ПЖТФ. 2010. Т. 36. № 8. С. 88.
11. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц “Электродинамика сплошных сред” М.: Наука, 1982.
12. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц “Теория поля” М.: Наука, 1973.
13. Yu.S. Kivshar and B.A. Malomed // Rev. Mod. Phys. V. 61. No 4. P. 763.
14. Н.Н. Калиткин “Численные методы” М.: Наука, 1978.
15. С. Кунин “Вычислительная физика” М.: Мир, 1992.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА С НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИМИ КРИСТАЛЛАМИ $ZnGeP_2$

С.В. Чучупал¹, Е.С. Жукова^{1,2}, О.Е. Породинков¹,
Г.А. Командин¹, Ю.А. Шакир¹, А.И. Грибенюков³

¹ Федеральное государственное учреждение науки Институт общей физики им.
А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

² Московский физико-технический институт (ГУ), Долгопрудный, Россия

³ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт
мониторинга климатических и экологических систем СО Российской академии наук,
Томск, Россия
MirrorMan@yandex.ru

Нелинейно-оптические кристаллы $ZnGeP_2$ могут использоваться для преобразования лазерного излучения среднего ИК-диапазона (5 или 10 мкм) в излучение субмиллиметровой (СБММ) области спектра при генерации разностной частоты. Эффективность нелинейного преобразования излучения напрямую определяется механизмом поглощения в СБММ-диапазоне. В работе [1] было высказано предположение о влиянии статической проводимости на формирование потерь в СБММ-диапазоне. Цель нашей работы заключается в подробном изучении механизмов поглощения терагерцового излучения в монокристалле $ZnGeP_2$ в широком температурном интервале (6 – 300 К)

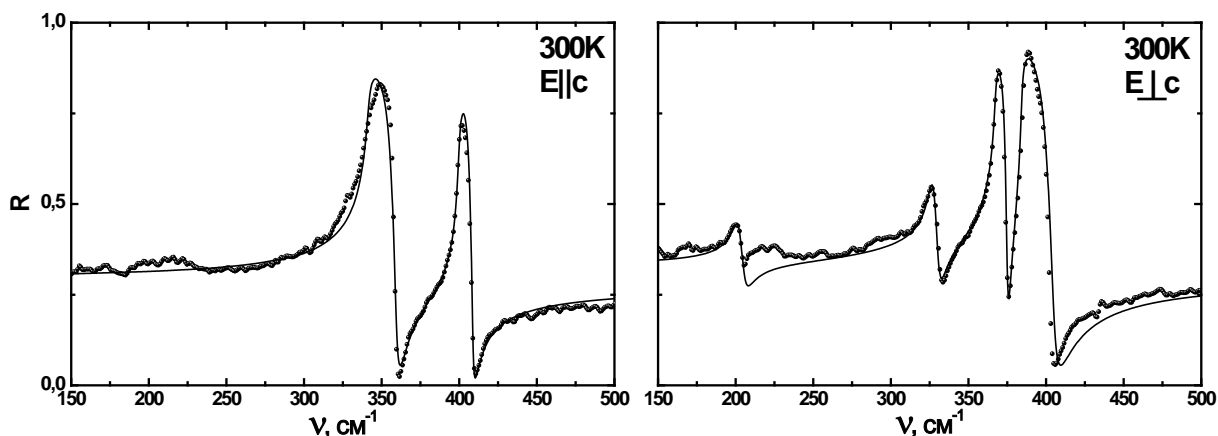


Рис. 1. Спектрыотражения (R) образца $ZnGeP_2$ (эксперимент — точки, модель — линии), полученные для ориентации вектора электрического поля E параллельно и перпендикулярно кристаллографической оси c .

$ZnGeP_2$ — тройной полупроводник типа $A^{II}B^{IV}C_2^V$, имеющий структуру халькопирита (группа симметрии D_{2d}^{12} , восемь атомов в элементарной ячейке, центр симметрии отсутствует). Теоретико-групповой анализ допускает существование 24 фоновых ветвей. Длинноволновые

нормальные колебания распределены по типу симметрии как: $A_1 + 2A_2 + 3B_1 + 4B_2 + 7E$. Моды $B_2(z)$ и $E(x, y)$ активны в ИК-спектрах [2], [3].

Для образцов $ZnGeP_2$ нами измерены спектры коэффициента пропускания на ЛОВ-спектрометре (ЛОВ — лампа обратной волны) в диапазоне $5 - 30 \text{ см}^{-1}$ и спектры коэффициентов пропускания и отражения на Фурье-спектрометре в области спектра $30 - 700 \text{ см}^{-1}$ в диапазоне температур $6 - 300 \text{ К}$. При ориентации вектора электрического поля E параллельно кристаллографической оси c в спектрах отражения проявляются два фона, при ориентации вектора электрического поля E перпендикулярно кристаллографической оси c — четыре (рис. 1). В спектрах пропускания зарегистрированы третий и пятый фоны для соответствующих поляризаций, как и получено в расчётах по теоретико-групповому анализу.

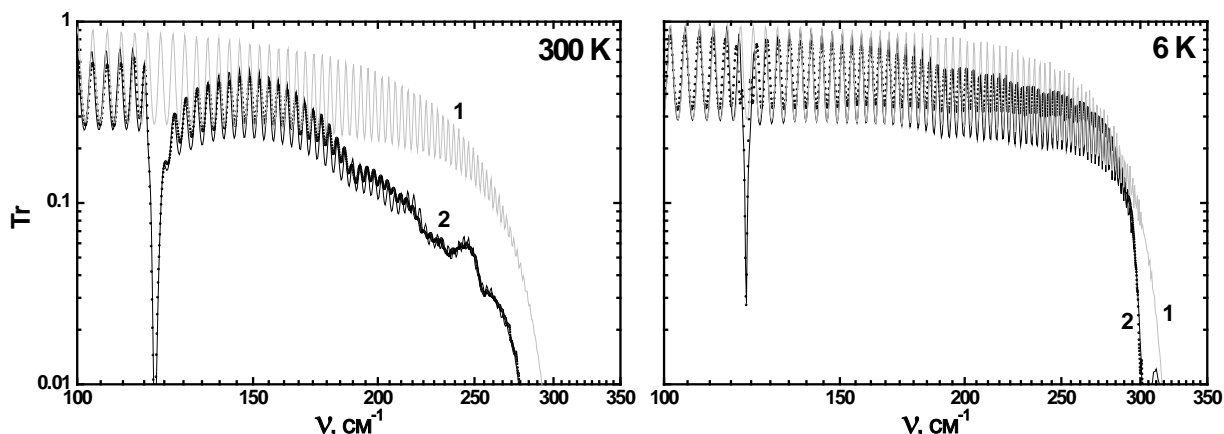


Рис. 2. Спектр пропускания (Tr) образца $ZnGeP_2$ при $T = 6 \text{ К}$ и $T = 300 \text{ К}$ для ориентации вектора электрического поля E параллельно кристаллографической оси c : 1 — экстраполяция спектра пропускания, рассчитанного по параметрам оптических фононов спектра отражения (однофононный вклад); 2 — эксперимент (точки) и модель (линии) с учётом дополнительного поглощения.

Показано, что фононные резонансы, описанные гармонической моделью Друде-Лоренца по спектрам отражения, при экстраполяции на низкие частоты не дают полного описания экспериментальных спектров пропускания. Для иллюстрации на рис. 2 показаны спектры пропускания, полученные для ориентации вектора электрического поля E параллельно кристаллографической оси c .

В диапазоне $30 - 300 \text{ см}^{-1}$ зарегистрировано дополнительное поглощение, имеющее диффузный характер с различимыми на его фоне линиями (рис. 2). При понижении температуры коэффициент пропускания в частотном диапазоне диффузного фона увеличивается. Это указывает на температурную зависимость дополнительного поглощения в терагерцовом диапазоне. Зависимость от температуры характерных параметров, коэффициента поглощения $\alpha(T)$ и модельных диэлектрических вкладов

$\Delta\varepsilon_i(T)$, указывает на доминирование многофононных разностных процессов в формировании поглощения на этих частотах.

На рис. 3 показан спектр мнимой части диэлектрической проницаемости $\varepsilon''(\nu)$ для $E \parallel c$ при комнатной температуре. Штриховкой выделен дополнительный вклад в поглощение, полученный нами при совместном дисперсионном моделировании спектров пропускания и отражения.

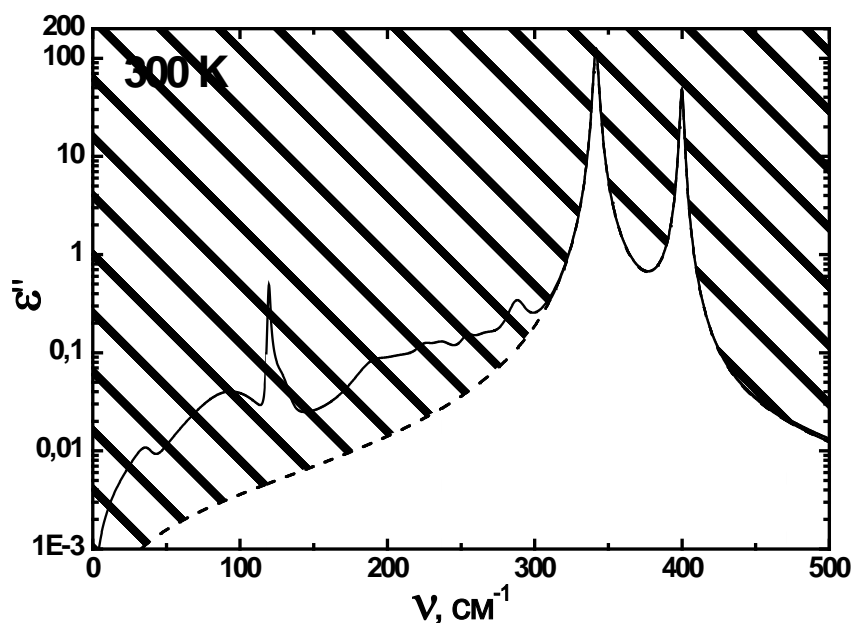


Рис. 3. Спектр мнимой части диэлектрической проницаемости $\varepsilon''(\nu)$ для ориентации вектора электрического поля E параллельно кристаллографической оси c при $T = 300\text{K}$: пунктир — рассчитанный по параметрам оптических фононов спектра отражения (однофононный вклад), сплошная линия — с учётом дополнительного поглощения.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Войцеховский, А.А. Волков, Г.А. Командин, Ю.А. Шакир // ФТТ, 1995, т. 37, №7, с. 2199-2202.
2. И.С. Горбань, В.А. Горыня, В.И. Луговой, И.И. Тычина // ФТТ, 1975, т. 17, №9, с. 2631-2634.
3. Ю.Ф. Марков, В.С. Григорьева, Б.С. Задохин, Т.В. Рыбакова // Оптика и спектроскопия, 1974, т. 36, №1, с. 163-166.