

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Российской академии наук

Международная зимняя школа по физике полупроводников

2015

Научные сообщения молодых ученых

С.-Петербург – Зеленогорск
27 февраля – 3 марта 2015 года

Организатор

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

Руководство и организация школы

А.Г. Забродский, *председатель оргкомитета*

Р.В. Парфеньев, *зам. председателя оргкомитета*

Е.Л. Ивченко, *председатель программного комитета*

А.Ю. Маслов, *секретарь программного комитета*

В.И. Козуб, *программный комитет*

П.С. Копьев, *программный комитет*

О.М. Сресели, *программный комитет*

Р.А. Сурис, *программный комитет*

С.А. Тарасенко, *программный комитет*

П.А. Алексеев, *сессия молодых ученых*

П.А. Дементьев, *сессия молодых ученых*

Т.В. Тиснек, *секретарь оргкомитета*

Л.Ф. Гребеновская, *оргкомитет*

Е.В. Куницына, *оргкомитет*

Т.В. Рогозина, *оргкомитет*

М.Б. Лифшиц, *сайт Школы*

А.А. Зырянова, *сайт Школы*

В.Л. Шубин, *техническое обеспечение*

Финансовая поддержка

Фонд некоммерческих программ «Династия»

Президиум Российской академии наук

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
ЗАО «Интеллект»

Воскресенье 29 марта	7
<i>А.Н. Афанасьев</i>	
Генерация чисто спиновых токов при Оже-рекомбинации в квантовых ямах с расщеплением Рашбы и Дрессельхауса . . .	7
<i>К.С. Денисов</i>	
Спин-зависимое туннелирование	8
<i>Г.С. Димитриев</i>	
Расщепление состояний акцептора деформационном и магнитном полях	10
<i>А.В. Герт</i>	
Зонная структура силицена	11
<i>М.А. Горлач</i>	
Электромагнитные свойства метаматериалов в режиме сильной пространственной дисперсии	12
<i>Н.Тs. Ghaltaghchyan</i>	
Two-electron impurity in the parabolic quantum dot: uncertainty relation and perturbation approach	14
<i>К.Л. Кошелев</i>	
Оптическое возбуждение циркулярного тока в квантовом одноканальном кольце	16
<i>Л.В. Котова</i>	
Эффекты пространственной дисперсии в отражении света от структур с квантовыми ямами	17
<i>И.В. Крайнов</i>	
Механизмы спиновой релаксации марганца в ферромагнитном (Ga,Mn)As	19
<i>Н.Ю. Михайлин</i>	
Магнитные свойства сверхпроводящего нанокompозита индий–опал	21
<i>М.А. Просников</i>	
Рассеяние света на магнитных возбуждениях и магнo- фононное взаимодействие в низкосимметричном цепочечном антиферромагнетике CuWO ₄	22

Л.А. Шелухин

Лазерно-индуцированная динамика намагниченности и магнитной анизотропии в низкосимметричных пленках ферритов-гранатов	24
---	----

Стендовая сессия **26**

Д.М. Бельтюкова

Фотосенсибилизированная генерация и голографическая регистрация синглетного кислорода в воде . .	26
---	----

А.С. Берестенников

Композитные пленки на основе биоцеллюлозы модифицированной проводящим полимером PEDOT/PSS . . .	27
--	----

Т.Э. Березкина

Измерение электрической активности и анализ содержания хлорофилла в растениях в зависимости от длительности освещения	28
---	----

А.В. Бобылев

Терагерцовое излучение при межзонном фотовозбуждении полупроводников IV группы при комнатной температуре	31
---	----

А. С. Большаков

Исследование структур с множественными квантовыми ямами InAs/GaAs методом спектроскопии электроотражения	32
---	----

И.А. Гула

Математическая модель экспрессии генов <i>gap</i> , основанная на уравнении типа Джеффриса	34
---	----

П.А. Дмитриев

Антиотражающее покрытие на основе упорядоченного слоя субволновых пор	36
--	----

А.С. Евсеенков

Повышение эффективности вывода излучения из нитридных светодиодных структур с текстурированными интерфейсами . .	37
---	----

Д.С. Золотухин

Исследование генерации прорастающих дислокаций и упругих напряжений в буферных слоях AlN с различными параметрами зародышевых слоев на подложках $c\text{-Al}_2\text{O}_3$	39
--	----

Е.Д. Колыхалова

Срыв генерации при импульсной накачке полупроводникового лазера на основе квантовых точек	40
--	----

<i>А.О. Краснова</i>	Электродный материал на основе наноструктурированной платины на углеродном носителе, и структурирующих функциональных добавок для топливных элементов	42
<i>А.Н. Крушельницкий</i>	Структура поверхности и удельное электрическое сопротивление тонких блочных плёнок висмута на различных подложках (температурный интервал 5–100 К)	44
<i>П.С. Крылов</i>	Эффекты низковольтного переключения в композитных пленках полимер-частицы графена (оксида графена)	45
<i>А.П. Мейлахс</i>	Теория теплосопrotivления Капицы для определения свойств композиционных наноматериалов	47
<i>Н.А. Олехно</i>	Влияние диэлектрической проницаемости на резонансный спектр неупорядоченных нанокomпозитов металл–диэлектрик .	48
<i>Д.В. Пермяков</i>	Магнитный и электрический оптический отклики в кремниевых наноразмерных структурах	50
<i>И.В. Редутю</i>	Рост, самоорганизация и структурирование серебряных nanoостровковых плёнок на ионообменных стеклах	51
<i>Д.Е. Русаков</i>	Создание контактов к квазиодномерным объектам методом диэлектрoфoреза	52
<i>А.И. Соболев</i>	Изучение силы трения сферической микрочастицы в несжимаемой жидкости в двумерной оптической ловушке . .	54
<i>К.К. Соболева</i>	Манипуляция биологическими объектами сверхфокусированным излучением полупроводникового лазера	55
<i>M. Song</i>	Numerical simulation of wireless power transfer system based on high-Q resonators	57
<i>M. Hasan</i>	Inverse scaling-law of negative modes in hyperbolic metamaterial slot cavity	58

<i>А.Г. Шварц</i>	
Нелинейные волны в тонких упругих цилиндрических оболочках	59
<i>В.А. Школдин</i>	
Исследования структур 3С/4Н-SiC по глубине методом катодолюминесценции	61

Генерация чисто спиновых токов при Оже-рекомбинации в квантовых ямах с расщеплением Рашбы и Дрессельхауса

А.Н. Афанасьев

СПбПУ, Санкт-Петербург, Россия

В случае отсутствия переноса электрического заряда, направленное движение поляризованных по спину электронов носит название чисто спинового тока [1].

Большинство предложенных на данный момент методов генерации чисто спиновых токов основано на оптическом возбуждении носителей [1, 2]. В данной работе предлагается реализовать неоптическую генерацию чисто спиновых токов в р-п переходе с квантовой ямой при инжекции носителей с последующей их Оже-рекомбинацией. Элементарный акт СНСС-процесса Оже-рекомбинации приводит к генерации двух свободных мест в Ферми-распределении электронов в квантовой яме, которыми будет переноситься спиновый ток.

Темп Оже-рекомбинации рассчитывался с помощью золотого правила Ферми. При этом использовались волновые функции носителей, полученные в рамках модели Кейна с учетом спинового расщепления зоны проводимости. В результате для ненулевых компонент тензора спинового тока (в случае расщепления Рашбы ($\nu = R$) — недиагональных, Дрессельхауса ($\nu = D$) — диагональных) в приближении времени релаксации мы получили следующее выражение

$$J_\nu = \frac{8\pi^4 I_e}{\sqrt{3}} J_0 \left(\frac{e^2/\varepsilon a}{\hbar/\tau_s} \right)^2 (na^2)^3 \frac{\gamma_\nu P^5}{E_g^6 a^6}, \quad (1)$$

где $J_0 = (\tau_s a)^{-1}$ — «элементарный» спиновый ток, P — кейновский матричный элемент, γ_ν — константа Рашбы (Дрессельхауса), τ_s — время спиновой релаксации, ε — диэлектрическая проницаемость, a — ширина квантовой ямы, I_e — интеграл, учитывающий интерференционные слагаемые в квадрате матричного элемента, без которых ответ тождественно равен нулю. В спиновый ток вносят вклады как состояния на поверхности Ферми, так и все Ферми-море. Полученный результат сильно зависит от параметров зонной структуры полупроводника, как P^{-5} и E_g^6 , что является следствием генерации

при Оже-рекомбинации. Поскольку Оже-рекомбинация является трехчастичным процессом, величина генерируемого спинового тока имеет кубическую зависимость от двумерной концентрации носителей n .

Показано, что Оже-рекомбинация позволяет генерировать спиновые токи, на порядки превосходящие по величине получаемые при внутризонном оптическом возбуждении [2], и сравнимые с получаемыми при межзонном оптическом возбуждении [1] (при условии использования квантовой ямы с достаточно узкозонным материалом) [3]. В отличие от механизмов, использующих оптическое возбуждение, в рассматриваемой структуре для генерации спиновых токов достаточно приложить напряжение к р-п переходу, что более удобно для интеграции в полупроводниковые схемы.

Работа выполнена под руководством сотрудников сектора теоретической микроэлектроники ФТИ им. А.Ф. Иоффе Грешнова А.А. и Зегри Г.Г.

Литература

- [1] E. L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, *Semicond. Sci. Technol.* **23**, 114007 (2008).
- [2] O. I. Utesov, G.G. Zegrya, A.A. Greshnov, *JETP Lett.* **92**, 40-42 (2010).
- [3] A.N. Afanasiev, A.A. Greshnov, G.G. Zegrya, *subm. to JETP Lett.*

Резонансное спин-зависимое туннелирование в гетероструктурах с δ -слоем Mn

К.С. Денисов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

В работе теоретически изучается кинетика неравновесного спина и его влияние на фотолюминесценцию в гибридных структурах ферромагнетик-полупроводник (магнитный слой, барьер, квантовая яма), в которых ферромагнитный слой реализован легированием узкой области (~ 1 нм) полупроводникового барьера GaAs магнитными примесями, а именно атомами Mn. За ферромагнитный порядок в растворе GaMnAs ответственны ионы марганца, являющиеся примесями замещения. Оказавшиеся в междоузлиях атомы Mn формируют донорные состояния, но не участвуют в ферромагнетизме [3]. Важной особенностью кинетики в исследуемой системе является возможность туннелирования электронов зоны проводимости в δ -слой на указанные резонансные уровни. Оказалось [1, 2], что в случае ферромагнитного упорядочения δ -слоя, туннелирование по этому каналу становится спин-зависимым.

Люминесценция из КЯ, связанная с излучательной рекомбинацией поляризованных электронов с дырками, приобретает циркулярную поляризацию, которая повторяет зависимость намагниченности от внешнего поля (гистерезис) [1, 2].

В работе предложен микроскопический механизм, ответственный за спин-зависимое туннелирование электронов из КЯ в δ -слой. Находясь на донорном уровне, электрон, в результате обменного взаимодействия, ощущает присутствие в области его локализации ионов Mn, входящих в ферромагнитную систему. Обменное взаимодействие приводит к расщеплению резонансного уровня, а намагниченность системы и температурная заселенность носителей в яме приводят к тому, что носители с разной проекцией спина уходят в расщепленные состояния с разной эффективностью. На основе формализма туннельного гамильтониана [4] в работе произведен теоретический расчет времени ухода электрона из состояний непрерывного спектра КЯ на расщепленные обменным взаимодействием локализованные уровни в δ -слое. Рассчитанная скорость различна для спинов в меру намагниченности слоя и отлично согласуется с экспериментальным значением. Дополнительным аргументом в пользу предложенного механизма является совпадение знака поляризации в теории и эксперименте. В исследованных структурах [1, 2] донорный уровень Mn в GaAs лежит ниже первого уровня размерного квантования ямы InGaAs ($x_{\text{In}} \leq 0.1$). Такое расположение в предложенной схеме должно приводить к положительной циркулярной поляризации в положительном внешнем поле, что и наблюдается в эксперименте. Развита в работе теория предсказывает, что поляризация должна иметь другой знак в структурах с $x_{\text{In}} \geq 0.15$, где донорный уровень располагается выше уровня размерного квантования в квантовой яме.

Литература

- [1] S.V. Zaitsev, *Low Temp. Phys.* 38 (5) (2012).
- [2] V.L. Korenev, *et al.*, *Nature Com.* 3 959 (2012).
- [3] I.A. Akimov, *et al.*, *Phys. Status Solidi B* 251 9 (2014).
- [4] I.V. Rozhansky, N.S. Averkiev and E. Lähderanta, *Low Temp. Phys.* 39 (1) (2013).

Расщепление состояний акцептора марганца в (Ga,Mn)As в деформационном и магнитном полях

Г.С. Димитриев

ФТИ, Санкт-Петербург, Россия

Полупроводниковые соединения, содержащие магнитные ионы, называемые также разбавленными магнитными полупроводниками (РМП), интенсивно изучались по причине возможности сочетать полупроводниковые и магнитные свойства. (Ga,Mn)As приобрёл особую популярность после успехов в развитии технологии роста, позволивших заметно уменьшить количество дефектов и увеличить температуру Кюри по различным данным[1] вплоть до 185 К. Этот РМП может быть использован в качестве модельного полупроводника для оптоэлектронных устройств и устройств чтения-записи из-за возможности контроля спин-поляризованного транспорта. Магнитные свойства этого материала, такие как ориентация лёгкой оси намагниченности, во многом зависят от деформаций, возникающих из-за рассогласования постоянных решётки подложки и GaMnAs. Цель нашего исследования состояла в определении деформационных потенциалов и структуры основного и возбуждённого состояний акцептора Mn в GaAs и поведение его при одновременном воздействии деформации и магнитного поля.

Был исследован парамагнитный легированный Mn объемный образец GaAs толщиной 1000 нм с $x \sim 10^{-5}$. В процессе роста структуры $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, атомы Mn встраиваются в кристаллическую решетку, замещая Ga в узлах решетки в электронной конфигурации как Mn^{2+} , внося магнитный момент в кристаллическую решетку и связывая дырку. Влияние внешних одноосной деформации и магнитного поля на состояния акцептора Mn изучалось в геометрии Фарадея методом неупругого рассеяния света.

В парамагнитном GaAs:Mn основное состояние акцептора Mn модифицировано обменным взаимодействием 3d-электронов с дыркой, в результате проведённых исследований было установлено, что это обменное взаимодействие носит АФМ характер, поэтому основным состоянием является состояние с $F = 1$, а остальные сдвинуты вверх по энергии. Как правило, в GaAs:Mn присутствуют внутренние случайные деформации или электрические поля ионизированных примесей. Задачей работы было исследование влияния внешней регулируемой деформации и магнитного поля на состояния акцептора $F = 1$ и $F = 2$. Влияние деформации на все 4 состояния единичного акцептора теоре-

тически рассматривалось в работе Н.С. Аверкиева и др.[2]. Состояния $F = 1$ и $F = 2$ акцептора Mn во внешнем магнитном поле уже изучались прежде методом неупругого рассеяния света с переворотом спина в работе В.Ф. Сапеги и др.[3]. В спектрах неупругого рассеяния в скрещенной поляризации мы наблюдали 3 линии, соответствующие переходам между расщеплёнными внешней деформацией подуровнями $F = 1$ и $F = 2$. Они хорошо согласуются с моделью Аверкиева. В параллельной поляризации явно наблюдается только 1 линия, для объяснения этого планируется перейти от рассмотренной сферической симметрии к кубической симметрии. Это предположение в данное время проверяется теоретически. Определены величины обменной и деформационной энергии для состояния акцептора Mn.

Представленные эксперименты по исследованию образца GaAs:Mn методом неупругого рассеяния проводились в лаборатории оптики полупроводников ФТИ под руководством д.ф.-м.н. В.Ф. Сапеги. Теория была разработана Н.С. Аверкиевым.

Литература

- [1] M. Wang, *et al.*, Appl. Phys. Lett **93** 132103 (2008).
- [2] N.S. Averkiev, *et al.*, Sol. State. Phys. **30** 765–774 (1988).
- [3] V.F. Sapega, T. Ruf, M. Cardona, Phys. Stat. Sol. (b) **226(2)** 339–356 (2001).

Зонная структура силицена

А.В. Герт

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Силицен — квазидвухмерный материал из атомов кремния с гексагональной кристаллической решеткой, состоящий из двух плоских подрешеток, перпендикулярно смещенных друг относительно друга на расстояние Δ_Z . Идея создания такого материала впервые была предложена в работе [1], не так давно он был выращен на серебряной подложке методом молекулярно-лучевой эпитаксии [2]. Интерес к силицену вызван возможностью его применения в кремниевой электронике и оптоэлектронике, сейчас этот материал активно исследуется экспериментально и теоретически.

В отличие от графена, в силицене sp^2 гибридизация является нестабильной [3], что реализуется в вытеснении части атомов кремния из плоскости. При этом гибридизация атомных орбиталей становится смешанной: $sp^2 - sp^3$. Такая структура дает возможность создавать спин-поляризованные состояния

и управлять шириной запрещенной зоны с помощью электрического поля, что открывает возможность создания спинового поляризатора с высокой степенью поляризации [4].

Зонная структура силицена была рассчитана в работе [5] из первых принципов и в [6] с помощью метода сильной связи на основе параметризации sp^3s^* с учетом первого и второго соседа. Полученные в [6] результаты существенно расходятся с расчетами из первых принципов [5].

В нашей работе электронный спектр силицена рассчитан методом сильной связи в базисе орбитальных функций s , p , d и s^* . Добавление d орбиталей позволило ограничиться учетом взаимодействия атомов только с ближайшими соседями. Полученные результаты хорошо согласуются с расчетами из первых принципов [5]. В дираковской точке вследствие спин-орбитального взаимодействия образуется запрещенная зона, ширина которой растет при увеличении смещения подрешеток Δ_Z .

Также на основе метода инвариантов нами построен эффективный гамильтониан силицена в окрестности дираковской точки. Значения его параметров определены для различных Δ_Z из результатов моделирования методом сильной связи.

Литература

- [1] K. Takeda and K. Shiraishi, Phys. Rev. B **50**, 14916 (1994).
- [2] B. Feng, Z. Ding, S. Meng et al., Nano Letters **12**, 3507 (2012).
- [3] U. Röthlisberger, W. Andreoni and M. Parrinello, Phys. Rev. Lett. **72**, 665–668 (1994).
- [4] W.-F. Tsai, C.-Y. Huang, T.-R. Chang et al., Nature Communications **4**, 1500 (2013).
- [5] X. Yang and J. Ni, Phys. Rev. B **72**, 195426 (2005).
- [6] G. G. Guzmán-Verri and L. C. L. Y. Voon, Phys. Rev. B **76**, 075131 (2007).

Электромагнитные свойства метаматериалов в режиме сильной пространственной дисперсии

М.А. Горлач

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

В настоящее время существует значительный интерес к исследованию искусственных микро- и наноструктурированных сред, называемых метаматериалами. Использование этих искусственных структур открывает ряд новых возможностей, например, получение эффекта отрицательного преломления

излучения, преодоление дифракционного предела с помощью суперлинзы [1], маскировка объектов методом волнового обтекания [2], и т.п. В то же время известно, что в достаточно широком классе метаматериалов существенную роль играют эффекты пространственной дисперсии, не являющиеся пренебрежимо малыми даже в пределе больших длин волн [3]. В средах с пространственной дисперсией (нелокальных средах) поляризация в физически малом объёме зависит не только от поля в этом же объёме, но и от значений поля в соседних областях.

В настоящей работе метаматериал моделировался как трёхмерный массив частиц, расположенных в узлах кубической решётки. Поле, создаваемое отдельно взятой частицей, описывалось в дипольном приближении. Для учёта взаимодействий частиц метаматериала использовался аппарат диадных функций Грина электромагнитного поля; в рамках этого подхода взаимодействие метаатомов друг с другом описывается с помощью решёточных сумм, для расчёта которых ранее были разработаны эффективные численные методы [4]. Используемая в данном исследовании модель известна как приближение дискретных диполей (в англоязычной литературе — *discrete dipole approximation*).

В результате анализа описанной модели были получены следующие результаты:

1. Изучены дисперсионные свойства структуры, состоящей из одноосных электрических рассеивателей, которые могут поляризоваться лишь в одном направлении. Показано, что в данной структуре в длинноволновом пределе могут реализоваться не только эллиптический и гиперболический режимы дисперсии, но также и т.н. смешанный режим дисперсии, который сочетает в себе свойства эллиптического и гиперболического режимов, являясь переходным между ними. Эллиптический и гиперболический режимы дисперсии охватываются моделью эффективной среды: они возникают при описании структуры с помощью тензора диэлектрической проницаемости, компоненты которого имеют либо одинаковые знаки (эллиптический режим), либо различные знаки (гиперболический режим) и не зависят от волнового вектора. Что же касается переходной области, то она не может быть описана в рамках модели эффективной среды. Наличие смешанного режима является прямым проявлением эффектов пространственной дисперсии. В работе [5] на основании исследования модели дискретных диполей было предсказано существование смешанного режима дисперсии, подробно проанализированы его свойства, а также были предложены методы экспериментальной проверки теоретических результатов.
2. Проведён расчёт оптических сил, возникающих в дискретных метаматериалах. В частности, была решена задача расчёта вращательного момента, действующего на пробный электрический диполь при помещении его в анизотропный

метаматериал [6, 7]. Было показано, что максимальные по абсолютной величине значения вращательного момента достигаются как раз в смешанном режиме дисперсии метаматериала [7].

3. В рамках модели дискретных диполей исследована задача вычисления эффективных материальных параметров метаматериала, состоящего из нелинейных частиц. По известным нелинейным свойствам составных элементов вычислена эффективная нелинейная восприимчивость структуры. Показано, что в режиме сильной нелинейности нелокальные эффекты в метаматериале играют существенную роль.

Литература

- [1] J.B. Pendry. *Contemporary Physics*. **45**, No.3, 191-202 (2004).
- [2] А.В. Кильдишев, В.М. Шалаев. *УФН*. **181**, No.1, 59-70 (2011).
- [3] В.М. Агранович, Ю.Н. Гарштейн. *УФН*. **176**, No.10, 1051-1068 (2006).
- [4] P.A. Belov, C.R. Simovski. *Phys.Rev.E* **72**, 026615 (2005).
- [5] M.A. Goriach, P.A. Belov. *Phys.Rev.B* **90**, 115136 (2014).
- [6] M.A. Goriach, A.N. Poddubny, P.A. Belov. *Phys.Rev.A* **89**, 032508 (2014).
- [7] M.A. Goriach, A.N. Poddubny, P.A. Belov. *Phys.Rev.B* **90**, 035106 (2014).

Two-electron impurity in the parabolic quantum dot: uncertainty relation and perturbation approach

H.Ts. Ghaltaghchyan

Russian-Armenian (Slavonic) University, Yerevan, Armenia

The study of hydrogenic impurity states in semiconductor nanostructures has been initiated in recent years through the pioneering work of Bastard [1]. A number of theoretical investigations of hydrogenic impurity states in low dimensional semiconductors has been published [2, 3]. In the paper [4] the binding energy of hydrogenic impurity states in spherical QD has been studied using the variational method. Later, the same author calculated the binding energies of the hydrogenic impurity states in spherical QDs with parabolic confinement by using the perturbation method [5]. The impurity effect in a two-electron quantum dot with parabolic confinement in the framework of diagonalization method has been discussed in [6]. Also, the impurity effects on auto-ionizing two-electron resonances in spherical QD have been studied in [7]. The ground state energies of the hydrogen-like impurity in a lens-shaped QD have been calculated using the variational method in [8]. The two-electron bunching in transport through a QD associated with Kondo

correlations has been investigated [9]. Entanglement effects of impurity states in the two-electron QD and coupled QD have been studied [10, 11].

The investigation was dedicated to two-electron impurity states in parabolic confinement. We have estimated the ground-state energy value, using the Heisenberg uncertainty relation. Using variational methods the ground state energy and wave function of the single-electron impurity problem have been achieved. The dependence of ground-state energy and Coulomb electron-electron interaction energy correction on the QD size is studied. The dependence of the state exchange time on the QD radius has been calculated. It has been shown that the presence of the impurity leads to the appearance negative values of the energy of the system on the one hand, and to the saturating character of the state exchange time.

In conclusion we have obtained the dependence of the state exchange time of the QD radius in the Russell-Saunders approximation. Also we made the estimation and calculation of the ground state energy value using both Heisenberg uncertainty relation and stationary perturbation theory. The dependence of ground-state energy and Coulomb electron-electron interaction energy correction and exchange time on the QD size is studied. We show that the total energy of the system can be both positive and negative. Due to the presence of the impurity, the saturating nature of the state exchange time has been identified.

Литература

- [1] G. Bastard, *Phys. Rev. B*, 59, pp. 4714 (1981).
- [2] V. Nguyen, M. Nguyen, *J. Phys.: Condens. Matter*, 13, pp. 2563 (2001).
- [3] N. Raigoza, A.L. Morales, A. Montes, N. Porrás-Montenegro, C.A. Duque, *Phys. Rev. B*, 69, (2004) 045323.
- [4] C. Bose, *Journal of Applied Physics* 83, pp. 3089–3091 (1998).
- [5] C. Bose, *Physica E* 4 p. 180–184 (1999).
- [6] W. Xie, *Physica B: Physics of Condensed Matter*, 334, p. 317–322, (2013)
- [7] M. Genkin, E. Lindroth, *Physical Reviews B*, 81, (2010)
- [8] X. Zeng, J.Chang, P. Zhou, *International Journal of Modern Physics B*, 18, pp. 2529–2533 (2004)
- [9] O. Zarchin, M. Zaffalon, M. Heiblum, D. Mahalu, V. Umansky, *Physical Review B*, 77, (2008)
- [10] K. Przemyslaw, *Physics Letters A*, p. 2393–2397, (2013)
- [11] C. Acosta, S. Diego, R. Romero, A. Ferron, S. Gomez, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 46, (2013)

Оптическое возбуждение циркулярного тока в квантовом одноканальном кольце

К.Л. Кошелев

СПбПУ, Санкт-Петербург, Россия

В последние десятилетия большой интерес исследователей привлекают миниатюрные квантовые системы, в которых определяющую роль играет размерное квантование и квантование заряда, например, квантовые точки и квантовые кольца. Повышенный интерес к таким системам обусловлен как возможностью наблюдения множества ярких квантовых явлений, таких как эффект Кондо и кулоновская блокада, так и возможными приложениями в области квантовой оптики, спинтроники и нанoeлектроники. Изучение квантовых колец, помещенных в магнитное поле, особенно интересно, так как позволяет исследовать различные проявления одного из чрезвычайно красивых квантовых явлений — эффекта Ааронова Бома. В частности, недавно было показано, что туннельный ток через такую систему может блокироваться незатухающим циркулярным током (persistent current) в кольце [1]. Этот эффект, обусловленный как квантовой интерференцией, так и квантованием полного заряда в кольце, был назван эффектом токовой блокады. В отличие от эффекта кулоновской блокады, этот существенно квантовый эффект может наблюдаться при достаточно высоких температурах.

Само по себе существование незатухающего квантового тока является отличительной особенностью квантовых колец, причем величина этого тока периодически меняется при изменении магнитного потока через кольцо. В настоящей теоретической работе исследуется возможность возбуждения циркулярного тока полем циркулярно-поляризованной электромагнитной волны. Исследование основано на решении нестационарного уравнения Шредингера. Показано, что переходом во вращающуюся систему задача сводится к стационарному уравнению Шредингера для квантового маятника с неперiodическими граничными условиями.

Решение получено в двух предельных случаях. В случае слабого электромагнитного поля, когда соответствующие матричные элементы переходов много меньше расстояний между уровнями в кольце, применима теория возмущения. В этом случае предсказана серия резонансов в зависимости возбуждаемого тока от частоты приложенного света. Резонансы наблюдаются при совпадении частоты света с расстояниями между близлежащими уровнями

ми, попадающими в температурную полосу вблизи уровня Ферми. В случае сильного поля для вычислений использовано квазиклассическое приближение. Показано, что по мере увеличения амплитуды поля резонансы сливаются в один пик, ширина которого определяется температурой и амплитудой поля. В обоих предельных случаях индуцированный волной постоянный ток складывается с незатухающим током, существующим в невозмущенном кольце.

Полученные результаты обобщены на случай неупорядоченного кольца со слабым статическим беспорядком (как плавным, так и короткодействующим). Показано, что размерное квантование приводит к существенному подавлению рассеяния на беспорядке, при условии, что характерный темп рассеяния (вычисленный для бесконечной одномерной системы) оказывается много меньше расстояния между уровнями в кольце. Наиболее существенно беспорядок влияет на состояния, находящиеся вблизи сепаратрисы квантового маятника. Эта область характеризуется наличием так называемого хаотического слоя. Показано, что хаотическое рассеяние в этом слое приводит к увеличению ширины резонансного пика в режиме сильного поля.

В работе также качественно исследовано влияние тепловой бани, окружающей кольцо, и приведены оценки для характерного времени сбоя фазы.

Докладчик выражает большую благодарность научному руководителю Качоровскому В.Ю.

Литература

[1] A.P. Dmitriev, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **105**, 036402 (2010).

Эффекты пространственной дисперсии в отражении света от структур с квантовыми ямами

Л.В. Котова

БГТУ «Военмех», Санкт-Петербург, Россия

Пространственная дисперсия первого порядка, описываемая линейными по волновому вектору света вкладами в диэлектрическую проницаемость, называется гиротропией. Примером гиротропной среды может служить кристалл с симметрией D_{2d} , в тензоре диэлектрической проницаемости которого появляются линейные по волновому вектору вклады в дисперсию экситонов, то есть вклады Дрессельхауза. В таких системах гиротропия может проявляться в спектрах отражения, приводя к конверсии поляризации отраженного света.

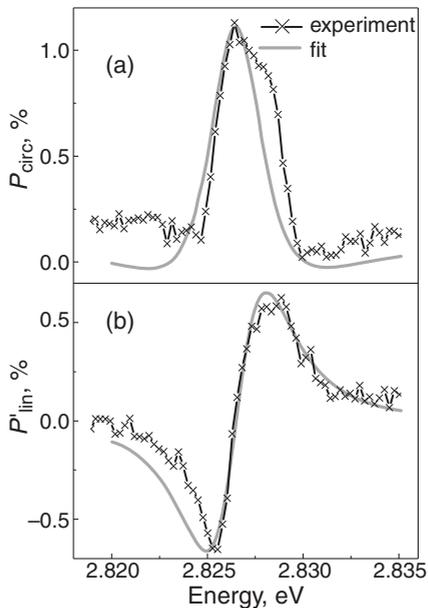


Рис. 1. Расчетные и экспериментальные спектры параметров Стокса отраженного света в области легкого экситона в квантовой яме ZnSe/ZnMgSSe шириной 10 nm при температуре 77 К. Падающий свет р-поляризован. Плоскость падения ориентирована вдоль оси [010]. (a) Циркулярная поляризация. (b) Линейная поляризация в осях повернутых на 45° .

Настоящая работа экспериментально показывает, что явление гиротропии может наблюдаться в структуре с квантовой ямой. Квантовые ямы, выращенные из полупроводников с решеткой цинковой обманки, имеют такую же точечную симметрию D_{2d} . При наклонном падении света в s- или р- поляризации на структуру отраженный луч оказывается эллиптически поляризованным.

В данной работе изучался эффект гиротропии в области экситонного резонанса в структуре с одиночной симметричной квантовой ямой. Были исследованы спектры отражения при наклонном падении от образца ZnSe/ZnMgSSe с одиночной квантовой ямой шириной 10 nm, выращенного вдоль направления [001]. В спектрах отражения данной структуры ярко проявляются два резонанса, связанные с оптическими переходами на экситоне с тяжелой и легкой дыркой. Экситон с тяжелой дыркой не взаимодействует со светом, поляризованным вдоль оси роста, поэтому он не будет давать вклад в гиротропию,

поскольку ее возникновение связано со смешиванием продольной (z) и поперечных (x, y) компонент экситонной поляризации. В тоже время у легкого экситона продольная компонента есть.

Для экспериментального обнаружения эффекта достаточно измерить поляризацию отраженного света. Для этого были измерены спектры всех параметров Стокса отраженного света для s - и p - поляризаций падающего. Измерения были проведены для разных ориентаций кристаллографических осей образца относительно плоскости падения. На рисунке приведены спектры циркулярной поляризации отраженного света (рис. 1a) и линейной поляризации в осях повернутых на 45° относительно плоскости падения (рис. 1b) в области легкого экситона. Представленные измерения проведены для p - поляризации падающего света при ориентации плоскости падения вдоль оси образца $[010]$. Для обеих поляризаций амплитуда сигнала на экситоне достигает 1%. При повороте образца на 90° поляризация меняет знак и отсутствует в осях $\langle 110 \rangle$. То есть угловая зависимость эффекта соответствует симметрии ямы D_{2d} .

Используя теоретический подход, изложенный в [1], были промоделированы спектры параметров Стокса и проведено их сравнение с измеренными данными. Расчетные кривые также приведены на рисунке 1. Для всех поляризаций падающего и отраженного света удалось добиться удовлетворительного согласия с экспериментом, используя один набор всех экситонных параметров. Это позволило нам оценить величину параметра Дрессельхауза (β), ответственного за спиновое расщепление состояния легкого экситона. Наилучшее совпадение расчетного и экспериментального спектров получено при значении $\beta = 30 \mu\text{eV} \mu\text{m}$, что согласуется с известным данным о величине электронного расщепления Дрессельхауза в квантовых ямах ZnSe [2].

Литература

- [1] L.E. Golub, F.V. Porubaev, Solid State Physics **55**, 2128-2134 (2013).
- [2] H. Mino, S. Yonaiyama, K. Ohto, and R. Akimoto, App. Phys. Lett. **99**, 161901 (2011).

Механизмы спиновой релаксации марганца в ферромагнитном (Ga,Mn)As

И.В. Крайнов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Одним из направлений современной физики конденсированного состояния является получение материалов комбинирующих в себе магнитные и

«классические» полупроводниковые свойства и изучение способов управления ими. Примером такого материала может служить $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$. Одной из центральных характеристик магнитных материалов является время релаксации магнитной подсистемы. Существует множество работ по изучению систем с одиночными спинами, например [1,2], однако, сильно коррелированные системы остаются недостаточно изучены. В данной работе теоретически изучалось время поперечной спиновой релаксации марганца в ферромагнитном $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$. Время жизни спина магнитных примесей можно изучать по ширине линии Рамановского спин-флип рассеяния. Измерения [3] производились в широком диапазоне температур начиная от ферромагнитной области, заканчивая парамагнитной. Это позволяет исследовать вклады различных механизмов спиновой релаксации центров марганца и изменение величины g -фактора в разных фазах. По изменению ширины линии Рамановского спин-флип рассеяния дырок на центрах марганца от температуры была получена зависимость времени жизни спина марганца и его g -фактора начиная от ферромагнитного состояния до парамагнитного. Теоретическое описание параметров магнитного полупроводника $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ остается предметом активных дискуссий. Предлагаются различные подходы в данном вопросе, такие как использование численных методов (ТВА) [4], теория среднего поля [5], и т.д. Для данной системы была разработана аналитическая теория описывающая динамику подсистемы состоящей из ионов марганца и учитывающая влияние ансамбля дырок.

Анализ экспериментальных данных [3] в совокупности с предлагаемой теоретической моделью позволил выявить наличие двух основных механизмов спиновой релаксации связанных с дырками. Первый — это релаксация спина дырок не связанная с наличием магнитных ионов и, как следствие, последующая релаксация спина марганца из-за коллективного движения подсистемы состоящей из ионов марганца и ансамбля дырок. Этот механизм является преобладающим в ферромагнитной фазе. Второй связан с флуктуациями спина дырок, существующими на всем диапазоне температур. Экспериментально и теоретически было показано отсутствие уменьшения времени жизни на температуре ферромагнитного перехода в случае сильной релаксации дырочной подсистемы. Разработанная методика может быть применена и к другим соединениям состоящим из нескольких магнитных подсистем.

Литература

- [1] L. Besombes, Y. Leger, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 207403 (2004).
- [2] Le Gall, L. Besombes, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 127402 (2009).

- [3] V. Sapega, 8th Advanced Research Workshop “NanoPeter 2012”, St Petersburg, June 2012.
- [4] T. Jungwirth, K.Y. Wang, *et al.*, Phys. Rev. B **72**, 165204 (2005).
- [5] E.Z. Meilikhov, Phys. Rev. B **75**, 045204 (2007).

Магнитные свойства сверхпроводящего нанокompозита индий—опал

Н.Ю. Михайлин

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе была изучена зависимость магнитных свойств трехмерной упорядоченной сетки наночастиц сверхпроводника от характерного размера частиц сетки. Для получения таких систем расплавленный In под давлением вводился в поры искусственного опала, в результате чего образовывалась индиевая сетка со структурой, эквивалентной структуре пор в системе плотноупакованных сфер SiO₂. Различие в характерных размерах частиц достигалось двумя способами: использованием опалов, изготовленных из сфер с различным диаметром, и дополнительным заращиванием пор опала заданным количеством слоев SiO₂ и TiO₂. Измерения зависимостей магнитного момента от магнитного поля проводились на установке Quantum Design PPMS в диапазоне температур от 2 до 5 К и в магнитных полях до 5 Т.

В исследованных сверхпроводниках наблюдался рост критической температуры и критического магнитного поля сверхпроводящего перехода при уменьшении характерного размера индиевых частиц, что согласуется с данными, полученными путем измерения электропроводности в подобных системах [1]. Зависимость магнитного момента от магнитного поля в таких образцах имеет значительный гистерезис; кроме того, в ней наблюдаются скачки магнитного момента. Для большей части диапазона характерных размеров количество скачков зависит от скорости развертки магнитного поля, и каждый скачок достигает нулевого значения момента. Такие же скачки ранее были описаны в [2,3] для системы Pb в пористом стекле, в которой сетка свинца неупорядочена. Исходя из этого можно предположить, что такой эффект не зависит от используемого сверхпроводника и от упорядоченности структуры. Тем не менее, для наибольшего и наименьшего характерных размеров наблюдается иная зависимость. В образцах с наименьшим характерным размером заметных скачков не наблюдалось во всем диапазоне температур. С другой стороны, в образцах с наиболее крупными частицами наблюдались скачки,

не достигающие нулевого значения момента. Аналогичные неполные скачки были получены при изучении системы свинец-опал в работе [4].

Таким образом, нами были изучены магнитные свойства системы индий-опал в зависимости от характерного размера частиц системы. Был обнаружен количественный рост критических параметров сверхпроводящего перехода, который согласуется с данными, полученными из электропроводности. В зависимости магнитного момента от поля наблюдались скачки, вид которых также зависит от характерного размера частиц. Сравнение свойств скачков момента в исследуемой системе с похожими эффектами в различных нанокompозитах на основе свинца позволяет предположить независимость данного эффекта от упорядоченности структуры и от используемого сверхпроводника.

Литература

- [1] Шамшур Д.В., и др., ФТТ, **47**, 11, 1927–1937 (2005).
- [2] C. Tien, *et al.*, Phys. Rev. B **83**, 014502 (2011)
- [3] C. Tien, *et al.*, Journ. Appl. Phys. **109**, 053905 (2011)
- [4] A.E. Aliev, *et al.*, Physica C **453** 15–23 (2007)

Рассеяние света на магнитных возбуждениях и магнон-фононное взаимодействие в низкосимметричном цепочечном антиферромагнетике CuWO_4

М.А. Просников

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Вольфрамат меди CuWO_4 является широкозонным полупроводником с $E_g = 2.3$ eV, в котором при температурах ниже $T_N = 24$ К происходит антиферромагнитное упорядочение. Этот материал имеет триклинную структуру с пространственной группой $P\bar{1}$ (#2, $Z = 2$) и параметрами ячейки $a = 4.70$ Å, $b = 5.84$ Å, $c = 4.88$ Å, $\alpha = 91.68$, $\beta = 92.50$, $\gamma = 82.80$ [1]. Магнитные ионы меди Cu^{2+} ($S = 1/2$) локализованы внутри искаженных кислородных октаэдров с общим ребром, располагающихся в виде зигзагообразных цепочек вдоль направления c , обменная связь между которыми реализуется октаэдрами WO_6 . Ян–Теллеровское искажение первого порядка для октаэдров CuO_6 , и второго порядка для WO_6 обуславливает столь низкую симметрию кристалла. Низкоразмерная (1D) магнитная структура определяется слабо-связанными цепочками магнитных ионов Cu^{2+} . Магнитная структура CuWO_4

изучалась методами нейтронного рассеяния [2]. Исследования оптического поглощения и комбинационного рассеяния, а также дифракционные рентгеновские исследования фазовых переходов проводились только при комнатной температуре [3, 4].

Нами было проведено исследование магнитного рассеяния и динамики решетки вольфрамата меди методом спектроскопии комбинационного рассеяния. Были изучены поляризованные спектры рассеяния в области $15\text{--}1100\text{ см}^{-1}$ в диапазоне температур $10\text{--}300\text{ К}$ ниже и выше температуры антиферромагнитного упорядочения. При температурах ниже T_N , на спектрах наблюдались широкие полосы с максимумами 50 и 90 см^{-1} , которые можно было связать только с рассеянием на магнонах. Магнитное рассеяние сильно поляризовано и наблюдается лишь при четко заданной поляризации возбуждающего и рассеянного света. Сложная форма полос магнитного рассеяния потребовала проведение их деконволюции. Построены температурные зависимости положений, интегральных интенсивностей и полуширин каждой наблюдаемой полосы. Было установлено, что одна из компонент полосы существует при температурах вплоть до 100 К , т.е. существенно выше $T_N = 24\text{ К}$. Такое поведение можно связать с присутствием ближнего магнитного порядка, наблюдаемого в низкоразмерных магнитных системах [5].

Исследование показало, что частотное перекрытие спектров магнитного рассеяния с низкочастотными узкими фононными линиями ($128, 149, 179, 191, 224\text{ см}^{-1}$) сопровождается ярким и сильным проявлением эффекта Фанорезонанса [6]. В результате взаимодействия между широкой ассиметричной магнонной полосой и фононными линиями имеет место их взаимное искажение. Показано, что это взаимодействие удовлетворительно описывается формулой Фано. Взаимодействие сильно поляризовано и наблюдается при различных поляризациях для различных линий. Анализ указанных низкочастотных фононных линий показывает, что соответствующие фононы преимущественно отвечают колебаниям вольфрама и кислорода в октаэдре WO_6 , которые, как мы полагаем, осуществляют межцепочечное обменное взаимодействие магнитных ионов Cu^{2+} . Это необычное экспериментальное наблюдение теперь нуждается в теоретическом обосновании.

Работа выполняется в сотрудничестве с Р.В. Писаревым, В.Ю. Давыдовым, А.Н. Смирновым и поддерживается грантом правительства Российской Федерации № 14.В25.0031.25.

Литература

- [1] L. Kihlberg, E. Gebert, Acta Cryst. **26**, 1020-1026 (1970).
- [2] J.B. Forsyth, C. Wilkinson, A.I. Zvyagin J. Phys.: Condens. Matter **3** 8433-8440 (1991).

- [3] J. Ruiz-Fuertes, *et al.*, J. of Phys.: Conf. Series **215** 12048 (2010).
- [4] J. Ruiz-Fuertes, *et al.*, Phys. Rev. B **81** 224115 (2010).
- [5] H.J. Koo, M.H. Whangbo, Inorg. Chem. **40**, 2161–2169 (2001).
- [6] U. Fano, Phys. Rev. **121**, 1866–1878 (1961).

Лазерно-индуцированная динамика намагниченности и магнитной анизотропии в низкосимметричных пленках ферритов-гранатов

Л.А. Шелухин

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

В последнее десятилетие возможность сверхбыстрого оптического управления намагниченностью стала предметом интенсивного исследования в физике твёрдого тела [1]. В магнитных диэлектриках наиболее ярко такая возможность была реализована в ферритах-гранатах, как на квазистатическом, так и на сверхбыстром временном масштабах за счет наведения осей магнитной анизотропии при воздействии линейно-поляризованных лазерных импульсов [2]. Однако практически неизученным остается вопрос о возможности сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения параметров магнитной анизотропии в таких материалах.

В этой работе мы изучали возможность управления намагниченностью низкосимметричных плёнок ферритов-гранатов фемтосекундными лазерными импульсами. Объектами нашего исследования были сложно-замещённые плёнки железо-иттриевого граната (СЗ-ЖИГ) $(\text{YBiPrLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ и $(\text{YBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ микронной толщины, выращенные на подложках гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (210). Выбор именно таких низкосимметричных пленок обусловлен тем, что в них сосуществуют различные типы магнитной анизотропии, относительные вклады которых зависят от состава пленок. Следует заметить, что до сих пор сверхбыстрое лазерно-индуцированное изменение анизотропии в тонких плёнках гранатов исследовалось преимущественно в пленках СЗ-ЖИГ с магнитной анизотропией типа «легкая плоскость».

Исследование лазерно-индуцированной динамики намагниченности проводилось методом магнитооптической накачки-зондирования (pump-probe) [1]. Источником импульсов накачки и зондирования длительностью 170 фс и с центральной длиной волны 690 нм была система регенеративный фемтосе-

кундный усилитель/оптический параметрический усилитель. Плотность энергии накачки составляла 4 мДж/см^2 . Эксперименты проводились в геометрии на прохождение, и лазерно-индуцированная динамика намагниченности детектировалась посредством измерения изменений фарадеевского вращения для импульсов зондирования как функции времени задержки между импульсами накачки и зондирования. Эксперименты проводились при комнатной температуре в диапазоне внешних магнитных полей до 0.65 Т .

В исследуемых плёнках нами были обнаружены два типа лазерно-индуцированной динамики намагниченности. Во-первых, лазерно-индуцированное размагничивание образцов, характеризуемое относительно большим характерным временем порядка 500 пс . Такое время указывает на то, что механизмом этого размагничивания является фонон-магнонное взаимодействие, отвечающее за передачу энергии в спиновую систему от решётки [3]. Во-вторых, в плёнке с умеренной анизотропией мы наблюдали возбуждение прецессии намагниченности. Мы выделили два вклада в механизм возбуждения прецессии. Первый вклад демонстрирует зависимость от циркулярной поляризации импульсов накачки, что позволило связать его с хорошо известным сверхбыстрым обратным эффектом Фарадея [3], при котором фемтосекундные циркулярно-поляризованные лазерные импульсы воздействуют на магнитную среду как импульсы эффективного магнитного поля. Мы показали, что этот вклад от этого механизма в возбуждение прецессии тем больше, чем больше величина внешнего магнитного поля. Второй вклад в механизм возбуждения прецессии зависит от знака внешнего магнитного поля и, в отличие от обратного эффекта Фарадея, доминирует в слабых внешних магнитных полях. Анализ полевых и поляризационных зависимостей этого вклада позволяет утверждать, что в этом случае возбуждение прецессии происходит за счёт пикосекундного лазерно-индуцированного изменения констант анизотропии, наблюдаемого, по нашим данным, в ферритах-гранатах впервые. Феноменологический анализ процесса возбуждения прецессии намагниченности вследствие изменения параметров анизотропии позволил нам разделить относительные вклады в данный процесс от изменения различных констант анизотропии.

Данная работа поддержана Правительством РФ (грант № 14.В25.31.0025) и частично РФФИ (грант № 13-02-00754)

Литература

- [1] A. Kirilyuk, A.V. Kimel, and Th. Rasing, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2731 (2010).
- [2] F. Hansteen, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 047402(2005).
- [3] A.V. Kimel, *et al.*, *Nature* **435**, 655–657 (2005).

Стендовая сессия

Фотосенсибилизированная генерация и голографическая регистрация синглетного кислорода в воде

Д.М. Бельтюкова

СПбГПУ, Санкт-Петербург, Россия

Синглетный кислород играет важную роль в различных биологических процессах и не только. Исследования фотодинамической генерации синглетного кислорода находят применение во многих сферах науки, от фотодинамической терапии различных, в том числе раковых, заболеваний и разрушения ДНК, до науки о полимерах.

В основном генерация синглетного кислорода производится при фотодинамическом возбуждении молекулы кислорода с участием фотосенсибилизаторов [1]. Современные методы детектирования основаны на процессах, связанных с его дезактивацией и переходом в основное (триплетное) состояние. Регистрация сигнала фосфоресценции $a^1\Delta_g \rightarrow X^3\Sigma_g$ на длине волны 1270 нм обеспечивает наиболее прямую информацию о синглетном кислороде в данной системе [2]. Однако, поскольку этот переход запрещен правилами отбора, интенсивность фосфоресценции мала.

Нами был разработан и экспериментально опробован новый метод детектирования синглетного кислорода основанный на его безызлучательной дезактивации [3],[4]. Суть метода заключается в регистрации градиента температуры, возникающего вследствие выделения тепла в процессе дезактивации синглетного кислорода. Градиенты температуры регистрировалось в схеме классического голографического интерферометра.

В экспериментах синглетный кислород генерировался в водном растворе фотосенсибилизатора Радахлорин, при возбуждении на длинах волн поглощения фотосенсибилизатора 405 и 660 нм. Регистрация проводилась импульсным рубиновым лазером (20 нс, 694 нм) при разной длительности облучения раствора. В результате были получены температурные карты, показывающие распределение синглетного кислорода в пространстве в зависимости от вре-

мени возбуждения. Проведено сравнение полученных результатов для разных длин волн и длительностей возбуждения.

В дальнейшем планируется увеличение разрешающей способности метода до десятков микрометров для исследования распределения синглетного кислорода в клетках и клеточных структурах.

Работа выполнена в рамках проекта РФФ № 14-13-00266.

Литература

- [1] DeRosa M.C., Crutchley R.J., *Coordination Chemistry Reviews*, **V.233-234**, 351–371 (2002).
- [2] C. Schweitzer, R. Schmidt, *Chem. Rev.*, **103**, 1685–1757 (2003).
- [3] I.V. Semenova, *et al.*, *Proc. SPIE*, **8947**, 89470N, (2014).
- [4] Белашов А.В., и др., *Письма в ЖТФ*, **40**, 94–98 (2014)

Композитные пленки на основе биоцеллюлозы, модифицированной проводящим полимером PEDOT/PSS

А.С. Берестенников

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, СПбГПУ, Санкт-Петербург, Россия

Разработка биосовместимых наночипов на основе функциональных полимерных материалов является важным направлением современных научных исследований. Композитные материалы на основе биополимеров, таких как биоцеллюлоза, модифицированных электропроводящими полимерами являются перспективными и недорогими материалами для медицины и органической электроники [1].

Были получены новые композитные пленки на основе бактериальной целлюлозы (BC), модифицированные проводящим полимером PEDOT:PSS [2]. Впервые исследованы структурные, оптические и электрические свойства данных композитных пленок. Результаты АСМ показали, что полимер осаждается на поверхность волокон, частично заполняя поры пленок, изменяя их электрические и оптические, но не механические свойства. Было обнаружено, что полученные BC:PEDOT/PSS пленки отличаются сильным поглощением в красном и ближнем инфракрасном диапазонах и слабой интенсивностью фотолуминесценции при 300 К. Температурная зависимость проводимости PEDOT:PSS в широком температурном диапазоне 4.2–300 К была изучена в работе [4]. Температурная зависимость сопротивления BC:PEDOT/PSS пленок

следует степенному закону $\sim T^{-1.8}$ в температурном интервале 300–80 К, и сопротивление слабо изменяется со временем. Значения проводимости полученных ВС:PEDOT/PSS пленок оказались на порядок выше, чем сообщалось ранее для композитных пленок на основе ВС и такого проводящего полимера, как полианилин [3]. Транспорт носителей заряда в ВС:PEDOT/PSS проводящих композитных пленках определяется как туннелированием носителей заряда между проводящими полимерными кластерами (PEDOT) в диэлектрической матрице (PSS), так и туннелированием между отдельными ВС волокнами и их жгутами, покрытыми PEDOT/PSS. Сравнение спектров, полученных с помощью FTIR, композита ВС:PEDOT/PSS и чистого PEDOT/PSS показало, что химические межмолекулярные связи между ВС и PEDOT/PSS отсутствуют [5].

Полученные ВС:PEDOT/PSS проводящие пленки перспективны для применения в качестве биосовместимых электродов, датчиков температуры и других биочипов, которые совместимы с технологией печатной органической электроники.

Литература

- [1] M. Gama, P. Gatenholm, D. Klemm (Eds.), *Bacterial Nanocellulose: A Sophisticated Multifunctional Material* 304 (2012).
- [2] B.L. Groenendaal, *et al.*, *Adv. Mater.* **12** 481–494 (2000).
- [3] W. Hu, *et al.*, *J. Phys. Chem. B* **115** 8453–8457 (2011).
- [4] A.N. Aleshin, S.R. Williams, A.J. Heeger, *Synth. Met.* **94** 173–177 (1998).
- [5] A.N. Aleshin, *et al.*, *Synth. Met.* **199** 147–151 (2015)

Измерение электрической активности и анализ содержания хлорофилла в растениях в зависимости от длительности освещения

Т.Э. Березкина

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПбПУ, Санкт-Петербург, Россия

Важной задачей при выращивании растений в тепличных условиях является повышение скорости и эффективности роста, за счет создания оптимальных искусственных источников света. На данный момент разработано и создано огромное количество источников света для стимуляции роста растений за счет создания спектра, благоприятного для фотосинтеза. На протяжении суток содержание пигментов не остаётся постоянным — оно может изменять-

ся в зависимости от освещённости и физиологического состояния растения. Наша работа была направлена на исследование процессов, протекающих в растениях под действием искусственных источников света. В частности, было проведено измерение электрической активности и спектрофотометрический анализ содержания хлорофилла в растениях в зависимости от времени его освещения искусственным источником света с определенным спектральным составом. В ходе данного исследования был собран экспериментальный стенд, состоящий из четырех идентичных ящиков. Каждый ящик был покрыт светоотражающим материалом и снабжен вентиляционной системой. В них помещались источники света, выполненные из светодиодов, со специальным спектром освещения. Так как в высших растениях содержится хлорофилл а и хлорофилл b и резко выраженные максимумы поглощения хлорофиллов лежат в красной и синей частях спектра, то лампа была сконструирована с определенным отношением светодиодов — красный:синий:холодный белый 3:1:1, которое подбиралось экспериментальным путем.

На спектрофотометре Ocean Optics USB 4000-UV-VIS-ES с помощью интегрирующей сферы ISP-R, присоединенной через волоконно-оптический кабель, получен усредненный по всему объему ящика электромагнитный спектр излучения сделанной лампы. Эксперимент заключался в изучении влияния длительности освещения лампой с полученным оптическим спектром на растения, в частности, на распространенное комнатное растение — хлорофитум хохлатый *Chlorophytum comosum maculatum*. Для определения корреляции между временем освещения и процессами, протекающими в растении, были использованы два метода: исследование биоэлектрической активности и спектрофотометрический анализ. Хлорофитумы от одного родителя в идентичной почве, выращиваемые до этого в одинаковых условиях, помещались в 4 ящика. С помощью механических таймеров для каждого образца устанавливалась длительность освещения: 12, 6, 3 и 1 час. Измерения были проведены до начала эксперимента и, затем, через равные промежутки времени. К настоящему времени получена достаточная информация об электрических явлениях, сопровождающих в растениях процессы фотосинтеза, дыхания, передвижения веществ по их тканям [1]. В зависимости от ряда обстоятельств, природа образования электрического тока неодинакова [2]. Токи, возникающие в естественных условиях в неповрежденных органах растений и их тканях, а также токи, образующиеся в результате повреждения тканей, стали называть токами покоя. А токи, возникающие в живых тканях под влиянием различных раздражителей, называются токами действия. Но в литературе нет данных о токах покоя, возникающих в неповрежденных растениях в зависимости от длительности освещения.

В нашей работе мы проводили измерения таких токов с помощью игольчатых электродов в листе хлорофитума относительно его корневой системы. Для определения количества хлорофиллов а и b был проведён эксперимент, основанный на способности пигментов поглощать лучи определённой длины волны. Были приготовлены вытяжки пигментов в ацетонитриле. Для этого к нарезанным и измельченным листьям хлорофитума 4 гр добавляли ацетонитрил 10мл. Экстракция проводилась в течение 10 минут в затемненных условиях для предотвращения деградации хлорофилла. После этого образцы фильтровали. Спектрофотометрический анализ выделенных пигментов хлорофилла проводился на приборе JEANWAY 6305. Оптическая плотность образца нормировалась на чистый растворитель для каждого измерения. Для сравнения и выбора лучших условий анализ проводился в пластиковой емкости 2 мл и кварцевой емкостью 3 мл кюветках. Таким образом, с помощью спектрофотометрического анализа можно определять не только общее содержание хлорофилла, но и проследить какой из пигментов — хлорофилл а или b, синтезируется в большей степени в зависимости от условий освещения. Это можно сделать за счет определения сдвига между красным и синим пиками полученного спектра и характерными спектрами для хлорофилла а и b. Например, наблюдаемое нами уменьшение расстояния между синим и красным пиками при уменьшении длительности освещенности, говорит об увеличении концентрации хлорофилла b по сравнению с хлорофиллом а. Изучение электрической активности требует проведения дополнительных исследований, в том числе и постановку экспериментов со стимуляцией растений дополнительными искусственными токами порядка мкА, для лучшего понимания природы возникновения таких токов и связи с явлением фотосинтеза.

Автор выражает благодарность сотрудникам ФТИ Н.Р. Галль, М.Н. Блащенко, А.И. Печникову и СПбПУ М.Ю. Тютюнник.

Литература

- [1] А.А. Шахов. Светоимпульсная стимуляция растений. – Наука. (1971).
- [2] С.С. Пятыгин. Распространяющиеся электрические сигналы в растениях. Цитология. Т. 50. № 2. (2008).

Терагерцовое излучение при межзонном фотовозбуждении полупроводников IV группы при комнатной температуре

А.В Бобылев

СПбГПУ, Санкт-Петербург, Россия

В последние два десятилетия активно исследуются свойства электромагнитных волн терагерцового (ТГц) диапазона. Этот диапазон имеет частоты колебаний 0.1–10 ТГц. Интерес к ТГц излучению вызван перспективами его применения в таких областях человеческой деятельности, как химическая технология (контроль качества), медицина (диагностика), биология (изучение свойств органических веществ), системы контроля окружающей среды (детектирование химических соединений), системы безопасности (обнаружение опасных химических веществ, таких как яды или наркотики) [1]. В связи с этим, важной задачей ТГц фотоники является создание простого, надёжного и эффективного источника ТГц излучения.

Один из возможных вариантов реализации эмиттера ТГц излучения основан на оптических переходах между энергетическими уровнями мелких примесных центров в полупроводниках. Такой процесс наблюдался при электрическом пробое примесей в Ge и Si. [2] Стоит отметить, что вследствие относительно малых энергий ионизации примесей в германии и кремнии, примесная ТГц электролюминесценция становится малоэффективной при температурах выше азотной, поскольку большая часть примесных центров оказывается ионизованной уже в состоянии равновесия и не даёт вклада в излучение [3]. При этом, было показано [4], что примесные ТГц излучательные переходы могут быть вызваны также межзонным фотовозбуждением полупроводников, легированных мелкими примесями. Такая ТГц фотолуминесценция экспериментально обнаружена в таких полупроводниках, как n-GaAs, p-Ge, n-GaN [5,6]. ТГц ФЛ привлекательна тем, что для генерации излучения путём возбуждения не требуются высокие электрические поля (как, например, в n-GaN в случае ТГц ЭЛ), а достаточно лишь светового потока малой интенсивности от лазера или светодиода. Однако, ТГц ФЛ интенсивна только при гелиевых температурах, и сильно ослабляется с повышением температуры [5,6].

В недавней работе [7] сообщалось об обнаружении ТГц ФЛ в кристаллах германия и кремния при комнатной температуре. Накачка проводилась

непрерывным ИК лазером с длиной волны 1050,5 нм. Это явление представляет большой интерес с научной и практической точек зрения. Однако авторы этой работы приписывают наблюдаемое ТГц излучение оптическим переходам между уровнями мелких примесей, что в условиях высоких температур маловероятно. Приведённый в работе спектр ТГц излучения германия, в котором довольно трудно увидеть какие-либо указания на внутрицентровые оптические переходы. Поэтому возникла необходимость в более детальном исследовании ТГц ФЛ при комнатной температуре.

В проведённой нами работе [8] обнаружено и исследовано ТГц излучение при межзонном фотовозбуждении полупроводников IV группы (Si:B и Ge:Ga). Накачка полупроводников производилась излучением полупроводникового лазера видимого диапазона (660 нм). Выявлено, что интенсивность ТГц излучения сильно возрастает при повышении температуры кристалла выше комнатной, а спектр излучения смещается в область более высоких частот. Спектры ТГц излучения германия и кремния мало отличаются друг от друга. Зависимость интенсивности излучения от интенсивности накачки близка к линейной. Установлено, что наблюдаемое ТГц излучение связано с эффектом разогрева кристалла в области поглощения излучения накачки.

Литература

- [1] P.H. Siegel. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 50, 910 (2002)
- [2] А.В. Андрианов, и др., Письма ЖЭТФ, 79, 448 (2004)
- [3] G. Xuan, *et al.*, Appl. Phys. Lett., 91, 061 109 (2007)
- [4] А.В. Андрианов, и др., Письма ЖЭТФ, 91, 102 (2010)
- [5] А.О. Zahar'in, *et al.*, Phys. Lett., 96, 211 118 (2010)
- [6] А.О. Захарьин, А.В. Бобылев, А.В. Андрианов. ФТП, 46, 1158 (2012)
- [7] H. Dezaki, *et al.*, Key Eng. Mater., 500, 66 (2012)
- [8] А.О. Захарьин, и др., ФТП, 49, 314 (2015)

Исследование структур с множественными квантовыми ямами InAs/GaAs методом спектроскопии электроотражения

А. С. Большаков
ФТИ, Санкт-Петербург, Россия

Спектроскопия электроотражения представляет собой мощный метод исследования объемных полупроводников, наноструктур и полупроводниковых

приборов [1]. С ее помощью можно определить уровни энергии, соответствующие экстремумам в зоне Бриллюэна и экситонным уровням как в объемных образцах, так и в наноструктурах, а также соответствующее им уширение.

Заманчивым представляется использование метода спектроскопии отражения для исследования резонансных брэгговских структур с квантовыми ямами. В таких структурах при совпадении частоты, соответствующей брэгговскому условию, с частотой экситонного перехода в квантовых ямах, излучательное время жизни экситонов, в соответствии с теоретическими выводами [2] и практическими результатами [3], значительно уменьшается, поэтому можно ожидать усиления сигнала электроотражения на резонансной частоте по сравнению с нерезонансным случаем.

Исследования показывают, что увеличение числа квантовых ям в узле брэгговской решетки позволяет усилить резонансное отражение света [4]. Однако это может привести к расщеплению экситонного состояния. С помощью спектроскопии электроотражения можно оценить и это явление.

В данной работе исследовалась периодическая система, содержащая в каждом периоде по 3 сверхтонкие (1 монослой, $\sim 0,3$ нм) квантовые ямы InAs, разделенные барьерами GaAs толщиной около 10 нм. Образцы изготавливались методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Для проведения измерений электроотражения образцы были выращены на проводящей подложке n-типа, а в качестве прозрачного контакта использовался слой ИТО или графена. Исследовалась зависимость спектров электроотражения от величины и поляриности приложенного напряжения, температуры и угла падения света.

По результатам измерений произведена оценка положения и уширения экситонных уровней в квантовых ямах. Кроме того, заметно влияние брэгговского резонанса, приводящее к существенному увеличению амплитуды отдельных особенностей в спектрах электроотражения.

Литература

- [1] F.H. Pollak, in: Handbook of semiconductors, vol. 2, ed. by T.S. Moss (1994).
- [2] Е.Л. Ивченко, А.И. Несвижский, С. Йорда, ФТП **36**, 2118 (1994).
- [3] Y. Merle d'Aubigne, *et al.*, Phys. Rev. B **54**, 14003 (1996).
- [4] А.С. Большаков, и др. ФТТ **55**, 1706 (2013).

Математическая модель экспрессии генов *gap*, основанная на уравнении типа Джеффриса

И.А. Гула

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Гены сегментации играют ключевую роль в раннем развитии плодовой мушки *D.melanogaster*, поскольку отвечают за формирование и позиционирование сегментов тела [1]. Гены сегментации делятся на 4 класса: *материнские* гены, *gap* гены, *pair-rule* гены и *segment polarity* гены — согласно их мутантному фенотипу. В настоящее время, *gap* гены являются наиболее популярным объектом исследования, в частности, для системных биологов по ряду причин [2]. Во-первых, система *gap* генов является самым ранним регуляторным слоем среди зиготических генов, контролирующим развитие эмбриона *D.melanogaster* и определяющим позиции и отличительные особенности сегментов тела. Во-вторых, доступность огромного количества экспериментальных данных по экспрессии генов позволяет моделировать математически и реконструировать сеть *gap* генов *in silico* [3,4,5].

Обычно экспрессия генов описывается посредством общепринятой модели, основанной на 1+1D параболическом уравнении реакции-диффузии, записанным для неизвестной функции концентрации белка. Уравнение было предложено в работе [6] для описания динамики внутреннего состояния ядер в бластодерме эмбриона *D.melanogaster*. Модель учитывает три основных процесса, существенных для развития эмбриона: синтез белков, их диффузию и распад — и широко применялось в последние два десятилетия для описания диффузионного транспорта белков в бластодерме эмбриона на ранних этапах развития [6,3,7,8]. Однако, модель имеет критический недостаток: она основана на предположении о броуновском описании движения безынерциальных частиц, и, потому, неприменима для моделирования транспорта белков, поскольку белки представляют собой сложные органические молекулы.

Математически безынерциальное описание транспорта частиц приводит к бесконечной скорости распространения возмущений, поскольку фундаментальное решение уравнения параболической модели при начальном условии в виде дельта функции Дирака отлично от нуля всюду в пространственно-временной области, что означает, что возмущения в системе немедленно передаются в любую произвольную точку пространства. Этот феномен называется «парадокс диффузии». Немедленное распространение возмущений

противоречит экспериментам, в которых показано, что белки в эмбрионе движутся очень медленно, со скоростями около 1–5 мкм/с (см. [8,9]).

В 1989 Joseph и Preziosi [10] предложили описывать тепловой перенос при помощи уточнённой модели, описывающей поток реологической жидкости в коре Земли, предложенной в 1929 Н. Jeffreys. Используя аналогичный подход мы получили уравнение, описывающее перенос вещества, содержащее 3-ю смешанную пространственно-временную производную, которое называется уравнением типа Джеффриса. Новое уравнение содержит 2 дополнительных параметра по сравнению с параболическим уравнением классической модели, а именно, время релаксации и второй коэффициент диффузии, за счёт чего уточнённая модель учитывает инерцию частиц. Уравнение типа Джеффриса не разрешает полностью парадокс диффузии, т.к. фундаментальное решение при начальном условии в виде дельта-функции Дирака также отлично от нуля всюду, но описывает перенос основной массы вещества с конечной скоростью и формирование гладкого волнового фронта из начального разрывного условия.

Вследствие сходства между процессами переноса тепла и вещества уравнение типа Джеффриса представляет интерес для описания транспорта белков в биологических системах. Мы применили математическую модель, представляющую собой систему связанных уравнений типа Джеффриса с нелинейными реактивными слагаемыми для изучения динамики белковых концентраций в сети из 4 генов группы *gap* вдоль передне-задней оси пограничного клеточного слоя (бластодермы) эмбриона плодовой мушки *D.melanogaster*. Система уравнений решена численно при помощи метода конечных-разностей. Неизвестные параметры модели были найдены при помощи подгонки численного решения к экспериментальным данным, что позволило количественным образом сравнить результаты моделирования с данными биологических экспериментов и реконструировать *in silico* генную сеть. Наконец, исследован вопрос об устойчивости явной и неявной конечно-разностных схем для системы уравнений.

Дальнейшее развитие работы состоит в применении 2+1D уравнения типа Джеффриса для моделирования внутриклеточного транспорта и описания динамики белковых концентраций во всей бластодерме.

Литература

- [1] Christiane Nusslein-Volhard, Eric Wieschaus, Nature **287** 795–800 (1980).
- [2] Jaeger Johannes, Cellular and Molecular Life Sciences **68** 243–274 (2011).
- [3] John Reintz, Eric Mjolsness, *et al.*, J. of Experimental Zoology Part B: Molecular and Developmental Evolution **271** 47–56 (1995).
- [4] Johannes Jaeger, Maxim Blagov *et al.*, Genetics **167** 1721–17372 (2004).

- [5] V.V. Gursky, K.N. Kozlov, *et al.*, *Biophysics* **53** 164–176 (2008).
- [6] Eric Mjolsness, David H. Sharp *et al.*, *J. of Theoretical Biology* **152** 429–453 (1991).
- [7] V.V. Gursky, J. Jaeger *et al.*, *Physica D* **197** 286–302 (2004).
- [8] Th. Gregor, W. Bialek *et al.*, *PNAS* **102** 18403–18407 (2005).
- [9] Th. Gregor, E.F. Wieshaus *et al.*, *Cell* **130** 141–152 (2007).
- [10] D.D. Joseph, L. Preziosi, *Review of modern physics* **61** 41–73 (1989).

Широкополосное антиотражающее покрытие на основе упорядоченного 2D-слоя субволновых пор

П.А. Дмитриев

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия
СПбПУ, Санкт-Петербург, Россия

Антиотражающие покрытия имеют широкий спектр применений в оптике и полупроводниковых приборах. Однако, зачастую сложно подобрать подходящие материалы для антиотражающих покрытий, особенно в случае материалов с высокими показателями преломления [1]. В работе [2] было показано, что упорядоченный монослой нанопор в просветляемой диэлектрической среде с произвольным показателем преломления может играть роль широкополосного антиотражающего покрытия. Методом электронной литографии были изготовлены покрытия, представляющие собой периодические массивы нанопор в тонкой пленке полиметилметакрилата (PMMA), нанесенной на прозрачную подложку из плавленого кварца. Качество изготовленного покрытия и геометрические параметры пор контролировались методом атомно-силовой микроскопии. Оптические свойства покрытий исследовались методом конфокальной микроспектроскопии в геометрии отражения. Численное моделирование спектров отражения структур проводилось методом конечных разностей во временной области (Lumerical FDTD Solutions).

Благодаря оптимизации геометрических параметров покрытия был экспериментально достигнут коэффициент отражения менее 0.05%. Кроме того, был экспериментально и численно продемонстрирован предсказанный ранее теоретически эффект широкополосной компенсации фазы [2], благодаря которому такое покрытие может обладать полосой просветления шире, чем у оптимального гомогенного однослойного антиотражающего покрытия. Полученные экспериментальные данные по спектроскопии отражения соответствуют FDTD-расчетам.

Таким образом, в работе была экспериментально подтверждена возможность использования упорядоченного слоя нанопор в качестве универсального антиотражающего покрытия. Также было показано, что оптимальная структура обладает более широкополосным просветлением, чем традиционные тонкопленочные антиотражающие покрытия.

Литература

- [1] H.K. Raut, *et al.*, Energy & Environmental Science **4** (10) 3779. (2011).
- [2] A.S. Shalin. Progress In Electromagnetics Research B. **31** 45–66 (2011).

Повышение эффективности вывода излучения из нитридных светодиодных структур с текстурированными интерфейсами

А.С. Евсеенков

СПбГЭТУ (ЛЭТИ), Санкт-Петербург, Россия

Реализация потенциальных преимуществ синих и белых светодиодов на основе нитрида галлия и его твердых растворов как источников света, удовлетворяющих современным требованиям, требует значительных усилий по их разработке и совершенствованию. Прежде всего, это связано с необходимостью существенного повышения их мощности и внешнего квантового выхода, которые во многом определяются выводом излучения из светодиодной структуры.

Эффективным способом решения проблемы ограничения вывода света является создание поверхностей, рассеивающих свет [1]. При создании шероховатостей определенной формы снижается влияние эффекта полного внутреннего отражения, и может быть увеличена доля выведенного из прибора света. На сегодняшний день широко используют текстурирование как подложек, так и эпитаксиальных слоев[2].

Текстурирование может быть создано различными методами: техникой мокрого травления в сочетании с технологией Laser-lift-off [3], созданием на сапфировой подложке элементов микрооптики, микрообработкой [4], использованием пористых поверхностей [5] и др.

В работе были исследованы светодиодные структуры на основе нитрида галлия, выращенных методом MOCVD на сапфировых подложках. Исследование наногетероструктур проводились при помощи разработанной авторами

тест-системы диагностики рабочих параметров светоизлучающих наногетероструктур с использованием зондовой станции. Исследовались структуры с множественными квантовыми ямами и сверхрешетками (СР). Показано, что наилучшие рабочие характеристики показал образец с двумя СР из InGaN и AlGaN. Получены все основные характеристики — спектры излучения, мощность, ВтАХ и температурные зависимости, исследована зависимость эффективности от тока и других параметров излучателя.

На основании параметров структур было проведено моделирование процесса вывода света методом Монте-Карло. В результате проведенного цикла моделирования светодиодных структур получены закономерности по влиянию границ раздела сред и вводимых шероховатостей на относительную долю выводимого из структуры излучения. Благодаря полученным в ходе моделирования данным были спрогнозированы изменения параметров структуры, которые наступят в результате текстурирования поверхности, с учетом различных форм и аспектных соотношений для создаваемого рельефа. Был произведен расчет коэффициента вывода света для структур с различными толщинами слоев GaN и сапфира. Было обнаружено, что увеличение толщины полупроводникового слоя сильно снижает коэффициент пропускания. Этот слой с точки зрения вывода света лучше брать как можно тоньше. Показано, что увеличение толщины сапфирового слоя не влияет на вывод света. Также проведено моделирование, учитывающее влияние добавление собирающей линзы, расположенной на сапфировом слое. Показано, что эффективность вывода излучения из структуры можно увеличить более чем в 3 раза за счет создания пирамид с аспектным соотношением, равным 1, уменьшением слоя нитрида галлия, а также создание линзы на интерфейсе сапфира.

Литература

- [1] A. Deinega, *et al.*, J. Opt. Soc. Am. A **28**, 5(2011).
- [2] C. Rومان, *et al.*, Photonics Technology Letters, IEEE 2649–2651 (2005)
- [3] w. Wong, T. Sands, N. Cheung, Appl. Phys. Lett. **75**, 1360 (1999).
- [4] Ki Dong Lee, R. Szhodin, T. Eriksson LEDs Magazine **5**, 22 (2010)
- [5] Muratova E.N., *et al.*, Glass Physics and Chemistry **39**, 320–328 (2013)

Исследование генерации прорастающих дислокаций и упругих напряжений в буферных слоях AlN с различными параметрами зародышевых слоев на подложках $c\text{-Al}_2\text{O}_3$

Д.С. Золотухин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Широкозонные соединения (Al,Ga)N необходимы для полупроводниковой ультра-фиолетовой оптоэлектроники, работающей в спектральном диапазоне до $\lambda = 210$ нм и имеющей множество важных приложений. Из-за отсутствия коммерческих гомоэпитаксиальных подложек для роста AlGaIn ГС используются различные подложки с большой разницей кристаллографических постоянных решеток и коэффициентов теплового расширения. Это приводит к упругим сжимающим/растягивающим напряжениям в слоях, релаксация которых приводит к введению в слои прорастающих дислокаций (ПД), а также может происходить через отслоение/растрескивание пленок, соответственно. Одной из основных технологий роста AlGaIn ГС является плазменно-активированная молекулярно-пучковая эпитаксия (ПА МПЭ) с относительно невысокими температурами роста (< 800 °С) и широкими возможностями по прецизионному контролю эпитаксиального процесса. В работе исследуются особенности генерации ПД и упругих напряжений во время ПА МПЭ AlGaIn ГС на подложках $c\text{-Al}_2\text{O}_3$ при различных AlN зародышевых слоях.

Зародышевые слои AlN разной толщины (d), параметры которых приводятся в Таблице 1, выращивались при различной температуре подложки (T_S) (ЛТ и НТ), а также с помощью эпитаксии с повышенной подвижностью адатомов (НТ-ММЕ) [2]. Последующий рост буферных слоев AlN толщиной 390 нм проводился при T_S °С. Для измерения плотности зародышевых островков (ρ_i) использовалась атомно-силовая микроскопия, а радиус кривизны (R) и плотности винтовых и краевых ПД (N_s и N_e , соответственно) оценивались с помощью рентгено-дифракционного анализа. Для оценки остаточных упругих напряжений (σ_r) использовалась формула Стони. Таблица 1 содержит экспериментальные и рассчитанные значения параметров слоев. Расчет упругого напряжения, возникающего из-за разницы коэффициентов теплового расширения (КТР) для AlN слоя и подложки $c\text{-Al}_2\text{O}_3$, показал, что с учетом нелинейных зависимостей КТР от температуры, его значение составляет

$\sim (-0.50)$ ГПа. Это позволило вычислить упругие напряжения в конце роста буферных слоев (σ_g), которые также приводятся в таблице.

Таблица 1.

Параметры AlN зародышевого слоя	ρ_i см ⁻²	R м	σ_r ГПа	σ_g ГПа	N_s 10 ⁹ см ⁻²	N_e 10 ¹⁰ см ⁻²
LT($T_S = 550$ °C $d = 130$ nm)	4×10^{11}	+317	-0.19	0.31	10.9	9.6
HT($T_S = 770$ °C $d = 30$ nm)	2×10^{11}	+96	-0.39	0.11	7.2	2.5
HT MEE($T_S = 770$ °C $d = 50$ nm)	1×10^{11}	+26	-1.45	-0.95	2.5	1.9

Анализ результатов расчетов и измерений показывает, что минимальные плотности ПД наблюдаются при низкой плотности зародышевых островков (HT-MEE), что можно объяснить меньшей вероятностью зарождения дислокаций в этих слоях. С другой стороны, в случае крупнозернистых зародышевых AlN слоев наблюдаются максимальные упругие напряжения после роста. Однако, для зародышевых слоев с меньшим диаметром островков остаточные напряжения существенно ниже (вплоть до почти их полного отсутствия в слоях с LT-зародышевым слоем) и это свидетельствует о растягивающих напряжениях во время роста таких слоев. Возникновение последних можно объяснить коалесценцией зародышевых островков, что компенсирует первичную генерацию сжимающих упругих напряжений в этих островках в самом начале роста [2]. Таким образом, в работе демонстрируются различные скорости введения ПД и механизмы генерации упругих напряжений в AlN/c-Al₂O₃ гетероструктурах при их росте ПА МПЭ с различным размером зародышевых островков в AlN слоях.

Литература

- [1] D. Nechaev *et al.* J.Cryst. Growth **378**, 378 (2013).
 [2] E. Chason *et al.* Appl. Phys. Lett. **74**, 356 (1999).

Срыв генерации при импульсной накачке полупроводникового лазера на основе квантовых точек

Е.Д. Кольхалова
 СПбГЭТУ (ЛЭТИ), Санкт-Петербург, Россия

На сегодняшний день лазерные диоды, обладающие высокой импульсной мощностью, представляют большой интерес для различных областей биомедицины, таких как фотоэпиляция[1, 2], липосакция[3] и генерация белков теплового шока[4]. Полупроводниковые лазеры на основе квантовых точек (КТ

ППЛ) обладают выгодными преимуществами по сравнению с другими типами лазеров в силу своей компактности и высокой эффективности[5]. Короткоимпульсный режим работы таких лазеров позволяет исключить перегрев активной области и получить выходную мощность на 1–2 порядка большую, чем при постоянной накачке. Это послужило мотивацией исследования динамики спектров излучения КТ ППЛ при уровнях накачки, в десятки раз превышающих пороговое значение.

В данной работе были исследованы лазерные структуры на основе квантовых точек, излучающие с двух квантовых состояний: основного (GS) и возбужденного (ES). При низких токах форма выходного импульса повторяет форму импульса накачки, что соответствует генерации с основного состояния. При более высоких токах форма выходного импульса становится нестабильной. Нестабильность наиболее выражена вблизи порога возбужденного состояния. Наблюдается резкое падение выходной мощности лазера вплоть до его выключения на несколько наносекунд. Следующее затем повторное включение сопровождается интенсивными осцилляциями. Время, необходимое для возобновления генерации, растет с увеличением амплитуды тока накачки.

Для описания наблюдаемого эффекта срыва генерации было проведено численное моделирование на основе системы скоростных уравнений с задержкой (delay differential equation)[6]. Ключевая идея моделирования состояла в том, что в КТ-лазерах между первым (GS) и вторым (ES) порогами изменяется значение альфа-фактора, что вызывается насыщением GS и изменением показателя преломления. Также в процессе формирования импульсов на динамику КТ ППЛ большое влияние оказывает медленное увеличение тока накачки (достаточно большая длительность переднего фронта токового импульса) при проходе через точку неустойчивости системы, то есть точку бифуркации Хопфа. При низких токах накачки осуществляется генерация моды, обладающей максимальным усилением. С увеличением тока лазер переходит либо в другой одномодовый режим, либо начинает излучать на двух модах, либо выключается. По причине медленно меняющейся накачки лазерные моды начинают излучать не одновременно, а появляются последовательно с ростом тока. Кроме этого, изменение альфа-фактора приводит к значительным смещениям в положении лазерных мод и увеличению задержки повторного включения лазера с ростом тока. Результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Литература

- [1] V. Campos, *et al.*, Journal of the American Academy of Dermatology **43**, 442 (2000).
- [2] I. Greppi, Lasers in Surgery and Medicine **28**, 150 (2001).

- [3] P. Chen, 13th Annual Meeting of the American Society of Breast Surgeons, Phoenix, 2–6 May 2012.
- [4] G. Sokolovskii, *et al.*, Int. Conf. Laser Optics, St Petersburg, Russia, 28 June–2 July 2010.
- [5] E.U. Rafailov, M.A. Cataluna, W. Sibbett, Nature Photonics **1**, 395, 2007.
- [6] E.A. Viktorov, P. Mandel, G. Huyet, Opt. Lett. **32**, 1268(2007).

Электродный материал на основе наноструктурированной платины на углеродном носителе, и структурирующих функциональных добавок для топливных элементов

А.О. Краснова

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Эффективность воздушно-водородного топливного элемента в подавляющем большинстве определяется работой его катода. Современные катодные материалы представляют собой пористый композит, состоящий из наноструктурированной платины на углеродной саже и протонпроводящего компонента - нафiona. В таком композите обеспечивается электронный, ионный (протоны) и массовый (кислород, вода) транспорт. Платина играет роль электрокатализатора. Как правило при напряжении, соответствующем рабочей точке (КПД $\approx 50\%$), и меньшем, то есть, $\leq 0,6$ В, работа катода сильно зависит от эффективности водного обмена с окружающей средой [1]. При отрицательном водном балансе происходит резкое падение его характеристик, вызванное высыханием и уменьшением ионной(протонной) проводимости протонпроводящего компонента — нафiona. Стабильная работа катода возможна в случае избытка воды, но при этом структура и гидрофильные свойства активного слоя катода должны предотвращать закрывание транспортных пор, по которым поступает кислород к поверхности платины. Для этих целей обычно модифицируют гидрофильность активного слоя, вводя гидрофобизатор на основе перфторированного полимера. Однако при введении гидрофобизатора в состав катодного материала происходит его частичная адсорбция на поверхности платины, уменьшается удельная площадь поверхности платины и эффективность ее использования.

Целью работы был поиск альтернативных функциональных добавок, позволяющих по возможности сохранить активную поверхность платины и обес-

Таблица 1. Характеристики МЭБ воздушно-водородного топливного элемента

МЭБ	j_{K3} , мА/см ²	$S_{Pt\text{ уд.}}$, м ² /г
№ 20 (без добавок)	110	38
№ 21 (5% гидрофобизатора)	439	31
№ 5 (10% УНТ)	700	43

печить функционирование катода на высоком уровне плотности мощности.

Методами циклической вольтамперометрии и статических вольтамперных характеристик исследованы особенности структуры и водного обмена в активном слое катода мембранно-электродного блока (МЭБ) водородного топливного элемента (ТЭ), содержащего в качестве функциональных добавок короткие углеродные нанотрубки (УНТ) и гидрофобизатор. Показано, что введение УНТ увеличивает пористость материала и способствует интенсификации водного обмена при работе МЭБ. Замена гидрофобизатора на УНТ приводит к увеличению удельной площади активной поверхности платины. Новый материал позволяет улучшить технические характеристики ТЭ.

Для установления устойчивости функционирования катода в условиях избытка воды, МЭБ исследовали методом статических ВАХ с использованием кислорода с влажностью близкой к насыщенной. За критерий оценки эффективности того или иного катодного материала принимали плотность тока короткого замыкания (КЗ). В таблице приведены характеристики различных МЭБ.

Из таблицы видно, что замена гидрофобизатора на УНТ позволила увеличить плотность тока КЗ в 1,6 раза, при этом удельная площадь активной поверхности платины увеличилась до 45 м²/г.

Таким образом, введение УНТ в катодный материал позволило существенно увеличить плотность тока КЗ при некотором увеличении удельной площади активной поверхности платины. Использование такого катодного материала при организации производства ТЭ повысит их эффективность и конкурентоспособность по сравнению с аналогичными источниками электроэнергии.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программ: РФФИ № 14-08-31343 мол а., Грант Президента РФ — НШ-347.2014.2

Автор благодарит Нечитайлова Андрея Алексеевича и Глебову Надежду Викторовну за научное руководство работы.

Литература

- [1] А.А. Nechitaylov, *et al.* PZHNTF **39/17** 15–26 (2013).

Структура поверхности и удельное электрическое сопротивление тонких блочных плёнок висмута на различных подложках (температурный интервал 5–100 К)

А.Н. Крушельницкий

РГПУ им. А.И. Герцена, Санкт-Петербург, Россия

Исследование наноструктур — приоритетное направление современной физики конденсированного состояния, разработка теории которой не может обойтись без правильного моделирования, включающего в себя как теоретические расчёты, так и их экспериментальную проверку.

Полуметалл висмут (Bi) зарекомендовал себя как прекрасный модельный материал для наблюдения квантовомеханических явлений в конденсированных средах. В настоящее время продолжает активно пополняться база знаний, касающаяся изучения свойств тонких плёнок Bi и его сплавов [1–4]. В то же время, ввиду некоторых (в том числе технологических) трудностей, малоизученными остаются свойства этих же материалов, измеренные при низких (4 К) температурах.

Данное исследование посвящено изучению структуры поверхности и электрических свойств блочных плёнок Bi толщиной 100 нм, полученных методом термического испарения в сверхвысоком (10^{-8} торр) вакууме на подложки из: 1) слюды; 2) полиимида; 3) полиимида на алюминии, а также плёнка толщиной 1 мкм на подложке из слюды, полученная в вакууме 10^{-5} торр).

Данные атомно-силовой микроскопии: а) средний размер треугольных фигур роста в плёнке на подложке из слюды — 0,138 мкм, на подложке из полиимида — 0,147 мкм, на подложке из полиимида на алюминии — 0,185 мкм; б) наибольшую относительную площадь бугров на поверхности (34%) имеет плёнка на полиимиде; в) средний размер кристаллитов одинаков для всех плёнок и лежит в интервале 0,5–1,5 мкм.

Исследование температурных зависимостей удельного сопротивления образцов показало отличие значений удельного сопротивления плёнок толщиной 100 нм от значения для плёнки микронной толщины. Это отличие обусловлено проявлением классического размерного эффекта. Кроме того, удельное сопротивление плёнок на слюде в области температур ниже температуры жидкого азота выше, чем удельное сопротивление плёнок на полиимиде. Полученный результат сходится с результатами работы [3], где также описан механизм влияния механической деформации на зонную структуру плёнок Bi.

Продолжением исследования является изучение влияния режимов напыления в сверхвысоком вакууме на структуру и гальваномагнитные свойства ультратонких плёнок Bi . Результаты исследования могут быть использованы при создании термоэлектрических преобразователей сигналов.

В заключение хочу поблагодарить моего научного руководителя профессора Грабова В.М., доцента Комарова В.А., а также инженера-исследователя НИИ Физики РГПУ им. А.И. Герцена Каблукову Н.С. и других сотрудников лаборатории Физики полуметаллов и термоэлектричества за помощь в проведении исследования.

Литература

- [1] Грабов В. М., Комаров В. А., Демидов Е. В. Гальваномагнитные и термоэлектрические явления в тонких пленках висмута и сплавов висмут-сурьма: Монография. Санкт-Петербург: Издательство РГПУ им. А.И. Герцена, 2011. С. 124.
- [2] Комаров В.А. Исследование кинетических свойств пленок висмута на различных подложках : дис. канд. физ.-мат. наук: 01.04.10 / В.А. Комаров.– Л., 1989.– 117 л.
- [3] Н.С. Каблукова, и др. // Известия Российского государственного педагогического университета им. А.И. Герцена [Текст]. — 2012. — Том 53, № 2. – С. 13–19.
- [4] Garcia N., Kao Y., Strongin M. // Phys. Rev. B. 1972. Vol. 5, № 6. P. 2029–2039.

Эффекты низковольтного переключения в композитных пленках полимер-частицы графена (оксида графена)

П.С. Крылов

ФТИ им. Иоффе, СПбГПУ, Санкт-Петербург, Россия

Особый интерес в последние годы вызывает применение для энергонезависимых запоминающих устройств новых материалов на основе графена, в частности, композитов на основе частиц графена и частиц оксида графена, заключенных в полимерную матрицу [1]. Графен является уникальным материалом, состоящим из одного монослоя атомов углерода, упакованных в двумерной гексагональной решетке [2],[3]. Частицы графена, являющиеся эффективной средой для накопления носителей заряда, рассматриваются как перспективный материал для ячеек гибридной (полимер-частицы графена) резистивной энергонезависимой одноразовой (write once read many — WORM) памяти. Аналогичную роль играют и частицы оксида графена (GO), обладающие лучшей по сравнению с графеном, растворимостью в полимерных матрицах.

Нами исследовались эффекты переключения и памяти в полимерных композитных пленках на основе полифункциональных полимеров — поливинилкарбазола (PVK) и полифлуорена (PFO), и их композитов с частицами графена и оксида графена. Для реализации WORM-памяти полимеры PVK и PFO были использованы в качестве матриц для частиц графена и GO. Вольтамперные характеристики композитных слоев измерялись на постоянном токе при комнатной температуре в сэндвич геометрии (Al/PVK(PFO):GO(графен)/ITO). Эффект памяти для таких структур заключается в переключении проводимости композитной пленки из низкопроводящего состояния («выключено») в высокопроводящее состояние («включено») при подаче смещения на Al-ITO электроды.

Полученное нами напряжение переключения значительно ниже порогового напряжения, полученного для подобных композитов в других работах [4]. При переключении наблюдается резкое, на 2–3 порядка, увеличение тока через образец. Образец остается во «включенном» состоянии и при обратном направлении сканирования по напряжению, а также при многократном сканировании, как при положительном, так и при отрицательном смещении на электродах. Установлено, что аналогичный эффект переключения наблюдается в пленках и при их освещении «белым» светом.

Механизм резистивного переключения в системе полимер-частицы графена (GO) связан с процессом эффективного захвата и накопления носителей заряда частицами графена, помещенными в матрицу PVK (PFO). Графеновые частицы работают как ловушки для инжектированных из электродов носителей заряда, которые в результате генерируют локальное электрическое поле внутри органического слоя, что приводит к изменению проводимости композитной пленки [5]. При этом глубина ловушек играет ключевую роль при определении параметров эффекта памяти в таких гибридных устройствах. Рассмотренный нами эффект переключения в композитных пленках Al/PVK(PFO):GO(графен)/ITO позволяет создавать на основе таких структур одноразовые ячейки памяти с электрической записью информации [6], а также полевые транзисторы [7].

Литература

- [1] Wen-Peng Lin, *et al.*, *Adv.Mater.* **26** 570 (2014)
- [2] A.K. Geim, *et al.*, *Nature Mater.* **6** 183 (2007)
- [3] K.S. Novoselov, *et al.*, *Science* **306** 666 (2004)
- [4] W.-P. Lin, *et al.*, *Adv. Mater.* **26** 570 (2014)
- [5] D.I. Son, *et al.*, *Nano Lett.* **10** 2441 (2010)
- [6] А.С. Берестенников, и др., IX Межд. конф. Аморфные и микрокристаллические полупроводники, 7–10 июля 2014 г., С.-Петербург, Россия, Сборник трудов, 157

Теория теплосопrotивления Капицы для определения свойств композиционных наноматериалов

А.П. Мейлахс

ФТИ им. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Известно, что теплопроводность композиционных наноматериалов определяется в основном, теплосопrotивлением границ составляющих их частиц, называемым сопrotивлением Капицы. Одним из наиболее интересных, в настоящее время, композиционных наноматериалов для создания теплоотводов являются композиты металл-наноалмаз, которые синтезируются и исследуются в Физико-техническом институте [1].

В наших работах решена общая задача — передачи тепла через границу металл-диэлектрик в трех режимах: низкого, среднего и высокого коэффициента прохождения фононов через границу.

В первом случае, когда коэффициент прохождения фононов мал, впервые учтена передача энергии колебаниями присущими диэлектрику, но имеющими частоты много большие, чем частоты, присущие собственным колебаниям металла. Оказалось, что передача энергии в этом случае, обусловлена локальным электрон-фононным взаимодействием и происходит в тонком слое около границы металла [2].

В случае среднего коэффициента прохождения фононов через границу, был предложен новый метод расчета граничного теплосопrotивления [3]. Основной идеей метода является перенос метода Энскога-Чепмена на случай границы между двумя кристаллами. Оказалось, что расчет с помощью этого метода приводит к лучшему согласию с экспериментом, чем расчет с помощью классического метода акустического рассогласования [4].

Наконец, в случае высокого коэффициента прохождения фононов через границу, получен главный результат — установлено отсутствие зависимости граничного теплосопrotивления от материала диэлектрика. Сопrotивление Капицы в этом случае обусловлено тем, что электроны, переносящие тепло в металле, не переносят его через границу, а вовлечены в теплоперенос только на некотором расстоянии от границы. Из-за этого, перенос тепла вблизи границы оказывается менее эффективным. Граничное теплосопrotивление выражается формулой: $r_{rel} = (\kappa_{ph}\theta)^{-1/2}$, где κ_{ph} — фононная теплопроводность, θ — коэффициент теплообмена между электронной и фононной подсистема-

ми. Эта теория позволяет объяснить результаты эксперимента из работы [6].

Таким образом, показано, что при выборе компонентов для композиционных наноматериалов, можно использовать нанометровые частицы любого диэлектрика, например, выбирая диэлектрик по соображениям цены и технологичности. В настоящее время диэлектриком, наилучшим образом удовлетворяющим этим условиям являются алмазные наночастицы детонационного синтеза. На основе проведенной работы можно сделать вывод о перспективности разработки композитов из наночастиц различных металлов и алмазных наночастиц для создания эффективных теплоотводов.

Литература

- [1] A.M. Abyzov, S.V. Kidalov, F.M. Shahov, PSS **54** 196–201 (2012)
- [2] A.P. Meilakhs, E.D. Eidelman, JETP Letters **97** 38–40 (2013)
- [3] A.P. Meilakhs, PSS **57** 148–152 (2015)
- [4] R.J. Stoner, H.J. Maris, Phys. Rev. B **48**, 16373 (1993)
- [5] A.P. Meilakhs, E.D. Eidelman, JETP Letters **100** 81–85 (2014)
- [6] R.M. Costescu, M.A. Wall, and D.G. Cahill, Phys. Rev. B **67**, 054302, (2003)

Влияние диэлектрической проницаемости на резонансный спектр неупорядоченных нанокompозитов металл–диэлектрик

Н.А. Олехно

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Неупорядоченные металл-диэлектрические композиты в виде пленок, состоящих из наноразмерных гранул благородных металлов, встроенных в диэлектрическую матрицу, привлекают в последнее время существенный интерес с точки зрения как теории, так и эксперимента. Это связано с интересными явлениями, наблюдаемыми в таких композитах: аномальным оптическим поглощением, генерацией высших гармоник и гигантскими флуктуациями локальных электрических полей, приводящими к поверхностно-усиленному Рамановскому рассеянию и связанными с плазмонными резонансами в системе [1].

Одним из способов описания таких систем является замена исходного неупорядоченного композита решеткой из индуктивностей L и емкостей C [1, 2, 3], в которой с вероятностью p связь индуктивная, с вероятностью $q = 1 - p$ — емкостная. Индуктивные связи в таком представлении отвечают металлическим гранулам, емкости C — участкам диэлектрика. Такое

представление напрямую следует из дискретизации уравнений Максвелла для исходного композита в квазистатическом приближении и позволяет достаточно точно описать гигантские флуктуации локальных полей для собственных мод неупорядоченных композитов.

Нами было показано, что более точной моделью является замена исходного композита решеткой из параллельных LC -контуров $L_m = 4\pi c^2/a\omega_p^2$, $C_m = a/4\pi$, отвечающих металлическим участкам, и конденсаторов $C_d = \varepsilon a/4\pi$, соответствующих диэлектрическим прослойкам, где a — постоянная решетки дискретизации, ε — проницаемость диэлектрика, c — скорость света. Резонансная частота отдельных контуров равна плазменной частоте металла ω_p . Собственные моды в таких сетях отвечают плазмонным резонансам в композите. Спектральная плотность резонансов этих мод демонстрирует отсутствие частот $\omega > \omega_p$ и лучше согласуется с резонансным спектром композитов, чем в случае сетей с L - и C -связями.

Задача о резонансах в случайных LC -сетях произвольного вида была сведена нами к обобщенной задаче на собственные значения

$$\sum_j K_{ij}\varphi_j - \omega^2 \sum_j C_{ij}\varphi_j = 0, \quad (1)$$

где индексы i, j нумеруют узлы сети, K_{ij} — матрица обратных индуктивностей, C_{ij} — матрица емкостей. В такой задаче собственные числа ω отвечают резонансным частотам системы, собственные вектора φ описывают распределение потенциала в узлах решетки для собственных мод.

В настоящей работе аналитически и численно исследована зависимость спектральной плотности резонансов в неупорядоченных LC - C -сетях от проницаемости диэлектрика ε . Показано, что спектр резонансных частот, определяемый через безразмерный параметр

$$\mu = \frac{\varepsilon(\omega/\omega_p)^2}{1 + (\varepsilon - 1)(\omega/\omega_p)^2}, \quad (2)$$

зависит исключительно от геометрии системы и концентрации параллельных контуров p .

Литература

- [1] A.K. Sarychev, V.M. Shalaev, Phys. Rep. **335**, 275–371 (2000).
- [2] J.P. Clerc et al, J. Phys. A **29**, 4781–4801 (1996).
- [3] Th. Jonckheere, J.M. Luck, J. Phys. A **31**, 3687–3717 (1998).

Магнитный и электрический оптический отклики в кремниевых наноразмерных структурах

Д.В. Пермяков

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В последние годы наноструктурированные диэлектрические материалы с высоким показателем преломления привлекли пристальное внимание в качестве перспективных элементов для устройств нанофотоники. Основными преимуществами таких структур по сравнению с плазмонными являются наличие резонансного магнитного отклика в оптическом диапазоне частот, а также значительно меньшие омические потери [1, 2, 3, 4]. Причиной появления магнитного отклика на оптических частотах в таких структурах являются токи смещения, наводимые внешним электрическим полем [2, 3]. Простейшими структурами, обладающими этими уникальными свойствами являются наночастицы сферической и цилиндрической формы. Варьируя геометрические параметры наночастиц, можно изменять взаимное спектральное положение резонансов в видимом и ближнем инфракрасном спектральных диапазонах.

В данной работе экспериментально и при помощи численного моделирования в пакете Lumerical FDTD Solutions были исследованы оптические свойства кремниевых наночастиц в ближнем и дальнем поле. Одиночные кремниевые сферические наночастицы были изготовлены методом лазерной абляции. Цилиндрические частицы из кремния были получены методом плазменного травления по маске, изготовленной методом электронной литографии.

С помощью разработанного нами темнопольного микроскопа с двумя независимыми оптическими каналами возбуждения и сбора были получены спектры рассеяния одиночных наноструктур для двух поляризаций падающей волны. В спектрах наблюдались два ярко выраженных пика, относительная интенсивность которых изменялась в зависимости от поляризации возбуждающего излучения, что позволило экспериментально различить природу резонансов. Распределения электромагнитных полей вблизи кремниевых наноструктур на длинах волн видимого диапазона были исследованы методом сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (СБОМ). Было экспериментально показано, что в области длинноволнового резонанса картина полей вблизи одиночной сферы соответствует полям точечного магнитного диполя. В системе из двух цилиндрических частиц (димере) были экспериментально исследованы резонансные эффекты локализации ближних полей. Было показано, что при возбуждении димера светом с поляризацией, перпендикулярной его оси, наблюдается существенное усиление магнитного поля в зазоре между

образующими его частицами.

Таким образом, в работе были экспериментально исследованы резонансные свойства кремниевых наноструктур с различными геометрическими параметрами в ближнем и дальнем поле в зависимости от длины волны и поляризации зондирующего излучения. Было показано, что одиночная кремниевая наночастица обладает электрическим и магнитным дипольными откликами. Кроме того, впервые был экспериментально продемонстрирован эффект локализации магнитного поля в димере из двух кремниевых цилиндров.

Литература

- [1] A. García-Etxarri, *et al.* Optics express **19**, 4815 (2011).
- [2] A.I. Kuznetsov, *et al.* Scientific reports **2**, 492 (2012).
- [3] A.B. Evlyukhin, *et al.* Nano letters **12**, 3749 (2012).
- [4] Van de Groep, J. and A. Polman, Optics express, **21**, 26285 (2013)

Рост, самоорганизация и структурирование серебряных nanoостровковых плёнок на ионообменных стеклах

И.В. Редуто

СПбАУ, Санкт-Петербург, Россия

К настоящему времени nanoостровковые металлические пленки уже нашли применение в спектроскопии гигантского комбинационного рассеяния (ГКР), продемонстрировано использование nanoостровковых пленок серебра в микробиологии и нанофотонике. В первую очередь, внимание к таким пленкам определяется усилением локального электрического поля в области длин волн, соответствующих поверхностному плазмонному резонансу в nanoостровках. Поскольку резонансные характеристики группы из нескольких близко расположенных nanoостровков («плазмонной молекулы») отличаются от характеристик одиночного nanoостровка, существенный интерес представляет формирование структур нанометрового масштаба из nanoостровков. При этом расстояние между островками может составлять единицы нанометров — труднодостижимая даже для электронной литографии величина, в то же время позволяющая достичь очень высоких амплитуд локальных электрических полей [1]–[3]. Подобные структуры, также, могут быть использованы для локального ГКР-анализа в биологии и химии. В случае nanoостровковых пленок

заметные ограничения на технологию структурирования накладывает их подверженность внешним воздействиям из-за слабой адгезии островков металла, наносимых на поверхность какой-либо подложки.

Нами продемонстрирован новый, основанный на поляризации ионообменных стекол, обратной диффузии металла из стеклянной подложки и самоорганизации наноструктур, подход к формированию и структурированию наноструктуровых металлических пленок. Исследован рост металлических наноструктуров в зависимости используемых режимов, от температуры и времени отжига. Разработан новый подход к структурированию островковых металлических пленок за счет локальной обработки стеклянных подложек электрическим полем (полинга). Разработана методика выращивания групп металлических наноструктуров с различным количеством и размером островков в группах. Параметры изготавливаемых при этом структур могут быть варьированы за счет подбора режимов ионного обмена, полинга и отжига в водородной атмосфере. Продемонстрирована применимость сформированных пленок, в том числе с защитным TiO₂ покрытием, для измерений гигантского Рамановского рассеяния [4]–[6].

Полученные структуры могут быть использованы в нанофотонике, катализе и спектроскопии гигантского комбинационного рассеяния.

Литература

- [1] J. Sancho-Parramon, *et al.* *Optical Materials* **32** 510–514 (2010).
- [2] A. Lipovskii, *et al.* *Appl. Phys. Rev.* **109** 1 (2011).
- [3] A. Jimenez, *et al.* *Appl. Phys. (a)* **104**, 5 (2008).
- [4] S. Chervinskii, *et al.* *J. Appl. Phys. (a)* **114**, 224301 (2013).
- [5] I. Reduto, *et al.* *J. Phys.: Conf. Ser.* **541** 012073 (2014).
- [6] A. Redkov, *et al.* *NRL* **9** 606 (2014).

Создание контактов к квазиодномерным объектам методом диэлектрофореза

Д.Е. Русаков

СПбПУ, Санкт-Петербург, Россия

Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы (ННК) и углеродные нанотрубки (УНТ) в последнее время стали объектами пристального внимания с точки зрения их возможных приборных применений. Существующие технологии синтеза ННК позволяют контролировать на атомарном уровне не

только форму и геометрические размеры, но и варьировать в широком диапазоне их состав, создавать высококачественные гетероструктуры: p-n переход, как аксиального, так и коаксиального типа. В совокупности с уникальной формой УНТ и ННК, обуславливающей большое соотношение площади к объему, открывается широкая возможность для создания целого ряда принципиально новых приборов [1]–[3].

Ранее реализованные экспериментальные приборы, в частности наносенсоры, на основе УНТ или ННК [4], имеют много общего в своей структуре: все они используют одиночный горизонтально расположенный на подложке УНТ или ННК с подведенными к нему контактами. При этом, несмотря на уникальные характеристики данных устройств, существует ряд проблем связанных с их промышленной реализацией. В первую очередь, используемая на сегодняшний день технология создания подводящих к нанобъекту контактов [5] требует использования электронно-лучевой литографии сверхвысокого разрешения. Которая, как известно, крайне трудозатратна, а так же не применима в промышленных масштабах. Таким образом, решение кроется в возможности использования иного типа литографии, например наноимпринт. Это позволило бы наладить промышленное создание наноприборов на основе УНТ и ННК, а так же значительно упростило бы задачу измерения электрических свойств ННК во множестве фундаментальных исследований.

В данной работе был предложен метод, подходящий под требования описанной задачи. ННК, первоначально находящиеся на подложке, с помощью ультразвука переносятся в коллоид. Затем коллоид в виде капли помещают на поверхность подложки, содержащей заранее подготовленные электроды. При подаче переменного напряжения на данные электроды, ННК осаждаются таким образом, что образуется контакт между ННК и двумя электродами. При этом, при использовании УНТ, вместо ННК, в некоторых случаях наблюдается появление омического контакта без проведения отжига.

В ходе работы был разработан метод создания стабильного коллоида, с приемлемыми характеристиками, содержащего ННК или УНТ в качестве дисперсной фазы. Были промоделированы и опробованы различные топологии электродов для диэлектрофореза, а также установлены наиболее подходящие параметры, подаваемого на электроды сигнала. В результате удалось определить набор параметров, позволяющих создавать контакт к ННК и УНТ.

Литература

- [1] Patolsky, *et al.* Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America Vol. 101, No. 39, (2004)
- [2] Cui, Y. Lieber, Science, Vol. 291, No. 5505, 851-853 (2001)

- [3] Kind, *et al.* *Advanced Materials*, Vol. 14, No. 2, 158-160 (2002)
- [4] N. Chartuprayoon, *et al.* *Biosensors and Bioelectronics* **63** 432–443 (2015)
- [5] А.Д. Буравлев, и др. *Физика и техника полупроводников*, том 48, вып. 3 (2014)

Изучение силы трения сферической микрочастицы в несжимаемой жидкости в двумерной оптической ловушке

А.И. Соболев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия
СПбГПУ, С.-Петербург, Россия

Целью данной работы является определение силы вязкого трения, действующего на микрочастицу,двигающуюся вдоль стенки в покоящейся несжимаемой жидкости.

Данная задача является частью эксперимента по измерению силы оптического захвата [1] микрочастиц двумерной оптической ловушкой, созданной на основе полупроводникового лазера [2]. Схема планируемого эксперимента построена следующим образом: капля воды со взвешенными в ней микросферами помещается на столик, движение которого задается в виде гармонических колебаний с известной частотой и амплитудой. При одной микрочастице, захваченной оптической ловушкой, система приводится в колебательное движение с амплитудой/частотой и, соответственно, максимальной скоростью движения жидкости увеличивающейся, пока частица находится в ловушке. Максимальная скорость, при которой частица удерживается в оптической ловушке, соответствует максимальной силе оптического захвата, которая при такой конфигурации равна силе трения. Однако вычисление силы трения не является тривиальной задачей, так как наличие стенки в системе не позволяет определить коэффициент вязкого трения из аналитических соображений. Также, необходимо учитывать силу сухого трения, так как микрочастица может быть прижата к стенке давлением света.

Для решения данной задачи мы моделировали движение потока вязкой жидкости в системе отсчета с неподвижной микрочастицей. Для моделирования движения несжимаемой вязкой жидкости используется комплекс программ OpenFOAM. Описание сферической геометрии микрочастицы требует плотную координатную сетку, однако постановка задачи подразумевает в качестве граничного условия равномерную скорость движения жидкости на

большом расстоянии от частицы. Из-за большой разницы между масштабом, на котором задается граничное условие, и размером частицы, используется неравномерная сетка. Сферическая геометрия частицы описывается с использованием треугольной сетки.

В докладе будет рассматриваться метод вычисления силы вязкого трения и будут сопоставлены вклады вязкого трения и сухого трения об стенку. Исходя из полученной зависимости полной силы трения от скорости движения и предполагаемой силы оптического захвата будут представлены оптимальные параметры проведения эксперимента.

Литература

- [1] A. Ashkin, Phys. Rev. Letters **24** 156-159 (1970)
- [2] Г.С. Соколовский, и др. ПЖТФ **40-11** 53 (2014)

Манипуляция биологическими объектами сверхфокусированным излучением полупроводникового лазера

К.К. Соболева

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия
СПбГПУ, С.-Петербург, Россия

Оптический захват и манипулирование микрочастицами при помощи лазерного луча основаны на силе давления света на микрочастицу [1]. Для того, чтобы захватить микрообъект в оптическую ловушку, необходимо остро фокусировать лазерное излучение, так как сила, удерживающая частицы, пропорциональна градиенту оптической плотности мощности излучения. Излучение мощных многомодовых полупроводниковых лазеров и светодиодов обладает значительной расходимостью, что определяет теоретический предел размера фокусного пятна, на один-два порядка превышающий дифракционный предел. Для преодоления этого ограничения нами предложена фокусировка многомодового излучения за счет использования интерференции [2]. Использование конической линзы — аксикона [3] приводит к формированию общего центрального луча Бесселева пучка [4,5] для всех мод, размер которого может быть в несколько раз меньше теоретического предела фокусировки квази-Гауссова луча.

На практике аксикон имеет технологический дефект — скругление его вершины. Так, хорошая коническая линза имеет характерный размер скруг-

ленной области 50 мкм, что влияет на качество сверхфокусировки. Расходимость Бесселева пучка вблизи вершины аксикона, возникающая вследствие ее скругления, увеличивает минимальный достижимый размер центрального луча. Для улучшения характеристик Бесселевого пучка вблизи линзы, нами предложен метод изготовления аксикона путем непосредственной лазерной записи (*direct laser writing*) с помощью многофотонной полимеризации [6] на торце оптического волокна. Этот метод позволил получить микроаксиконы с острой вершиной, область скругления которой составляет менее 10 мкм.

Нами проведена серия экспериментов демонстрирующая оптический захват и манипуляцию биологическими микрообъектами с использованием сверхфокусировки полупроводникового лазера. Бесселев пучок был получен от многомодового лазерного диода с параметром распространения $M2 = 18$ и длине волны 0.96 мкм. Оптическое волокно с диаметром сердцевины 100 мкм, на торце которого был изготовлен микроаксикон с углом при вершине 160, было закреплено на сверхточную ультрапрецизионную подвижку. Лазерное излучение проходя через микроаксикон собиралось и переносилось к объектам манипулирования оптической системой с единичным коэффициентом увеличения. Микрообъектами для исследований были выбраны эритроциты крысиной крови в физиологическом растворе, помещенные в прозрачную кювету. Управление оптическим захватом осуществлялось высокоточными микропозиционерами и контролировалось через микроскоп видеокамерой с ПЗС-матрицей. Применение данного способа интерференционной фокусировки позволило получить размеры центрального луча 5–6 мкм на длине распространения около 100 мкм. Важно отметить, что минимально достижимый размер фокусного пятна от лазера с такими же характеристиками при использовании «идеальной» фокусирующей линзы с единичной числовой апертурой составляет 11 мкм.

Результаты экспериментов показали, что сверхфокусированное излучение полупроводниковых лазеров, имеет хорошие перспективы в приложениях, связанных с оптическим захватом и манипулированием биологическими микрообъектами. Это позволит заменить газозольные и твердотельные лазеры на компактные источники излучения в устройствах оптического манипулирования и существенно продвинуться в реализации технологий «лаборатория на чипе».

Литература

- [1] Ashkin A. // *Physical Review Letters*. 1970. V.24. P.156–159.
- [2] Sokolovskii G.S., *et al.*, // *Tech. Phys. Lett.* 2012. V.38. P.402–404.
- [3] Sokolovskii G.S., *et al.*, // *Tech. Phys. Lett.* 2008. V. 34 (12). P. 1075–1077.

- [4] Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф. // Изв. вузов. Радиофизика. 1966. Т. 9 (1). С. 95–101.
- [5] Durnin J. // J. Opt. Soc. Am. 1987. V. A 4. P. 651–654 V.38. P.402-404.
- [6] M. Malinauskas, *et al.*, // Physics Reports. 2013. V. 533. P. 1–31.

Numerical simulation of wireless power transfer system based on high-Q resonators

M. Song

ITMO University, St Petersburg, Russia

Currently, wireless power transfer (WPT) is an interesting research topic. WPT is not a new concept since Nikola Tesla invented the Tesla coils in the early 20th century which could transport energy wirelessly[1]. WPT can be achieved by radiative or nonradiative ways depending on different working mechanisms. Radiative power can be emitted and propagate over a long distance in the form of electromagnetic wave. Nonradiative WPT depends on the near-field magnetic coupling between the transmitter and the receiver [2]. By working distance, WPT can be classified into short-range induction power transfer (IPT) and mid-range via strong magnetic coupled resonance power transfer (MRPT). In 2007, an MIT's group proposed the first scheme of MRPT, in which 60 W of power is transferred over a distance of 2 m with 45% efficiency [3]. Resonators play an important role in the development of WPT system. To get high efficiency of power transfer the resonators should have a high Q-factor. On the same time they have to be easy in fabrication and integration and low cost.

In this talk, different resonators and WPT system designs will be considered and discussed. We will present the result of numerical simulation in CST Microwave Studio of the WPT system based on high-Q resonators. The achieved efficiency of the WPT system is almost 100% in the mid-range (4 times of radii). We will demonstrate that the resonators characteristic parameters can influence the field distribution and then leads to different values of Q-factor and system efficiency. We also numerically study the influence of displacement and rotation of the resonators to the WPT efficiency.

Литература

- [1] N. Tesla, U.S. Patent 1119732, (1 Dec 1914)
- [2] A. Karalis, J.D. Joannopoulos, *Annals of Physics* **323** 34–48 (2008)
- [3] A. Kurs, *et al.* *Science*, **317** 83–86 (2007)

Negative modes with inverse scaling-law in hyperbolic metamaterial slot cavity

M. Hasan

ITMO University, St Petersburg, Russia

Slot cavity resonators confine light in few nanometer gap low index region bounded by high index materials, where small mode-volume and high field intensity can be accomplished. In the first few realizations, slot cavity resonators have been realized exploiting the contrast of indices between different dielectric materials [1]. Later, thin dielectric layer sandwiched by two metal slabs has been used to realize a slot cavity resonator [2]. Very high index contrast can be attained with hyperbolic metamaterials (HMMs) [3], so the field intensity can be significantly increased with high mode-index [4], [5].

In this work, we study a HMM slot cavity where a dielectric material is sandwiched by two hyperbolic metamaterial cavities. We report scattering properties of negative-modes in the HMM slot cavity, where the modes are rather propagating along the anisotropy axis than surface bound. The resonant wavelengths of the negative modes show inverse relation with the length of the cavity, i.e. elongating the cavity results a blue-shift of the resonant wavelength in the hyperbolic regime, unlike Fabry-Pérot cavity where cavity length is proportional to resonant wavelength.

The negative modes we are reporting here are in sharp contrast to the negative modes for metal slot cavity that has been reported previously [6]. Negative modes in a metal slot cavity originate since more field resides inside metal than in dielectric, and the direction of Poynting vector in metal is opposite to that in dielectric [7]. Hence, anti-parallel phase and group velocity is responsible for the effective negative mode-index in metal slot cavity. On the contrary, in our study, negative modes originate from the hyperbolicity of the cavity-material. Moreover, the phase and group velocity in the cavity of this study, are at an obtuse angle, which is not necessarily anti-parallel. We show that the propagating waves in the vertical-direction resonates in the HMM slot cavity, while to the best of our knowledge there is no such analog in metal (or dielectric) slot cavity [8].

To summarize, we have theoretically shown that negative modes in a hyperbolic slot cavity follow inverse scaling-law in contrast to the typical Fabry-Pérot cavity. Moreover, multiple-resonant modes can be excited in the visible spectrum. The HMM slot cavity with multiple resonances in visible spectrum has promising

applications in Raman sensing, enhanced light matter interaction for laser cavity, and in cavity optomechanics.

Литература

- [1] V.R. Almeida, *et al.*, 1209–1211 (2004).
- [2] H.T. Miyazaki, Y. Kurokawa, *Phys. Rev. Lett.* **96** 097401 (2006).
- [3] Y. He, *et al.*, *JOSA B* **29** 2559–2566 (2012).
- [4] A. Poddubny, *et al.*, *Nature Phot.* **7** 948–957 (2013).
- [5] X. Yang, *et al.*, *Nature Phot.* **6** 450–454 (2012).
- [6] A. Davoyan, *et al.*, *J. of Nanophot.* **4** 043509 (2010).
- [7] E. Feigenbaum, N. Kaminski, M. Orenstein, *Opt. Exp.* **17** 18934–18939 (2009).
- [8] T. Søndergaard, S.I. Bozhevolnyi, *phys. stat. sol. (b)* **245** 9–19 (2008).

Нелинейные волны в тонких упругих цилиндрических оболочках

А.Г. Шварц

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Петербург, Россия

Интерес к изучению нелинейных динамических процессов в оболочках связан, в первую очередь, с исследованием их устойчивости и возможностей использования нелинейных уединенных волн для неразрушающего контроля оболочек [1, 2].

Мы рассмотрели осесимметричную деформацию цилиндрической оболочки и пренебрегли ее кручением. Задача может быть сведена к одной неизвестной функции, если найдется выражение поперечного смещения через продольное. Простейшие гипотезы плоских сечений и обобщенного плоского напряженного состояния приводят к выполнению граничных условий на свободных внутренней и внешней поверхностях оболочки с недостаточной точностью. Следуя [3], мы получили уточненные выражения в виде разложений для продольного и поперечного смещений, что привело к выполнению граничных условий с нужной точностью.

Учет физической и геометрической нелинейности материала и применение принципа Гамильтона–Остроградского приводят в случае постоянных геометрических и упругих свойств оболочки к уравнению с двумя дисперсиями (УДД) [1] для линейной компоненты продольной деформации. УДД имеет, в числе прочих, однопараметрическое решение в виде двух уединенных волн

(солитонов), бегущих в противоположных направлениях. Мы установили зависимость параметров солитонного решения от геометрических и упругих характеристик волновода.

Для проверки построенной теории и экспериментального подтверждения существования уединенных объемных волн в оболочках выполнена серия работ на установке, использованной нами ранее [4]. Солитон сжатия формировался из сверхзвуковой слабой ударной волны в однородном стержне из ПММА, приклеенном к полюсу коробу квадратного сечения из того же материала.

Мы показали экспериментально, что за наблюдаемой волной сжатия отсутствует волна противоположного знака, более того, солитон сжатия распространяется на расстояния, в десятки раз превышающие его длину, практически полностью сохраняя свою форму, амплитуду и скорость неизменными. Получены оценки амплитуды, длины и скорости солитона сжатия в коробе.

Для изучения возможностей применения солитонов упругой деформации в неразрушающем контроле, используя конечно-разностную схему [5], мы выполнили численное исследование эволюции солитонов упругой деформации в оболочке с локальным изменением геометрических параметров (такая неоднородность представляет собой простейшую модель дефекта волновода). Мы установили, что после прохождения дефекта амплитуда и форма солитона полностью восстанавливаются, однако память о дефекте сохраняется в виде сдвига фазы относительно эталонного солитона, распространяющегося в однородном волноводе. При этом знак сдвига фазы (опережение или отставание) зависит от типа дефекта: локального уменьшения или увеличения эффективной площади сечения оболочки.

Литература

- [1] A.M. Samsonov, *Strain Solitons in Solids and How to Construct Them*, Chapman & Hall/CRC (2001).
- [2] В.В. Киселев и Д.В. Долгих, Нелинейно-упругие узоры из вмятин на поверхности нагруженных пластин и оболочек, Физматлит, М. (2012).
- [3] E.H. Kennard, *J. Appl. Mech.*, **20**(1), 33–40 (1953).
- [4] G.V. Dreiden, *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **104**, 086106 (2008).
- [5] M. Dimova and N. Kolkovska, *Cent. Eur. J. Math.*, **10**(3), 1159–1171 (2012).

Исследования структур 3C/4H-SiC по глубине методом катодолюминесценции

В.А. Школдин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Многослойные гетероструктуры составляют основу современной микроэлектроники. При разработке технологии получения новых структур используются различные методы их исследования. Неразрушающие методы исследования представляют особый интерес.

Катодолюминесценция возбуждается высокоэнергетическим пучком электронов. Основным преимуществом этого метода является возможность исследования многослойных структур по глубине неразрушающим способом. Это связано с тем, что область генерации катодолюминесцентного излучения является функцией энергии первичного электронного пучка. Изменяя энергию электронного пучка можно регистрировать спектры излучения с различной глубины образца. Для определения глубины проникновения электронного пучка в образец необходимо моделирования процессов рассеяния электронов при торможении в твердом теле.

В настоящей работе показаны возможности метода катодолюминесценции при исследовании структур на основе карбида кремния. Спектры люминесценции карбида кремния позволяют идентифицировать его структурную модификацию, структурные дефекты и присутствие примесей алюминия, азота и бора.

Этот метод применялся для исследования структуры состоящей из слоя 3C-SiC выращенного на коммерческой подложке 6H-SiC. На поверхности выращенного слоя обнаружены включения того же политипа, что и подложка. различной толщины. На основании экспериментальных результатов и моделирования была оценена толщина включения.

Таким образом были показаны возможности метода катодолюминесценции при исследовании структур на основе карбида кремния.

Литература

- [1] T. Yamamoto, H. Katayama-Yoshida, J. Cryst. Growth **189/190**, 532 (1998).

Для заметок

Для заметок

Отпечатано с готового оригинал-макета
в типографии ФГБУ «ПИАФ» НИЦ «Курчатовский институт»
188350, Гатчина Ленинградской обл., Орлова роща
Зак. ??, тир. 160, уч.-изд. л. 3.75, 12.02.2015 г.