

Кремниевые нанокристаллы как эффективные конвертеры ультрафиолетового излучения для фотовольтаики

Миргородский И.В.

Студент

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

E-mail: mirgorodskij@physics.msu.ru

Главные преимущества солнечной энергетики заключаются в том, что это прямой способ получения чистой и практически неиссякаемой энергии. Фотовольтаика – один из основных претендентов для замены традиционных источников энергии, запасы которых ограничены в природе. Использование наноструктурированных материалов в фотовольтаике является в настоящее время одним из самых эффективных способов понижения стоимости солнечных элементов и повышения их эффективности.

Для улучшения характеристик солнечных элементов, основанных на тонкопленочных технологиях и использующих поликристаллический, аморфный кремний и другие полупроводниковые материалы, можно использовать эффект преобразования частоты падающего излучения. При этом эффективность таких солнечных элементов, которая уже сейчас достигает 20%, может быть увеличена на 2-5%, что дает значительный экономический эффект при их использовании. Механизм преобразования частоты заключается в том, что фотоны, энергия которых ниже или существенно выше ширины запрещенной зоны поглощающего вещества солнечной батареи, поглощаются специально введенными частицами, а затем переизлучаются со сдвигом энергии в рабочую область. Для преобразования высокоэнергетичной части спектра можно эффективно использовать нанокристаллы кремния. Размер нанокристаллов определяет свойства излучаемого ими света: длину волны и интенсивность. Покрытие, содержащее нанокристаллы способно повысить эффективность солнечных элементов на несколько процентов.

В данной работе был исследован эффект понижения частоты падающего излучения с помощью нанесения кремниевых нанокристаллов на поверхность солнечного элемента. Для этого на неоптимизированный кремниевый солнечный элемент наносились нанокристаллы тонкими слоями и исследовались изменения основных характеристик: тока короткого замыкания и напряжения холостого хода.

Было установлено, что в результате конвертации излучения из ультрафиолетовой части спектра в видимую часть спектра мощность тока возрастала в 8 раз. Для определения диапазона конвертированного излучения проводились измерения спектров люминесценции кремниевых нанокристаллов.

Таким образом, показано, что кремниевые нанокристаллы могут выступать эффективными конвертерами ультрафиолетового излучения. Для существенного повышения эффективности солнечных элементов необходимо тщательное исследование толщины наносимого слоя и концентрации нанокристаллов на поверхности. Это поможет сформировать покрытие, которое будет обладать, как антиотражающими свойствами, так и выступать в роли активного элемента, преобразовывающего непоглощаемое солнечное излучение.

Литература

- [1] Loucas Tsakalagos. Materials Science and Engineering R. 62 (2008) 175–189
- [2] Peter Würfel. Physics of Solar Cells. From Principles to New Concepts. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA (2005)

Энергетический спектр носителей заряда в туннельно-резонансных диодах

Заворотный А.А.

Студент

Липецкий государственный педагогический университет,
факультет физико-математических и компьютерных наук, Липецк, Россия
E-mail: aazavorotny@rambler.ru

Теоретическое исследование физических основ приборов и структур наноэлектроники, как правило, основывается на методах квантовомеханического моделирования [1]. При изучении свойств твердотельных наноструктур электроники одними из основных параметров, характеризующих работу устройства полагают энергетический спектр носителей заряда и распределение электронной плотности в соответствующих приборам квантовых ямах [2, 3].

Представленная работа посвящена исследованию энергетического спектра носителей в квантовых ямах сложной формы. Нами была сформулирована квантовомеханическая задача, позволяющая описать положение электрона в области сложной ямы:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi_i(x)}{\partial x^2} + (E - U_i) \psi_i = 0.$$

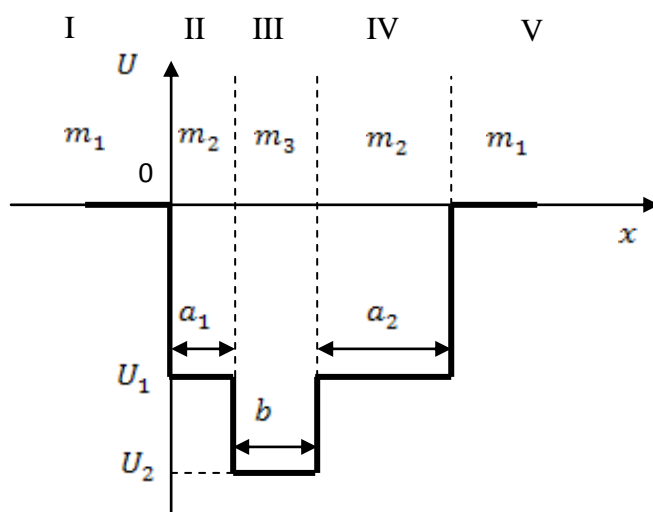


Рис. 1. Схема дна зоны проводимости в гетероструктуре, образующей квантовую яму со сложным профилем [4]. Здесь m_i – эффективная масса носителей заряда в каждом из материалов структуры; U_1 и U_2 – положения дна зон проводимости, a_1 , a_2 , b – толщины нанопленок, образующих среднюю область туннельно-резонансной структуры.

Решение уравнений Шредингера для каждой из пяти областей представимо в виде:

$$\begin{cases} \psi_1 = A_1 \exp(k_1 x), \\ \psi_2 = A_2 \cos(k_2 x) + B_2 \sin(k_2 x), \\ \psi_3 = A_3 \cos(k_3(x - a_1)) + B_3 \sin(k_3(x - a_1)), \\ \psi_4 = A_4 \cos(k_2(x - N)) + B_4 \sin(k_2(x - N)), \\ \psi_5 = B_5 \exp(-k_1(x - C)). \end{cases}$$

где $k_1 = \sqrt{2m_1 E}/\hbar$, $k_2 = \sqrt{2m_2(E - U_1)}/\hbar$, $k_3 = \sqrt{2m_3(E - U_2)}/\hbar$, $N = a_1 + b$, $C = a_1 + b + a_2$.

Граничные условия следуют из требований непрерывности волновой функции и плотности потока. Полученное выражение для определения энергии связанных состояний удобно представить в виде:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -\frac{m_1 \cdot k_2}{m_2 \cdot k_1} & 0 & 0 \\ \cos(k_2 \cdot a_1) & -1 & 0 & \sin(k_2 \cdot a_1) & 0 & 0 \\ 0 & \cos(k_3 \cdot b) & -1 & 0 & \sin(k_3 \cdot b) & 0 \\ 0 & 0 & \cos(k_2 \cdot a_2) - \frac{m_1 \cdot k_2}{m_2 \cdot k_1} \cdot \sin(k_2 \cdot a_2) & 0 & 0 & \sin(k_2 \cdot a_2) + \frac{m_1 \cdot k_2}{m_2 \cdot k_1} \cdot \cos(k_2 \cdot a_2) \\ \frac{-k_2}{m_2} \cdot \sin(k_2 \cdot a_1) & 0 & 0 & \frac{k_2}{m_2} \cdot \cos(k_2 \cdot a_1) & \frac{-k_3}{m_3} & 0 \\ 0 & \frac{-k_3}{m_3} \cdot \sin(k_3 \cdot b) & 0 & 0 & \frac{k_3}{m_3} \cdot \cos(k_3 \cdot b) & \frac{-k_2}{m_2} \end{pmatrix} = 0.$$

Показано, что смещение дополнительного провала относительно центра ямы приводит к уменьшению разности между основным и первым возбужденным уровнями, следовательно, к снижению контрастности вольтамперных характеристик туннельно-резонансных структур. Наиболее заметно, смещение положения энергетических уровней по отношению к простой яме (без провала в средней области), происходит для энергии основного состояния и первого возбужденного уровня.

Литература

1. Ибрагимов И.М., Ковшов А.Н., Назаров Ю.Ф. Основы компьютерного моделирования наносистем. СПб: Лань. 2010
2. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы наноэлектроники. М.: Университетская книга; Логос; Физматкнига. 2006
3. Демиховский В.Я., Вугальтер Г.А. Физика квантовых низкоразмерных структур. М.: Логос. 2000
4. Дымников В.Д., Константинов О.В. Уровни энергии в квантовой яме с прямоугольными стенками сложной формы // ФТП. 1995, Т. 29, вып.1.

Адсорбционная чувствительность нанокompозита «пористый кремний - никель» к метану.*Антропов Илья Михайлович**Аспирант**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: ant-ily@yandex.ru*

Нанокompозиты «пористый кремний – ферромагнитный металл» обладают уникальными магнитными и магнитооптическими характеристиками [1-3] и весьма перспективны с точки зрения возможности их использования в устройствах кремниевой микроэлектроники. Вместе с тем известно, что микрогранулы никеля в диэлектрической матрице при повышенных температурах являются катализаторами разложения метана [4,5] и поэтому весьма важно выяснить, каковы сенсорные возможности нанокompозита «пористый кремний – никель» по отношению к метану. Существенно, что газовый сенсор на базе этого нанокompозита вместе с сопутствующей микросхемой в принципе можно было бы изготовить по современной кремниевой технологии. Используемые в настоящее время датчики на метан изготавливаются на основе оксидов [6] и не сопрягаются со стандартной кремниевой технологией.

Поэтому в настоящей работе поставлена задача выяснить принципиальную возможность создания на основе нанокompозита «пористый кремний – никель» газового сенсора, способного обнаруживать в окружающей среде присутствие метана.

Для изготовления исследуемых структур использовались монокристаллы кремния р-типа КДБ-0.03 (кремний с дырочной электропроводностью, легированный бором с удельным сопротивлением $0.03 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$), на поверхности (111) которых методом анодирования в 24% растворе плавиковой кислоты в спирте (1:1) формировался слой пористого кремния (ПК). Время анодной обработки при плотности тока 20 mA/cm^2 составляло 20 минут. При этих условиях толщина пористого слоя достигала $\sim 20 \text{ } \mu\text{m}$, а средний размер пор $\sim 30 \text{ nm}$ [7]. По окончании анодной обработки образец тщательно промывался в дистиллированной воде.

Никель в количестве 10^{17} - 10^{18} атомов на 1 cm^2 видимой поверхности внедрялся в слой ПК электрохимически из спиртового раствора NiCl_2 . Ранее было показано, что при такой концентрации ферромагнитного металла сформированные нанокompозиты характеризуются оптимальными магнитооптическими свойствами [2]. Исследования методами Оже-спектроскопии и электронной микроскопии показали, что при такой методике внесения ферромагнетика в слое ПК формируются микрогранулы металла, размеры которых варьируют в пределах от единиц до десятков нанометров. Распределение микрогранул по слою ПК неравномерное, в основном они сосредоточены в поверхностном слое толщиной $10 - 20 \text{ nm}$ [2]. После электрохимического внедрения в слой ПК микрогранул никеля на его поверхности методом термического распыления в вакууме создавались проницаемые для молекул газа контакты из нихрома площадью $3 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$.

Напуски метана на сформированные структуры осуществлялись при температурах от комнатной до 120°C. Было установлено, что метан вплоть до температуры 55°C практически не оказывает влияния на ВАХ экспериментальных структур. Однако при температурах более 75°C ВАХ исследованных структур при адсорбции метана существенно изменялись (рис.1). При этом общий характер ВАХ – симметрия относительно знака напряжения и сублинейность – после напуска метана сохранялись, однако величина тока как при положительном, так и при отрицательном напряжении на металлическом затворе существенно уменьшалась по сравнению с вакуумом. Видно, что с повышением температуры величина изменения проводимости структуры при адсорбции метана заметно увеличивалась. Это коррелирует с возрастанием темпа каталитического разложения метана на микрогранулах металла при повышении температуры [4].

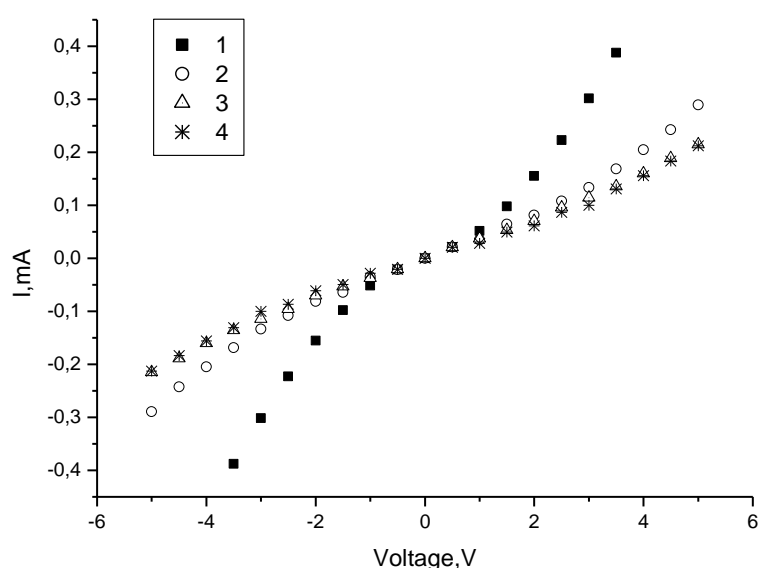


рис.1. Влияние метана на ВАХ исследуемой структуры. Температура образца $T=120^{\circ}\text{C}$, давление метана $P=9$ Торг. 1-до напуска, 2-спустя 1 минуту после напуска, 3-спустя 6 минут после напуска, 4-спустя 25 минут после напуска.

Симметричный характер ВАХ структур металл – пористый кремний -кристаллический кремний в структурах с достаточно толстым слоем ПК свидетельствует о том, что ток в таких структурах ограничивается не контактными явлениями, а объемной проводимостью ПК. Ранее симметричные сублинейные ВАХ таких систем связывались со спецификой прыжкового переноса носителей заряда (дырок в p-Si) между отдельными нанокристаллами кремния в слое ПК[8].

Молекулы метана при повышенных температурах диссоциируют на нанокластерах никеля, и образующийся атомарный водород, обладая высокой проникающей способностью, проникает вглубь нанокompозита. Водород на поверхности нанокристаллов кремния заряжается положительно [9], связывая свободные дырки и обеспечивая, вследствие этого, снижение проводимости слоя нанокompозита.

Таким образом, в настоящей работе обнаружена существенная чувствительность нанокompозитов «пористый кремний – никель» к адсорбции молекул метана при повышенных температурах. Показано, что такие структуры могут служить основой для создания твердотельного газового сенсора на метан.

Литература

- [1]. Виноградов А.Н., Ганьшина Е.А., Гущин В.С., Демидович Г.Б., Козлов С.Н., Перов Н.С.// Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 13. С. 84-89.
- [2]. Ганьшина Е.А., Кочнева М.Ю., Подгорный Д.А., Демидович Г.Б., Козлов С.Н. // Физика твердого тела. 2005. Т. 47. В. 7. С. 1333-1337.
- [3]. Rumpf K., Granitzer P., Polt P., Simic S., Krenn H. // Phys. Stat. Sol. 2008. V. 5. №12. P. 3798-3801.
- [4]. Lu Y., Li J., Lin J. // Catalysis Letters. 2001. V. 76. №3. P. 167-175.
- [5]. Reshetenko T.V., Avdeeva L.B., Ismagilov Z.R., Chuvilin A.L. // Carbon. 2004. V. 42. P. 143-148.
- [6]. Malyshev V.V., Pislyakov A.V. // Sensors and Actuators. 2003. V. B. 96. P. 413-434.
- [7]. Lehmann V. , Stengl R., Luigart A. // Materials Science and Engineering. 2000. B. 69-70. P. 11-22.
- [8]. Chorin M., Kux A. // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. №4. P. 481-483.
- [9]. Давыдов С.Ю. // ЖТФ. 2005. Т. 75. №1. С. 141-142.

Расчет электронных состояний в сферической квантовой точке с потенциалом Морса**Котанджан Тигран Виликович**
магистрант*Российско-Армянский (Славянский) государственный университет,
Физико-технический факультет, Ереван, Армения
E-mail: 8888tigran@rambler.ru*

Прогресс современных полупроводниковых технологий сделал возможным производство низкоразмерных полупроводниковых структур, в которых движение носителей заряда ограничено в одном, в двух и в трех направлениях. К первому классу низкоразмерных полупроводников относятся размерно квантованные пленки, ко второму – размерно квантованные проволоки различных сечений, а к третьему – квантовые точки, выращенные в различных диэлектрических матрицах [1-3]. Важной особенностью низкоразмерных полупроводниковых систем, по сравнению с массивными полупроводниками, является коренное изменение происходящих в них физических процессов, из-за влияния размерного квантования. В частности, благодаря перестройке энергетического спектра и волновых функций носителей заряда в этих структурах меняются оптические и кинетические свойства последних.

Изобретение и приложение современных методов выращивания РК систем, таких как молекулярно лучевая эпитаксия, лазерное напыление, способ роста Странски–Крастанова, металлоорганическая паровая эпитаксия и т.д., создали широкие возможности для выращивания квантовых точек различных размеров и геометрий (шарообразные, цилиндрические, эллипсоидальные, линзообразные, кольцеобразные, пирамидальные и т.д.) [1].

Важным аспектом является необходимость правильной аппроксимации возникающего ограничивающего потенциала на границе перехода полупроводник-диэлектрик конкретно взятого образца. Наиболее распространенные модели аппроксимации ограничивающего потенциала следующие: бесконечно глубокая потенциальная яма, яма конечной глубины, параболическая яма и эллиптическая яма и т.д.

Предлагаемая дипломная работа посвящена изучению электронных и примесных состояний в сферической КТ с потенциалом Морса [2,4] (См. Рис. 1). Выбор такого ограничивающего потенциала обусловлен тем, что чаще всего во время роста реальных структур из-за неравномерной диффузии по различным геометрическим направлениям ограничивающий потенциал становится не симметричным. С другой же стороны, при достаточно глубоких потенциальных ямах, потенциал Морса хорошо аппроксимируется параболическим потенциалом, что дает возможность максимально приблизить рассматриваемую нами модель наноструктуры к реальной.

Предлагаемая работа посвящена изучению электронных и примесных состояний в сферической КТ с потенциалом Морса. Выбор такого ограничивающего потенциала обусловлен тем, что чаще всего во время роста реальных структур из-за неравномерной диффузии по различным геометрическим направлениям ограничивающий потенциал становится не симметричным. С другой же стороны, при достаточно глубоких потенциальных ямах, потенциал Морса хорошо аппроксимируется параболическим потенциалом, что дает возможность максимально приблизить рассматриваемую нами модель наноструктуры к реальной.

В рамках вариационной теории получены электронные состояния и волновые функции в сферической квантовой точке с потенциалом Морса. Показано, что зависимость энергии от квантового числа n квадратично. Для нижних энергетических уровней спектр становится эквидистантными, а для высоких возбужденных уровней спектра эквидистантность

нарушается из-за разности ходов параболического потенциала и потенциала Морса. При наличии примеси электрон имеет более глубокую локализацию в квантовой точке, чем при отсутствии примеси, что является следствием кулоновского взаимодействия между электронным и примесным центром. При отсутствии примесного центра для энергии электрона получается выражение

$$E = -A_1 \left[1 - \frac{\alpha \hbar}{\sqrt{2\mu A_1}} \left(n + \frac{1}{2} \right) \right]^2,$$

где A_1 и α характеризуют, соответственно, глубину и ширину потенциальной ямы, μ – эффективная масса электрона.

При наличии примесного центра энергия электрона рассчитывается численными методами в рамках вариационного метода.

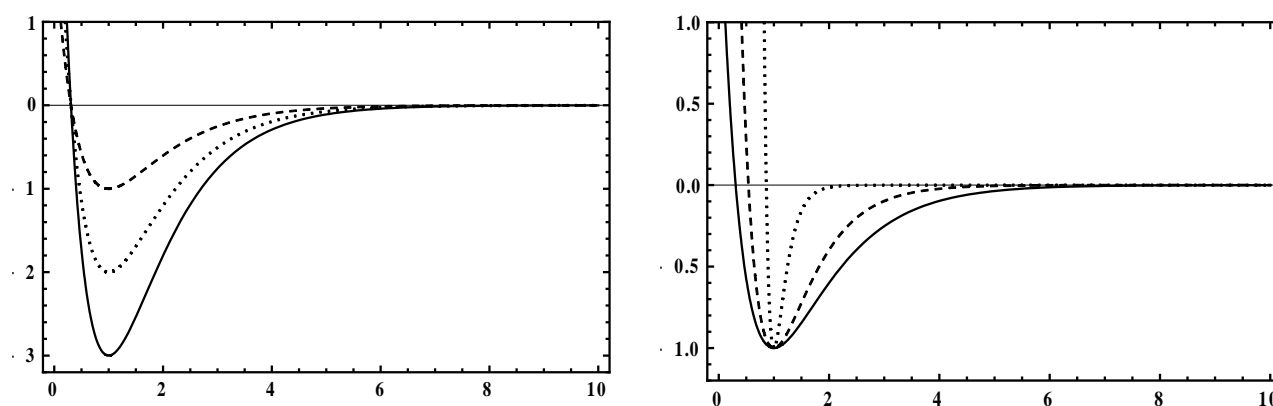


Рис.1. Потенциал Морса для различных значений глубины A_1 и ширины ямы α

Литература

1. Harrison P. Quantum Wells, Wires and Dots: Theoretical and Computational Physics. University of Leeds, Leeds, United Kingdom, 2005.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Наука, 1989.
3. Галицкий В.М., Карнаков Б.М., Коган В.И. Задачи по квантовой механике. М.: Наука, 1981.
4. Флюгге З. Задачи по квантовой механике. Т.1, М., Мир, 1974.

Слова благодарности

Выражаю благодарность научному руководителю К.Г. Дворяну и преподавателью Д. Б. Айрапетяну за поставленную задачу и помощь в работе.

Импеданс спектроскопия как инструмент исследования процессов самодопирования полупроводникового полимера и его дедопирования под действием отжига**Козлов Олег Викторович**

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет,
Москва, РоссияE-mail: ov.kozlov@physics.msu.ru

Перспективной альтернативой традиционных кремниевых солнечных фотоэлементов являются полимерные солнечные фотоэлементы. Их основным активным компонентом служит полупроводниковый полимер, работающий аналогично кремнию в неорганических солнечных батареях. Органические солнечные фотоэлементы обладают целым рядом привлекательных свойств – гибкостью, полупрозрачностью, простотой и дешевизной изготовления и т.д. Однако на сегодняшний день полимерные солнечные фотоэлементы не являются серьезным конкурентом традиционных кремниевых батарей, главным образом из-за невысокого КПД (большинство лабораторных образцов органических солнечных фотоэлементов на основе полупроводникового полимера имеют КПД менее 5%). В некоторых широко используемых полупроводниковых полимерах КПД ограничено, в том числе, из-за самодопирования примесями акцепторного типа (в основном атмосферным кислородом) [1].

Допирование полупроводникового полимера кислородом приводит к появлению в нем дырочной проводимости. На контакте с металлическим электродом в солнечной батарее допированный полупроводник может обедняться носителями заряда с возникновением барьера Шоттки. Обратный квадрат емкости этого барьера линейно зависит от приложенного напряжения смещения:

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_s - V)}{S^2 q N \epsilon_0}$$

(здесь V_s – высота барьера, V – напряжение смещения, S – площадь образца, q – заряд электрона, N – концентрация допированных дырок) [2]. Это позволяет легко вычислить концентрацию допирующих примесей, измерив зависимость емкости от напряжения смещения с помощью импеданс спектроскопии. В частности можно проверить выдвинутое нами предположение, что отжиг плёнки полимера может сократить количество допирующих примесей в нём.

Для проверки этого предположения была изготовлена серия из четырех образцов. Были выбраны два полимера: РЗНТ, который широко используется в солнечных батареях, и новый перспективный полимер PEDOS-C12. Оба этих полимера склонны к самодопированию при контакте с атмосферным кислородом.

С каждым из полимеров было изготовлено по два образца, один из которых впоследствии отжигался, а другой использовался для контроля. Образцы готовились по методу, используемому обычно для изготовления солнечных батарей на основе полупроводникового полимера. На подложку с нанесенным прозрачным электродом ИТО (оксиды индия и олова)

методом центрифугирования наносилась пленка из раствора полимера. Далее на пленку в вакууме напылялся электрод – CaAl , на интерфейсе с которым должен возникать барьер Шоттки. Образцы готовились на воздухе, так что ожидалось самодопирование полимера атмосферным кислородом.

Для проверки предположения о влиянии отжига на степень допирования один образец из каждой пары подвергался термической обработке. Образец помещался на плитку с температурой 120°C и лежал на ней в течение 10 минут в инертной атмосфере (аргон). Оказалось, что отжиг уменьшает концентрацию допирующих дырок в 3,5 раза (см. Рис. 1).

Отожжённые образцы были подвергнуты контакту с воздухом в течение 5 суток. Импеданс спектроскопия показала, что концентрация дырок за это время выросла, что объясняется самодопированием кислородом воздуха. Повторный отжиг при тех же условиях снова привёл к уменьшению концентрации допирующих дырок в 3,5 раза.

Таким образом, отжиг уменьшает степень допирования как свежеприготовленных образцов, так и дедопированных образцов проводивших некоторое время в контакте с атмосферой.

Литература

1. В. А. Труханов, Влияние легирования на параметры органических солнечных фотоэлементов – Дипломная работа: МГУ им. М.В. Ломоносова, 2011
2. Meier M., Karg S., Riessa. W. Light-emitting diodes based on poly-p-phenylene-vinylene: II. Impedance spectroscopy // J. Appl. Phys., Vol. 82, No. 4. 1997. 1961-1965

Слова благодарности

Автор выражает благодарность Запуниди Сергею Александровичу и Паращуку Дмитрию Юрьевичу за руководство работой, ценные советы и обсуждение полученных результатов.

Иллюстрации

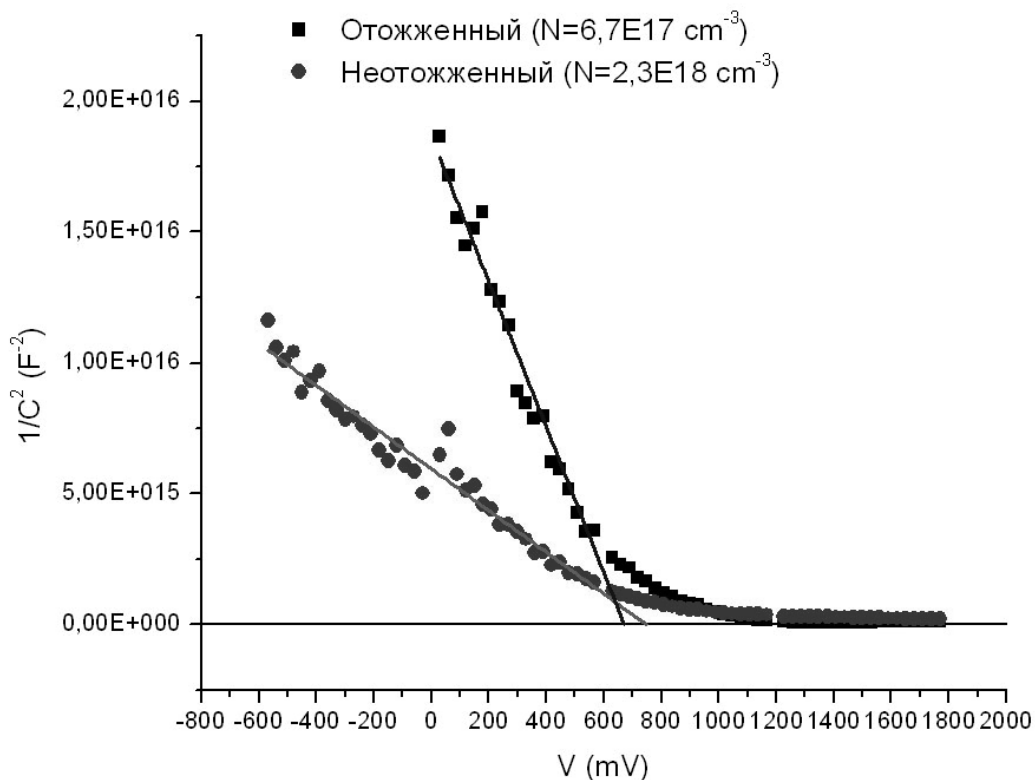


Рис. 1: Зависимость обратного квадрата емкости образца на основе полимера РЗНТ от напряжения смещения. Линиями показана аппроксимация экспериментальной зависимости прямой в соответствии с вышеприведенной формулой. N – полученная концентрация допирующих дырок.

**Подвижности электронов в НЕМТ структурах
In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As на подложке InP при освещении**

Овешников Л.Н., Юзеева Н.А.

студент, инженер-исследователь

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

Институт СВЧ полупроводниковой электроники РАН, Москва, Россия

e-mail: ragnos@list.ru

Последнее время для роста НЕМТ структур используют подложки InP. На таких подложках, в отличие от подложек GaAs, можно формировать квантовые ямы In_xGa_{1-x}As с содержанием In x немного выше 50%, так как параметр решётки InP близок к параметру решётки InAs. Эффективная масса электронов в InAs меньше, чем эффективная масса электронов в GaAs. Это повышает подвижность электронов в квантовой яме InGaAs. Кроме того, из-за значительного разрыва зон проводимости барьеров InAlAs и квантовой ямы InGaAs квантовая яма получается достаточно глубокой для того, чтобы достигалась сильная локализация электронов [1].

В данной работе изучались НЕМТ структуры с одиночной метаморфной, то есть согласованной по параметру решетки с подложкой, квантовой ямой In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As, выращенные на InP (100). На них исследовались температурная зависимость сопротивления, эффект Шубникова – де Гааза (рис. 1), квантовый эффект Холла как в темноте, так и при освещении светом с длиной волны $\lambda = 668$ нм. Температурная зависимость сопротивления измерялась в интервале температур от гелиевой до комнатной. Эффект Шубникова – де Гааза и квантовый эффект Холла измерялись при температуре 4,2 К в магнитных полях до 6 Тл. Кроме того изучалась релаксация фотопроводимости при температуре 4,2 К. Образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии, электроны в 2D канале были обеспечены дельта-легированием кремнием. Образцы отличались уровнем легирования и шириной квантовой ямы. Данные о параметрах образцов приведены в таблице.

Таблица. N_{Si} – концентрация доноров, d – ширина квантовой ямы, n_H и μ_H – Холловская концентрация и подвижность при температуре 4,2 К, n_1 и n_2 – концентрации электронов в первой и второй подзонах, определённые из эффекта Шубникова – де Гааза (рис. 2)

№	N_{Si} $10^{12} \cdot$ $см^{-2}$	d нм	n_H $10^{12} \cdot$ $см^{-2}$	n_H $10^{12} \cdot$ $см^{-2}$ (освещение)	μ_H $см^2/(В \cdot$ $с)$	μ_H $см^2/(В \cdot$ $с)$ (освещени е)	$n_1(n_2)$ $10^{12} \cdot$ $см^{-2}$	$n_1(n_2)$ $10^{12} \cdot$ $см^{-2}$ (освещени е)
1	6,3	26	3,3	–	41600	–	2,5 (0,7)	–
2	4,9	18, 5	2,6	3,0	45800	46900	2,0 (0,6)	2,2 (0,7)
3	2,1	17, 4	2,0	2,4	53500	60200	1,7 (0,3)	1,9 (0,5)
4	1,7	14, 5	1,6	2,1	45200	52400	1,6 (–)	2,1 (–)

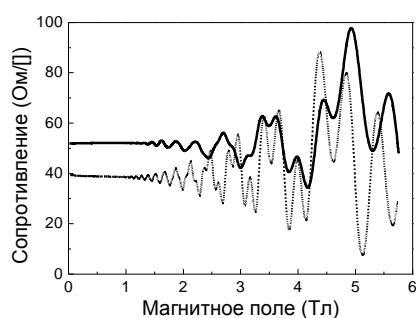


Рис. 1. Осцилляции магнетосопротивления в образце 2 при $T = 4,2$ К в темноте (сплошная линия) и под освещением (пунктирная линия)

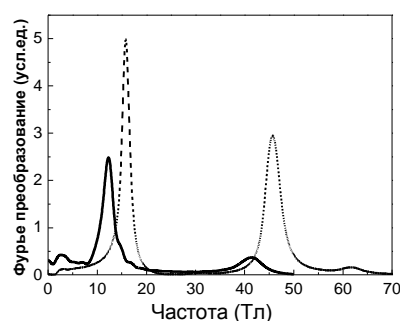


Рис. 2. Спектр Фурье-преобразований для осцилляций Шубникова – де Гааза для образца 2 в темноте (сплошная линия) и под освещением (пунктирная линия)

Из таблицы видно, что с уменьшением уровня легирования концентрации электронов понижаются. Для каждого образца значения концентраций электронов в первой подзоне превосходят значение концентраций во второй подзоне. Подвижность электронов растёт с уменьшением ширины квантовой ямы до 17,4 нм, а затем уменьшается. При освещении и концентрации, и подвижности электронов возрастают.

Зонные структуры, транспортные и квантовые подвижности носителей заряда были рассчитаны теоретически для всех образцов по методике [2]. Значения подвижностей находятся как подгоночные параметры при минимизации среднеквадратичного отклонения графика Фурье-преобразования экспериментальных осцилляций Шубникова – де Гааза от получаемой кривой – Фурье-преобразования теоретических осцилляций Шубникова – де Гааза. Значения квантовых подвижностей составляют тысячи $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, а транспортных – десятки тысячи $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Максимальные расчетные подвижности электронов у образца 3, что согласуется с экспериментальными данными. Таким образом, для данной серии образцов для получения максимальной подвижности оптимальная концентрация доноров около $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, а ширина квантовой ямы примерно 17 нм.

Также в данных структурах изучалась проводимость и ее релаксация при освещении при температуре жидкого гелия. Во всех образцах наблюдалась замороженная фотопроводимость с зависимостью от времени $\sigma(0) - \sigma(t) = A \ln(1 + t/\tau)$, что характерно для пространственного разделения зарядов [1]. Из подгонки релаксации фотопроводимости находились времена релаксации τ . Характерные времена релаксации составляют десятки секунд.

1. I. Vurgaftman, Meyer J. R., L. R., Ram-Mohan, J. Appl. Phys., 89, 5815 (2001)
2. В.А. Кульбачинский, В.Г. Кытин, Р.А. Лунин, и др., ФТП, 33, 839 (1999)
3. H. J. Queisser and D. E. Theodorou, Phys. Rev. B 33, 4027 (1986)

Особенности процесса перезарядки квантовых уровней в многоямных гетероструктурах.

Куркина И.И., Саввинов С.А.

Соискатель ученой степени, студент

ФГАОУ ВПО «Северо-восточный федеральный университет им. М.К.Аммосова», физико-технический институт, кафедра радиофизики и электроники

г. Якутск, Россия

E-mail: volkiryaly@mail.ru

В последнее время гетероструктуры Si/SiGe/Si привлекают к себе внимание в связи с возможностью их применения в различных оптоэлектронных приборах, таких как фотоприемники и лазеры, излучающие в терагерцовом диапазоне.

Целью данной работы было исследование процессов перезарядки квантовых уровней в структурах Si/SiGe/Si методом зарядовой спектроскопии глубоких уровней (Q-DLTS) и электрофизических измерений.

В работе рассматривались структуры с тремя квантовыми ямами, выращенными молекулярно-лучевой эпитаксией на подложке Si (100) n-типа при температуре 400°C. Содержание Ge в слое SiGe, толщиной 19,5 нм, составляло 15%. Между квантовыми ямами расстояние было 30 нм. Буферный, верхний и слой SiGe были δ-легированы бором в середине с концентрацией легирования разной для трех структур:

А: $(7-10) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$;

В: $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$;

С: $(1.5-3) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Поверхность исследуемой

структуры была пассивирована монослоем 1-октадецен для нейтрализации поверхностного заряда [2]. Схематическое изображение структуры представлено на рисунке 1.

Исследования проводились на автоматической системе электрофизических измерений ASEС-03, с помощью которой можно измерить Q-DLTS – зарядовую спектроскопию глубоких уровней с разверткой по скоростному (временному) окну: $\tau_m = \frac{t_2 - t_1}{\ln \frac{t_2}{t_1}}$, где t_1 и t_2 –

моменты записи Q-DLTS сигнала $\Delta Q = Q(t_2) - Q(t_1)$ и, в нашем случае, $\tau_m = 10^6$ мкс; I-V – квазистатические вольт-амперные характеристики (ВАХ). Из полученных данных найдены зависимости Аррениуса и вычислены энергии активации. Теоретические значения энергии были оценены по формуле $E_n = \frac{\hbar^2 K_n^2}{2m}$, где $K_n = \frac{\pi n}{W + \frac{K_1 + K_2}{G_1 + G_2}}$; K_n – разрешенные значения волнового вектора; $n=1,2,3,\dots$ соответствует разрешенным значениям K и E ; m – эффективная масса электрона; $G_j = \sqrt{2mU_j/\hbar}$; U – глубина ямы ($U=136\text{мэВ}$ [1]) [3].

В работе определены зависимости энергий активаций E_a от напряжений U , вычисленные из вольт-амперных характеристик в трех интервалах температур: до 240 К, до 200 К и до 160

Структура с тремя квантовыми ямами

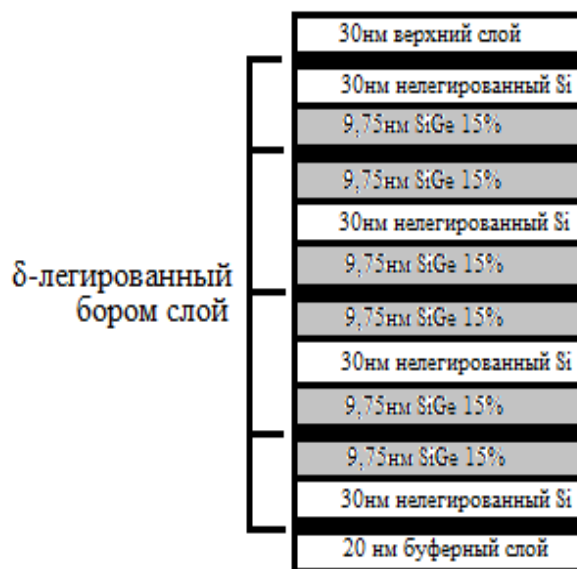


Рис.1. Схематическое изображение исследуемой структуры.

К (рис.2). В тех же интервалах температур найдены и экспериментальные значения энергий активаций, вычисленные из ВАХ и QDLTS.

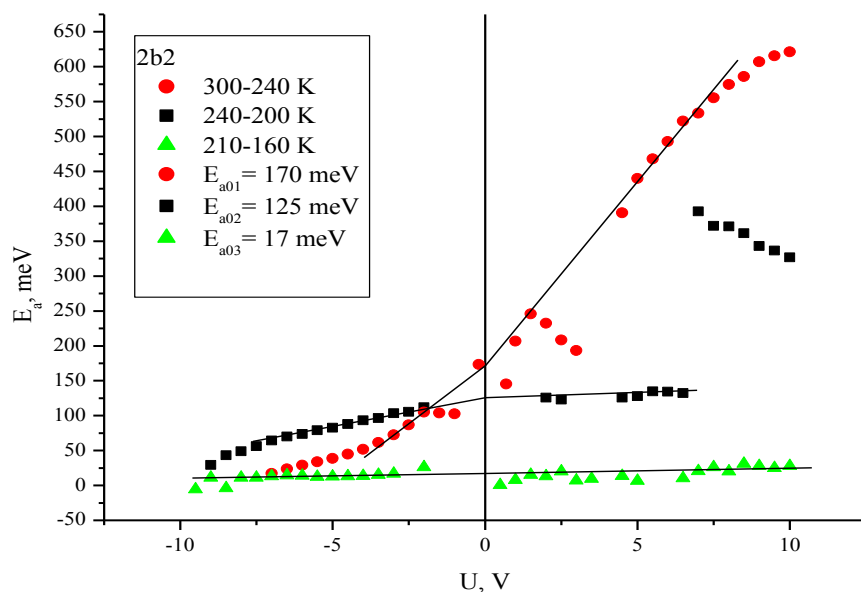


Рис.2. Зависимости энергий активаций E_a от напряжений U в трех интервалах температур, E_{a0} – аппроксимация к нулевому напряжению энергии активации [1].

В проведенном исследовании получены экспериментальные значения центров захвата заряда, которые в целом согласуются с теоретическими значениями.

Выражаем благодарность за помощь в исследовании Неустроеву Е.П. и Смагуловой С.А.

Литература

1. Антонова И.В. Локализованные состояния в гетеросистемах на основе кремния, сформированные в деформационных полях, Докторская диссертация, Новосибирск, 2009. – С. 238.
2. Винокуров П.В., Неустроев Е.П., Смагулова С.А., Антонова И.В., Каган М.С. Исследование нестационарных процессов в структурах Si/SiGe/Si с тремя квантовыми ямами// Вестник ЯГУ, 2011г.
3. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы наноэлектроники: Учебное пособие.-М.: Логос. 2006. – С. 30

Исследование процессов зарядки уровней квантовой ямы в структурах Si/SiGe/Si

Макаров А.М.¹, Ноговицына М.В.¹, Винокуров П.В.², Куркина И.И.³.

1- студенты группы РФЭ-06 ФТИ СВФУ, 2- аспирант ФТИ СВФУ, 3- инженер ФТИ СВФУ

Северо-восточный федеральный университет имени М.К. Аммосова,

Физико-технический институт, Якутск, Россия

E-mail: Homunculus@mail.ru

Гетероструктуры на основе SiGe являются перспективными структурами для создания прежде всего оптоэлектронных приборов [2]. Устройства, созданные на структурах Si/SiGe/Si, демонстрируют высокую производительность лазеров, детекторов и других оптоэлектронных устройств.

Целью данной работы является исследование процессов зарядки уровней квантовой ямы в структурах Si/SiGe/Si.

Исследуемые структуры были созданы с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии на кремниевой подложке. Содержание Ge в квантовой яме варьировалось от 7 до 25%.

Измерения были проведены с помощью универсального автоматизированного комплекса ASEC-03. Установка снимает спектры зарядовой релаксации (Q-DLTS) исследуемых структур при фиксированной температуре в заданном временном интервале $\tau_m = (t_2 - t_1) / \ln(t_2/t_1)$, где t_1 и t_2 – начальное и конечное время записи сигнала изменения заряда $\Delta Q = Q(t_2) - Q(t_1)$ [1]. Измерения были проведены при различных температурах (от 77 до 300K). На образцы подавалось постоянное напряжение от 0 до нескольких вольт и заполняющий импульс напряжения до 6 В. В это время происходит заполнение исследуемых центров зарядами. После прекращения действия этого импульса происходит релаксация зарядов.

В работе методом Q-DLTS определены уровни квантовых ям и энергии их активации. Обнаружена зависимость уровней квантовой ямы от содержания германия. Процесс перезарядки уровней связан с термостимулированным туннелированием носителей заряда при низких содержаниях германия.

Литература

1. Дж.М. Мартинес-Дуарт, Р.Дж.Мартин-Палма, Ф.Агулло-Руеда Нанотехнологии для микро и оптоэлектроники : М.: Техносфера, 2007.
2. Douglas J Paul. Si/SiGe heterostructures: from material and physics to devices and circuits//Semicond. Sci. Technol. 19(2004) R75-R108.

**ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНОЙ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ НА
ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЛОЕВ SiO₂****Ноговицына М.В.¹, Макаров А.М.¹, Куркина И.И.²***1-студенты, 2-соискатель ученой степени,**Северо-Восточный Федеральный Университет им. М.К.Аммосова,
Физико-технический институт, кафедра радиофизики, Якутск, Россия**E-mail: maria_nogavi-1988@yandex.ru*

Как было предположено в работе [1], воздействие высокоэнергичной ионной имплантации приводит к изменению формы, образуемых в процессе отжига, нанокристаллов. Причем в направлении формирования треков ионов нанокристаллы предположительно имеют вытянутую форму. Также из данной работы [2] следует, что в структурах с неравномерным распределением избыточного кремния в матрице SiO₂ вдоль образца наблюдается резкое возрастание проводимости в области формирования нанокристаллов кремния (перколяционный переход). Таким образом, в таких структурах имеет важное значение исследование электрических параметров и, прежде всего, проводимости слоев. Проводимость является одним из основных параметров создаваемых на основе данных структур приборов.

Для исследования были использованы образцы, созданные методом молекулярно-лучевой эпитаксии в результате со-распыления диоксида кремния (SiO₂) и атомов кремния (Si) из двух различных источников на общую кремниевую подложку n-типа проводимости. Образованные таким образом структуры имеют переменный состав избыточного кремния в диапазоне от 4 до 94% вдоль пластины. Образцы были подвергнуты облучению ионами He⁺ =130 МэВ дозами от 2·10¹² до 2·10¹³ см⁻². Формирование нанокристаллов кремния происходит при последующем отжиге при температуре T=1200⁰С. При этом концентрация нанокристаллов также меняется вдоль образца.

Для исследования был использован измерительный комплекс «Автоматическая Система Электрофизических Измерений АSEC-03». Измерения проводились при комнатной температуре.

Были измерены вольт-амперные характеристики исследуемых образцов в различных точках вдоль кристалла. Контакты были нанесены с помощью InGa пасты. По данным результатов были рассчитаны удельные сопротивления для участков с наибольшим содержанием избыточного кремния.

Из измеренных данных получили, что порог смещен в сторону высокого содержания Si. Это возможно объяснить тем, что облучение высокоэнергетичными ионами приводит к образованию более мелких кристалликов. Также рассчитанные удельные сопротивления для исследованных образцов оказались намного больше, чем у Si. В работе приводятся обсуждения полученных результатов.

Литература

- 1.D. Fink, L.T. Chadderton, K. Hoppe, W.R. Fahrner, A. Chandra, A. Kiv; Swift-heavy ion track electronics (SITE); Nucler Instruments and Methods in Physics Research B 261 (2007) 727-730.
2. И.В.Антонова, М.Б.Гуляев, З.Ш. Яновицкая, В.А.Володин, Д.В. Марин, М.Д. Ефремов, Y. Goldstein, J. Jedrejewski. Сопоставление электрических свойств и фотолюминесценции в зависимости от состава слоев SiO₂, содержащих нанокристаллы кремния. Физика и техника полупроводников, том 40, вып. 10, 2006.– 1229-1235 с.

Структурные и оптические свойства кремниевых наночастиц, сформированных методом импульсной лазерной абляции в жидких средах

Ерошова О.И.¹

*Студент
Перминов П.А.²*

Инженер

¹*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия*

²*НИЦ Курчатовский институт, Москва, Россия*

E-mail: eroshovaolesya@yandex.ru

Изготовление и изучение полупроводниковых наночастиц являются приоритетным направлением для микроэлектроники, нанофотоники и биотехнологий. Одним из наиболее эффективных способов получения таких наноструктур является лазерная абляция поверхности твёрдого тела. К неоспоримым преимуществам данного метода можно отнести его простоту, дешевизну, контроль размера частиц путём варьирования параметров лазерного излучения и состава окружающей среды в ряде случаев. Метод даёт возможность создания сверхчистых наночастиц без участия вредных химических реагентов [1]. Получение кремниевых наночастиц и их коллоидных растворов представляет большой интерес в связи с возможностью их использования в устройствах нелинейной и интегральной оптики.

Данная работа посвящена получению кремниевых наночастиц методами пикосекундной лазерной абляции в деионизованной воде и фемтосекундной абляции в жидком азоте, а также изучению их структурных и оптических свойств.

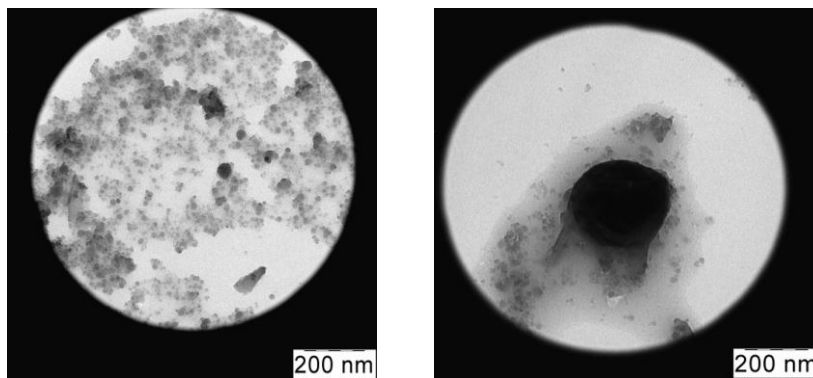


Рис.1 Данные ПЭМ для кремниевых наночастиц, полученных методом пикосекундной лазерной абляции в воде

Анализ распределения по размерам наночастиц, полученных методом пикосекундной абляции в воде, выявил существование двух типов наночастиц – кристаллических и аморфных. Кристаллические частицы обладают небольшим размером и могут находиться как внутри больших агломератов аморфных частиц, так и отдельно в коллоидном растворе. В свою очередь, аморфные частицы делятся на маленькие, со средним размером 23 нм, и большие, с размером около 200 нм. На рис. 1 представлены данные просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) для кремниевых наночастиц, полученных в процессе пикосекундной лазерной абляции в дистиллированной деионизованной воде.

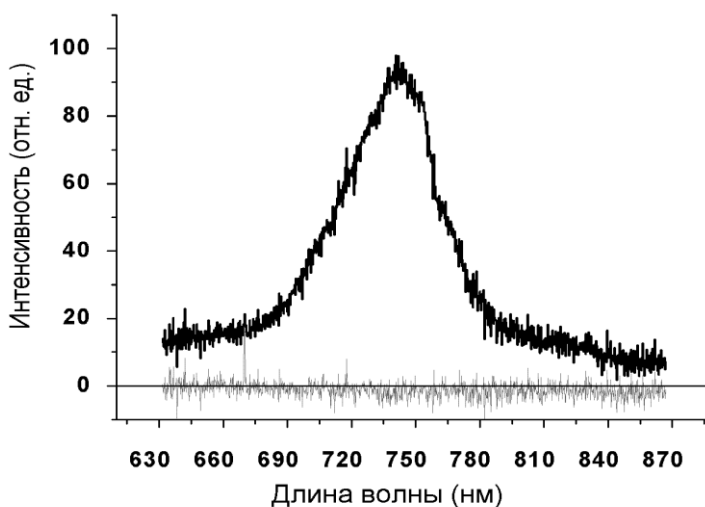


Рис.2 Спектр фотолюминесценции кремниевых наночастиц, полученных методом фемтосекундной лазерной абляции в жидком азоте

В работе было обнаружено эффективное светорассеяние в водных суспензиях, содержащих наночастицы кремния. Рассеяние носит нерэлеевский характер.

Получено распределение по высотам кремниевых наночастиц, сформированных в результате фемтосекундной лазерной абляции в жидком азоте. Эти данные свидетельствуют о наличии большого числа кремниевых наночастиц с размером меньшим 5 нм. Такие наноструктуры являются квантовыми точками и могут иметь практическое применение благодаря фотосенсибилизации молекулярного кислорода, адсорбированного на их поверхности [2]. Экспериментально установлено (см. рис.2), что спектр фотолюминесценции таких кремниевых наночастиц имеет пик на длине волны 750 нм.

Литература

1. S. Besner et al., Appl. Phys. A, 93: 955-959 (2008)
2. A.V. Kabashin et al., Journal of Biomedical Optics 14(2), 021010 (2009)

Кулоновские лестницы в гетероструктурах кремний-германий

Иннокентьев Дмитрий Евгеньевич

студент гр. РФЭ-06

Северо-Восточный федеральный университет им. М.К.Аммосова, Физико-технический институт, кафедра радиофизики и электроники, Якутск, Россия

Научный руководитель: к.ф.-м.н., доцент Смагулова С.А.

E-mail: sku089@gmail.com

Явление одноэлектронного туннелирования впервые предложено в 1986 г. академиком Лихаревым К.К. [1]. Особенностью одноэлектронного туннелирования является появление кулоновской блокады, что вызывается отсутствием тока при приложении напряжения к туннельному переходу из-за невозможности туннелирования электронов вследствие их кулоновского отталкивания. Вольт-амперная характеристика такого туннельного перехода имеет ступенчатый вид, называемый кулоновской лестницей.

Создание одноэлектронных приборов открывает новые перспективы в цифровой одноэлектронике, в которой бит информации будет представлен одним электроном. Эффект одноэлектронного туннелирования используется в приборах на основе сканирующего туннельного микроскопа, в квантовых одноэлектронных транзисторах, в приборах на основе массивов квантовых точек и т.д. [2].

В данной работе показана возможность наблюдения резонансного туннелирования носителей через уровни в квантовой яме в гетероструктуре Si/SiGe/Si при относительно высоких температурах (80-100К), которые проявляются в виде ступенек на вольт-амперных характеристиках при протекании тока поперек структуры.

Исследованы три гетероструктуры Si/SiGe/Si с различным содержанием германия в слое SiGe — 15%, 10% и 7%. (рис. 1). Эти структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке зонного Si (100) n-типа при температуре 400С. Чтобы обеспечивать низкий поверхностный заряд и высокую концентрацию носителей в приповерхностных слоях и квантовых ямах SiGe была использована пассивация поверхности органическими монослоями 1-octodecene. На рис. 2 показана вольт-амперная характеристика гетероструктуры Si/SiGe/Si. На этих характеристиках обнаружены петли гистерезиса, которые свидетельствует о наличии квантовых ям в таких структурах. Кулоновские лестницы на структурах Si/SiGe/Si наблюдаются в интервале температур 80-110К.

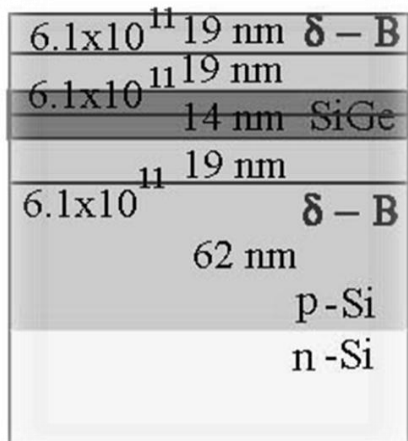


Рис. 1. Схематическое изображение структур Si/SiGe/Si

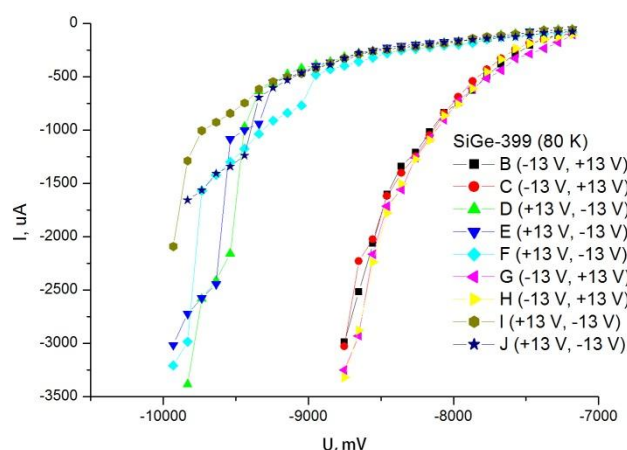


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика структур Si/SiGe/Si с 15% Ge, измеренные при температуре 80K

Увеличение температуры приводит к росту величины тока и исчезновению ступенек. Предполагается, что ступеньки тока связаны с прямым туннелированием носителей из металлического электрода через уровни размерного квантования в яме. Проведено сравнение величин напряжений, при которых наблюдаются ступеньки с рассчитанной системой уровней в квантовой яме. Обнаружено хорошее согласие между теоретической системой уровней и экспериментально полученными напряжениями.

Литература

1. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы наноэлектроники: Учебное пособие.-М.: Университетская книга; логос; Физматкнига, 2006.
2. Щука А.А. Наноэлектроника.- М.Физматкнига, 2007.- 463с.

Трансформация зонной структуры графена и углеродной нанотрубки при относительном сдвиге атомных подрешеток**М.Ж.Мажид*, Ю.С.Поздеева****University of Basrah /IRAQ-Basrah**Удмуртский государственный университет (Россия, г.Ижевск)*

Многие перспективные направления в материаловедении и нанотехнологиях связывают сегодня с двумерными углеродными молекулярными структурами: графеном и углеродными нанотрубками. Как было показано в 1947 г. Воллесом [1], в зонной структуре графена отсутствует запрещённая зона, причём в точках соприкосновения валентной зоны и зоны проводимости энергетический спектр электронов и дырок линейен. Углеродную нанотрубку можно представить геометрически как результат склейки графеновой полосы, атомное строение краев которой идентично, условие периодичности волновой функции электрона в поперечном направлении полосы приводит к квантованию поперечной компоненты волнового вектора, в результате в зонной структуре нанотрубки образуется энергетическая щель, размер которой обратно пропорционален диаметру нанотрубки.

В докладе рассматривается возможность изменения электронного спектра графена и углеродной нанотрубки при относительном сдвиге атомных подрешеток (реконструкции) с использованием параметрического метода сильной связи. Для плоской структуры графена сдвиг подрешеток может быть реализован вдоль нормали либо в касательном направлении плоскости. Соответственно для углеродной нанотрубки может быть реализован продольный сдвиг, поворот либо сдвиг приводящий к гофрировке поверхности.

Для исследования электронного спектра графена нами используется гамильтониан π -электронов в приближении сильной связи, матричные элементы которого в базисе атомных функций определяются через параметрические функции. В рассматриваемом приближении энергия π -электронов может быть представлена в виде:

$$E(k_x, k_y) = \pm \left| \beta_0 + \beta_2 \exp(-i(k_x a_{1x} + k_y a_{1y})) + \beta_1 \exp(-i(k_x a_{2x} + k_y a_{2y})) \right| \quad (1)$$

где $\beta_{0,1,2}$ матричные элементы оператора Гамильтониана, построенные на атомных волновых функциях ближайших соседей, k – волновой вектор, a_1 и a_2 – вектора базиса, решетка графена совпадает с плоскостью xy . В литературе для рассматриваемых структур используются различные параметрические функции определяющие зависимость матричных элементов от расстояний между атомами, среди них степенные и экспоненциальные функции, мы используем параметрические функции из работы [2]

$$\beta_i = \beta e^{-3.37(l_i/a_0-1)},$$

где индекс $i=0,1,2$, a_0 –равновесное расстояние между атомами, l_i –расстояние между ближайшими атомами, энергетический параметр $\beta=2,7$ eV. В случае углеродной нанотрубки энергия π -электронов в приближении сильной связи имеет вид аналогичный формуле (1), в которой нужно заменить декартовы координаты векторов базиса и волнового вектора на цилиндрические координаты в соответствии с геометрическим правилом получения нанотрубки из графеновой полосы.

1. P.K.Wallace // Phys.Rev.1947. 71.P.622-634.
2. Vitor M.Pereira, A.N.Castro // Neto - Phys.Rev. (B). 2009. №80. P. 045401 (1-8).

Определение особенностей двухфотонного поглощения по трекам фотолюминесценции в полупроводниковых квантовых точках CdSe/ZnS***Козлова М.В., Григорьев Т.Ю.****Аспирантка, студент.**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,**физический факультет, Москва, Россия**E-mail: marija-kozlova@yandex.ru*

Предложенный метод исследования нелинейного двухфотонного поглощения мощных пикосекундных лазерных импульсов по измеренным трекам фотолюминесценции (зависимости люминесценции коллоидного раствора квантовых точек (КТ) CdSe/ZnS от расстояния) позволил определить значение коэффициента двухфотонного поглощения и выявить влияние безызлучательной Оже-рекомбинации. Этот метод был впервые применен в работе [1] по исследованию эффекта самоиндуцированной прозрачности при двухфотонном возбуждении полупроводников.

В случае пренебрежимо малого линейного поглощения зависимость прошедшей интенсивности лазерного пучка S_T от падающей интенсивности S_0 позволяет рассчитать

коэффициент двухфотонного поглощения β , используя выражение $\frac{S_0}{S_T} = 1 + \beta z S_0$

(1)

При умеренных интенсивностях накачки (возбуждается менее одной электронно-дырочной пары в отдельной КТ - отсутствует безызлучательная Оже-рекомбинация [2,3]) интенсивность фотолюминесценции пропорциональна поглощенной энергии в слое Δz :

$$I(z) \approx \tau [S(z) - S(z + \Delta z)], \quad (2)$$

где τ - длительность импульса. В случае $\Delta z \rightarrow 0$

$$I(z) \approx \tau \frac{\beta \Delta z S_0^2}{1 + 2\beta S_0 z + (\beta z S_0)^2}, \quad (3)$$

что позволяет определить коэффициент β при известном значении S_0 .

Двухфотонное поглощение измерялось в коллоидном растворе КТ CdSe/ZnS. Для резонансного двухфотонного возбуждения основного оптического перехода КТ 30 пс импульсами Nd:YAG лазера по измеренным спектрам пропускания и фотолюминесценции [4] были выбраны КТ подходящего размера (2.6 ± 0.4 нм).

Зависимости интенсивности фотолюминесценции коллоидных КТ CdSe/ZnS (концентрация 10^{17} см^{-3}) от расстояния (треки фотолюминесценции в 1 см кювете) при

двухфотонном поглощении цуга лазерных импульсов показаны на рис.1. Трек фотолюминесценции с боковой стороны кюветы с КТ фотографировался специальной камерой. Зависимость интенсивности люминесценции от продольной координаты измерялась только по центральной части трека.

На рис.1а представлена измеренная зависимость интенсивности люминесценции вдоль трека $I(z)$ для энергии возбуждающего цуга импульсов $W=1.7\text{мДж}$ с рассчитанным (с помощью уравнения 3) продольным распределением интенсивности люминесценции. Учитывался суммарный вклад в интенсивность люминесценции всех импульсов цуга. Сравнение экспериментальной зависимости с расчетной позволило определить коэффициент двухфотонного поглощения $\beta = (0.23 \pm 0.02) \text{ см} / \text{ГВт}$.

Для измеренной интенсивности люминесценции $I(z)$ при большей энергии цуга ($W=3.5\text{мДж}$) не удастся аппроксимировать экспериментальные результаты с помощью уравнения (3).

По-видимому, при таких уровнях возбуждения в начальной части трека люминесценции (часть I), отделенной вертикальной пунктирной линией на рис.1б, происходит тушение люминесценции за счет безызлучательной Оже рекомбинации. Рассчитанная по формуле (3) только для части I зависимость $I(z)$ показана пунктирной линией. По оценкам число поглощенных фотонов достаточно для возбуждения более одной электронно-дырочной пары на одну КТ и таким образом для эффективной Оже-рекомбинации.

На участке II трека люминесценции на рис.1б, где интенсивность возбуждения уменьшается и безызлучательная Оже-рекомбинация не оказывает влияния, спад интенсивности люминесценции с расстоянием удается аппроксимировать с таким же коэффициентом двухфотонного поглощения $\beta = (0.23 \pm 0.02) \text{ см} / \text{ГВт}$.

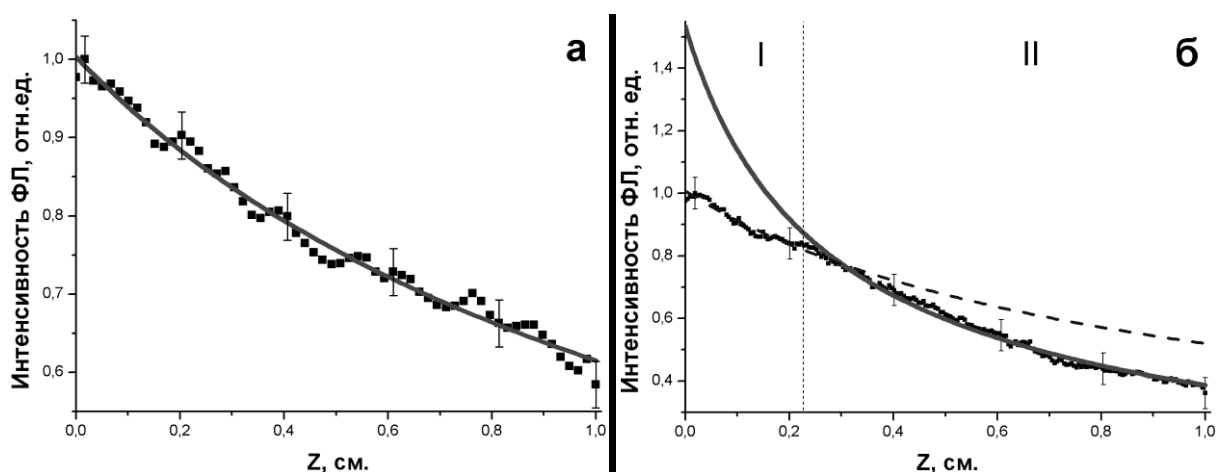


Рис. 1 Измеренная зависимость интенсивности фотолюминесценции КТ CdSe/ZnS от продольной координаты и рассчитанные зависимости для различных энергий возбуждающего цуга импульсов $W=1.7\text{мДж}$ (а) и $W=3.5\text{мДж}$ (б)

На рис.2 представлен рассчитанный с помощью формулы (3) профиль поперечного сечения части I трека фотолюминесценции на рис.1б в предположении, что безызлучательная Оже-рекомбинация отсутствует, и экспериментально измеренный профиль. При их сравнении видно характерное уменьшение интенсивности центральной части профиля трека фотолюминесценции, что также можно объяснить процессом безызлучательной Оже-рекомбинации

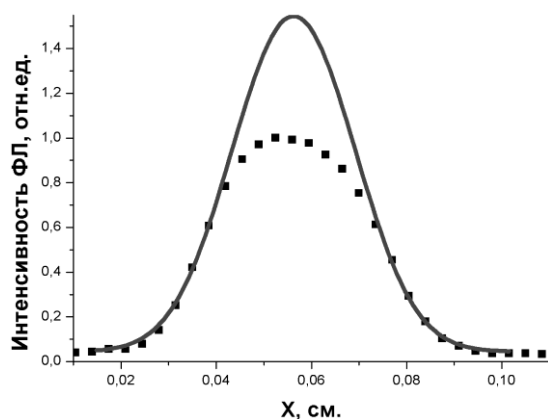


Рис. 2 Профиль поперечного сечения части I трека фотолюминесценции и расчетная кривая зависимости интенсивности фотолюминесценции от поперечной координаты при $W=3.5$ мДж

Данная работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 11-02-00424.

Литература

5. Д.Груев, В.Днепровский, Е.Силина, Квантовая Электроника 2, 2350 (1975)
6. V.Dneprovskii, A.Efros, A.Ekimov, V.Klimov, I.Kudriavtsev, M.Novikov, Solid State Commun. 74, 555 (1990)
7. D.Chepic, A.Efros, A.Ekimov, M.Ivanov, V.Kharchenko and I.Kudriavtsev, J. Lumin. 47, 113 (1990)
8. В.С.Днепровский, Е.А.Жуков, М.В.Козлова, Т.Умайер, Дау Ши Хьеу, М.В.Артемьев, Физика Твёрдого Тела 52, 1941 (2010)

Исследование электрофизических свойств слоев оксида кремния, содержащих нанокристаллы германия**Олейникова Ольга Олеговна***Студент группы РФиЭ-07 ФТИ СВФУ**Северо-Восточный федеральный университет имени М. К. Аммосова, физико-технический институт, Якутск, Россия**E-mail: olenikovov@mail.ru*

Создание диэлектрических слоев, содержащих германиевые нанокристаллы является одним из перспективных направлений разработки оптоэлектронных приборов на основе кремния [1]. Такие слои интересны благодаря их интенсивному излучению в видимой области при комнатной температуре. Использование фотонов для передачи информации в схемах вместо электронов предлагается как одно из перспективных решений проблем наноразмерной электроники [2]. Германиевые нанокристаллы создают глубокую квантовую яму в SiO_2 , что может использоваться в качестве элементов памяти.

Исследования проводились на нанокompозитных слоях $\text{Ge}:\text{SiO}_2$, созданных методом магнетронного распыления из двух источников (Ge и SiO_x), расположенных на расстоянии около 100 мм друг от друга. Последующий высокотемпературный отжиг приводил к формированию германиевых нанокристаллов, концентрация которых меняется вдоль образца в широких пределах. В работе использовались следующие методики измерений: вольт-фарадные и вольт-амперные характеристики, частотные характеристики емкости и проводимости, зарядовая спектроскопия глубоких уровней, атомная силовая микроскопия, спектры комбинационного рассеяния.

Измерения вольт-фарадных характеристик в точках с разным содержанием германия позволили определить диэлектрическую проницаемость слоя в зависимости от содержания германия. Из вольт-фарадных характеристик также определен заряд в слое $\text{Ge}:\text{SiO}_2$ и его изменение вдоль образца. В случае малой концентрации нанокристаллов германия проводимость слоев маленькая. По мере увеличения концентрации нанокристаллов германия в слое оксида кремния проводимость плавно растет. Предполагается, что этот рост обусловлен появлением перколяционной проводимости через квантовые точки. Были проведены исследования образцов, отожженных при разных температурах, методом комбинационного рассеяния света. Методом зарядовой спектроскопии обнаружено, что выброс носителей с нанокристаллов германия в матрице SiO_2 является термически активируемым процессом. С помощью атомно-силового микроскопа исследованы поверхности оксида кремния, содержащие нанокристаллы германия, которые представляет собой зернистую поверхность с равномерным распределением частичек размером 15 нм.

Литература

1. L.Pavesi, J.Phys.Condens. Matter 15, R1169 (2003).
2. S.K.Moore, Spectrum IEEE, 39, 25 (2002).

Люминесценция нанокристаллов кремния**Морозов Максим Олегович**

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия
E-mail: tormaks@mail.ru*

Монокристаллический кремний обладает высокой фоточувствительностью, что позволяет преобразовывать световую энергию в электрическую. На базе этого свойства создаются фотоэлементы, которые служат основой для солнечных батарей. Однако обратный процесс преобразования электрической энергии в видимый свет в монокристаллическом кремнии невозможно. Это связано с особенностями электронных свойств кремния.

Электронные свойства кремния можно изменить путем формирования нанокристаллов на его основе, размеры которых составляют несколько нанометров. Тогда будет реализовываться квантовый размерный эффект для электронов и дырок. Данный эффект ведет к увеличению ширины запрещенной зоны наноструктуры по сравнению с монокристаллом этого материала. При этом становится возможным процесс люминесценции, заключающийся в излучательной рекомбинации электронов и дырок с испусканием фотонов. Образование электрона и дырки, связанных кулоновским взаимодействием, называют экситоном. Данные процессы представляют собой повышенный интерес из-за широких перспектив использования нанокристаллов кремния, например, при создании новых типов светоизлучающих устройств, таких как светодиоды и лазеры, а также применение в биомедицинских целях (транспортировка лекарств до клеток, диагностика и лечение раковых заболеваний). Однако широкого применения нанокристаллы кремния пока не получили, т.к. их свойства до конца не изучены. В данной работе рассматриваются зависимости времени жизни фотолюминесценции кремниевых нанокристаллов от их размеров, а также температуры. Исследуемыми образцами являются наноструктуры на поверхности пленок SiO_x , полученные отжигом в атмосфере азота N_2 .

Для изготовленных образцов были проведены измерения спектров и кинетик фотолюминесценции (ФЛ) в интервале температур от 15 до 160 К. Установлено, что спектр ФЛ имеет максимум в районе 850 нм, что указывает на средний размер нанокристаллов около 5 нм. На рисунке 1 представлена характерная для всех образцов зависимость затухания интенсивности фотолюминесценции от времени при температуре 35 К на длине волны 850 нм.

Для экспериментальных данных проведена численная аппроксимация по функции, так называемой длинной экспоненты:

$$y = A_0 \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau}\right)^\beta\right)$$

Анализ был проведен в интервале температур от 15 до 160К, была найдена характерная константа τ , называемая временем жизни люминесценции. На рисунке 2 представлена зависимость времени жизни от температуры на длине волны 850нм. Данную зависимость можно объяснить с позиции экситонной теории. Помимо излучательного пути распада экситона возможна безизлучательная рекомбинация составляющих его носителей заряда, когда энергия электронов целиком переходит в тепло за счет эмиссии большого числа фононов (квантов колебательного движения). При понижении температуры уменьшается вероятность этих процессов, что приводит к увеличению времени жизни.

Слова благодарности.

Автор выражает благодарность проф. В. Ю. Тимошенко за поставленную задачу, представленные образцы и обсуждение полученных результатов.

Иллюстрации.

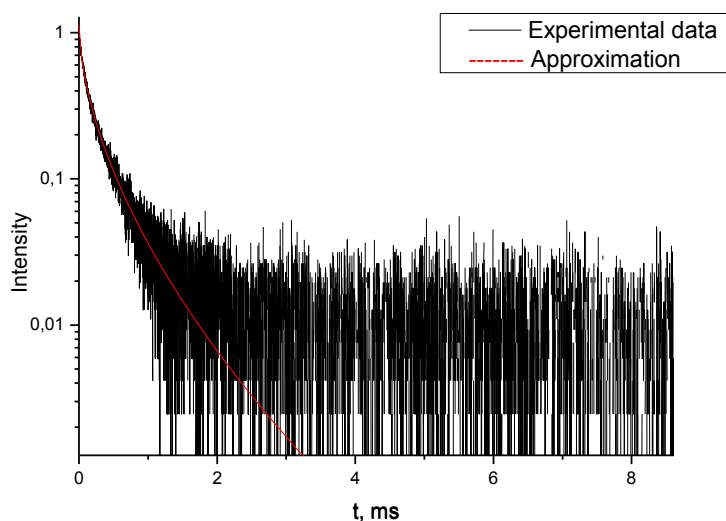


Рис.1 График зависимости затухания фотолюминесценции на длине волны 850 нм при температуре 35 К.

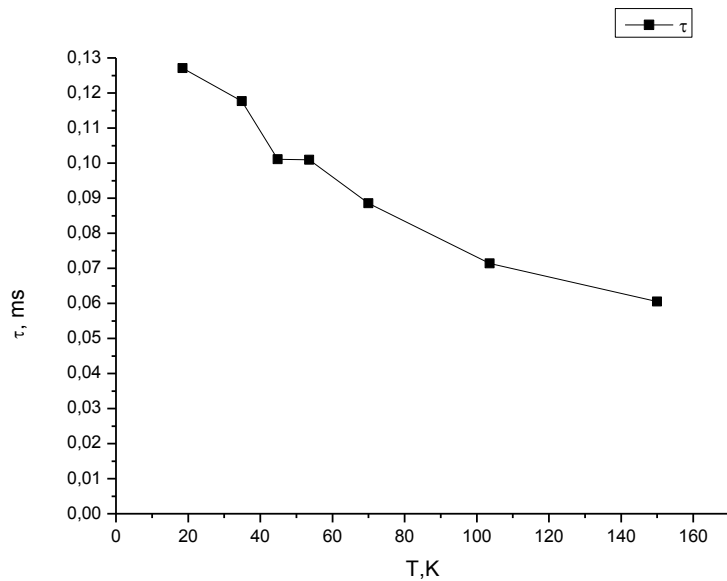


Рис. 2 График зависимости времени жизни люминесценции на длине волны 850 нм от температуры.

Соносенсибилизация кремниевых наночастиц для биомедицинских приложений

Свиридов А.П.

Студент

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: sviridov@automationlabs.ru*

В последнее время огромную популярность приобретает совместное использование ультразвука и разнообразных наночастиц. Подобное сочетание находит широкое применение в медицине, например, для адресной доставки лекарств, борьбы со злокачественными опухолями и патогенными микроорганизмами. В связи с этим активно исследуется поведение и свойства наночастиц, подверженных воздействию ультразвука различной мощности и частоты. Одним из перспективных объектов исследования является пористый кремний, который имеет очевидные преимущества в использовании: не требует больших затрат, малотоксичен для организма, эффективен для использования в фотодинамической терапии. Данная работа посвящена изучению степени нагрева водных суспензий наночастиц пористого кремния с целью проведения дальнейших биологических экспериментов *in vitro* и *in vivo*.

Получение образцов пористого кремния (*por-Si* или ПК) проводилось посредством электрохимического травления пластин монокристаллического кремния (*c-Si*) в этаноловом растворе плавиковой кислоты HF с последующим помолом их в планетарной мельнице. Исходные растворы большой концентрации были разбавлены дистиллированной водой в разных пропорциях для приготовления набора суспензий с целью изучения зависимости эффекта нагрева от концентрации. Размеры частиц были определены с помощью методов просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и динамического рассеяния света (ДРС) и варьировались от 100 до 300 нм (рис. 1).

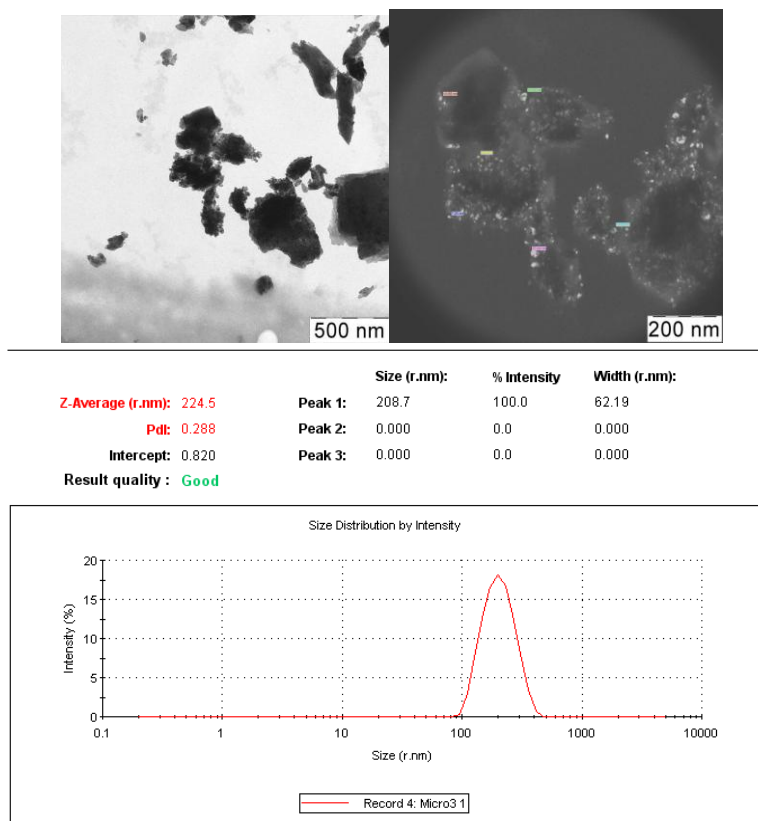


Рис. 1 Определение размеров частиц с помощью ПЭМ и ДРС

Первая часть эксперимента проводилась с использованием обычной очистительной ультразвуковой ванны, работающей на частоте излучения 330 кГц при средней мощности 2 Вт/см². В центр ванны (область максимальной кавитации) при одинаковой начальной температуре помещались сосуды, содержащие суспензии наночастиц и воду. Измерения температуры проводились каждые пять минут в течение одного часа (рис. 2).

Большой нагрев суспензий по сравнению с водой может быть обусловлен как тем, что кремниевые наночастицы могут выступать в качестве центров возникновения кавитации, так и трением между кремниевыми наночастицами и водой. Данные эффекты трансформации энергии ультразвука позволяют говорить об их возможном использовании в терапевтических приложениях, в частности, для локального гипертермического уничтожения раковых клеток. [1]

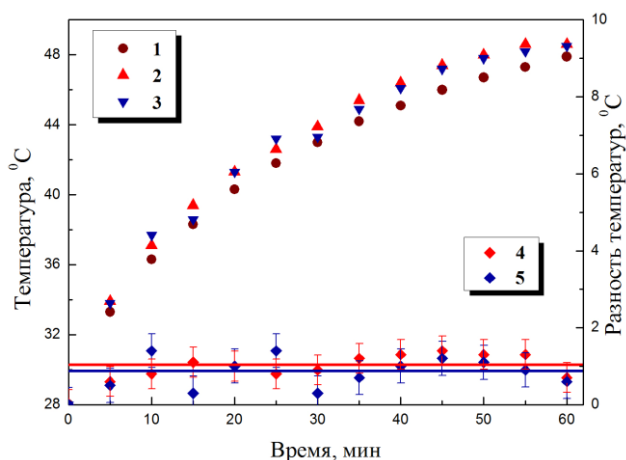


Рис. 2 Температурные зависимости воды (1), суспензий c-Si (2) и мезо-ПК (3), молотых в воде. Разности температур воды и суспензии c-Si (4) и мезо-ПК (5)

Вторая часть исследований связана с изучением эффекта тепловыделения в специально изготовленном ультразвуковом резонаторе, способном работать на медицинских частотах 1 и 2 МГц как в линейном, так и нелинейном режимах. Предварительный теоретический расчет коэффициентов поглощения для одной наночастицы был осуществлен по формуле [2]:

$$2\alpha = \frac{4}{9}k^4a^4 \cdot \pi a^2 + \frac{4}{3}\pi a^3k(\sigma - 1)^2 \frac{s}{s^2 + (\sigma + \tau)^2},$$

где $s = \frac{9}{4\beta a} \left(1 + \frac{1}{\beta a}\right)$, $\tau = \frac{1}{2} + \frac{9}{4\beta a}$, $\sigma = \frac{\rho_1}{\rho_0}$, $\beta = \left(\frac{\omega}{2\mu}\right)^4$, a – размер частицы, $k = \frac{2\pi f}{c}$ – волновое число, ω – частота, $c = 1,5 \times 10^5$ см/сек – скорость звука в воде, $\mu = 0,01012$ см²/сек – коэффициент кинематической вязкости воды, $\rho_0 = 1$ г/см³ – плотность воды, $\rho_1 = 2,3$ г/см³ – плотность кремния. Коэффициент поглощения напрямую связан с концентрацией раствора частиц, а именно: $n = \rho/z$, где $z = 3\alpha/4\pi a^3$.

В ходе работы была снята зависимость мощности ультразвукового излучателя от частоты, непосредственный же эксперимент по эффективному тепловыделению в резонаторе планируется провести в ближайшее время. После этого станет возможным подобрать оптимальные концентрации суспензий наночастиц, а также рабочий диапазон ультразвукового излучения для проведения опытов с реальными биологическими системами.

Литература

1. Осминкина Л.А., Лукьянова Е.Н., Гонгальский М.Б., Кудрявцев А.А., Гайдарова А.Х., Полтавцева Р.А., Кашкаров П.К., Тимошенко В.Ю., Сухих Г.Т., Бюллетень экспериментальной биологии и медицины, том 151, № 1 (2011)
2. R. J. Urick, JASA, vol. 20, № 3 (1948)

Кремниевые наночастицы как фотолуминесцентные метки**Галкин Р.А.**

Студент

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: galkinrost@gmail.com*

Методы, позволяющие осуществлять адресную доставку медицинских препаратов и в общем случае детектировать их местоположение в организме, на сегодняшний день являются крайне востребованными. Преимущества использования для этих целей кремниевых наночастиц связаны с огромной адсорбционной активностью их поверхности, достигающей величины $800 \text{ м}^2/\text{г}$, а также обнаруженным свойством их фотолуминесценции (ФЛ) в широком интервале длин волн [1]. Также следует особо отметить свойства биосовместимости и биодegradации кремниевых наночастиц [2].

В представленной работе наночастицы кристаллического (nc-Si), мезо- (nc-mesoPSi) и микропористого (nc-microPSi) кремния были получены высокоэнергетичным измельчением их пленок в планетарной мельнице FRITSCH «Pulverisette 7 premium line» в присутствии дистиллированной деионизованной воды. Пленки пористого кремния получены стандартным методом электрохимического травления пластин c-Si (100) в растворе $\text{HF}(50\%):\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ при плотности тока $60 \text{ mA}/\text{cm}^2$ в течении 60 минут. Удельное сопротивление c-Si составляло $25 \text{ m}\Omega\cdot\text{cm}$ и $10 \text{ m}\Omega\cdot\text{cm}$ для пленок мезо- и микропористого кремния, соответственно. ФЛ образцов возбуждалась азотным лазером (длина волны источника 337 нм). Спектр ФЛ детектировался CCD камерой. Размер кремниевых наночастиц был измерен на просвечивающем электронном микроскопе LEO912 AB OMEGA.

Согласно данным микроскопии, nc-Si представляли собой кристаллы с размерами около 100 нм, а nc-mesoPSi и nc-microPSi – пористые $50\div 200$ нм агломераты слипшихся в процессе помола наночастиц с размерами $2\div 5$ нм.

На рисунке 1 представлены спектры ФЛ полученных водных суспензий кремниевых наночастиц. Отметим, что ФЛ кремниевых наночастиц при комнатной температуре обусловлена изменением электронного энергетического спектра вследствие квантового размерного эффекта (КРЭ) в кремниевой наноструктуре. При этом с уменьшением размера наноструктуры полоса ФЛ становится более интенсивной и сдвигается в область больших энергий фотона [1]. Из рис.1 видно, что nc-Si не обладают ФЛ свойствами (кривая **a**), что связано с их размерами, слишком большими для возникновения КРЭ. Спектры nc-mesoPSi и nc-microPSi характеризовались широкими полосами ФЛ в видимой области, с максимумом в области энергии фотонов 1,3 эВ и 1,7 эВ, соответственно. Подобный спектр можно объяснить рекомбинационным излучением экситонов, находящихся в nc-Si размером от 3 до 6 нм. Меньшая интенсивность ФЛ nc-mesoPSi и сдвиг максимума их ФЛ в область меньших энергий фотона, можно объяснить [1] большими размерами кремниевых наночастиц в nc-mesoPSi, по сравнению с nc-microPSi, а также наличием дефектов, которые являются центрами безызлучательной рекомбинации экситонов.

На основании представленных данных можно сделать вывод о возможности использования кремниевых наночастиц в качестве ФЛ меток при диагностике и лечении различных заболеваний, а также при адресной доставке лекарств. При этом наночастицы микропористого кремния здесь обладают большим потенциалом, так как они характеризуются более интенсивной ФЛ по сравнению с наночастицами кристаллического и мезопористого кремния.

В заключении автор выражает благодарность своему научному руководителю к.ф.м.н. Осминкиной Л.А. за помощь в организации и проведении всех указанных в работе измерений и Гонгальскому М.Б. за помощь в измерении спектров ФЛ.

Литература

1. Canham L.T., "Silicon Quantum Wire Array Fabrication by Electrochemical and Chemical Dissolution of Wafers" //Appl. Phys. Lett., 1990, v.57, №10, pp.1046-1048.
2. Canham L.T. "Nanoscale semiconducting silicon as a nutritional food additive"// Nanotechnology, 2007, 18, 185704, pp. 1-6.

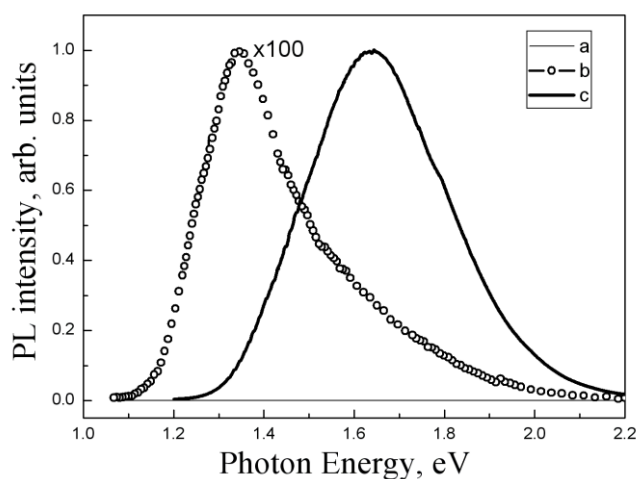


Рис. 1 Спектр ФЛ nc-Si(a), nc-mesoPSi (b) и nc-microPSi (c).

Особенности распространения поверхностных плазмон-поляритонов в ансамблях эллиптических субволновых отверстий*Ле Антон Тханевич**Студент**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия**E-mail: le@nanolab.phys.msu.ru*

Поверхностные плазмон-поляритоны (ПП) представляют собой специальный класс электромагнитных волн, распространяющихся вдоль границы раздела металла и диэлектрика. В этом взаимодействии свободные электроны коллективно реагируют на внешнее электромагнитное поле, осциллируя в резонансе со световыми волнами. Таким образом, резонансное взаимодействие между осцилляциями поверхностных зарядов и электромагнитным полем образует ПП [1].

Оптический отклик металлических пленок с хиральными нанотверстиями, т.е. отверстиями, которые не являются их зеркальным изображением на любой прямой в плоскости пленки, представляет особый интерес. Свет с различной поляризацией может иметь различное распределение электромагнитного поля вблизи таких структур. При падении на нее света с правой круговой поляризацией электромагнитное поле фокусируется в центре отверстия, а при падении света с левой круговой поляризацией эффекта фокусировки не наблюдается [2].

В данной работе проведено моделирование пространственной структуры электромагнитного поля вблизи металлической пленки с ансамблем эллиптических субволновых отверстий при падении света с правой или левой круговой поляризацией с использованием метода конечных разностей во временной области.

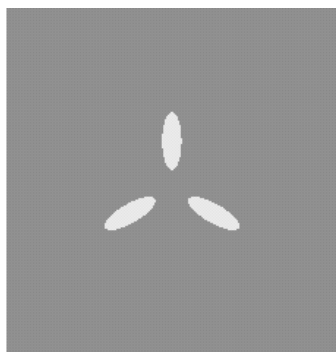


Рис.1 Исследуемый образец.

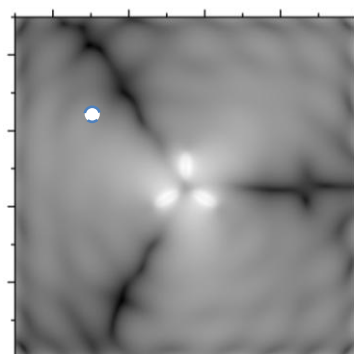


Рис.2 Распределение поля при левой круговой поляризации. Интенсивность отложена в

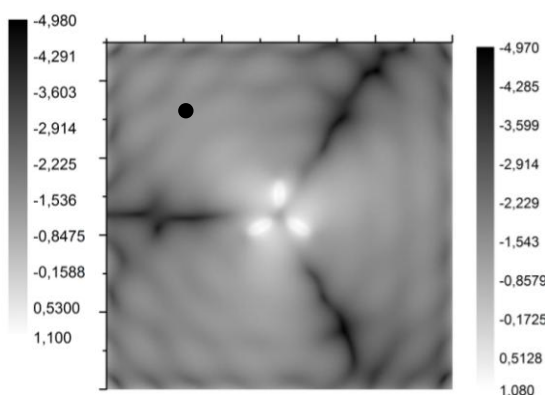


Рис.3 Распределение поля при правой круговой поляризации. Интенсивность отложена в логарифмической шкале.

В работе исследовалась пленка золота размерами 4×4 мкм и толщиной 150 нм. Три равноудаленных отверстия имели эллиптическую форму с размерами полуосей 50 и 150 нм и были удалены от центра на расстояние 250 нм (рис.1). Распределение электромагнитного поля снималось на расстоянии 20 нм от образца, что соответствует экспериментальным условиям работы ближнепольного оптического микроскопа. На рис. 2 и 3 представлены расчетные распределения напряженности электромагнитного поля вблизи исследуемой структуры при падении света с левой и правой круговой поляризацией, соответственно.

В результате моделирования сделаны выводы, что, во-первых, распространяющиеся вдоль металла волны являются ПП. Во-вторых, при левой и правой круговой поляризации ПП распространяются в различных направлениях. В-третьих, отношение интенсивностей в точке на рис.2 и рис.3 составляет не менее 10^4 , что говорит о высокой чувствительности исследуемой плазмонной структуры к направлению вращения вектора электромагнитного поля в падающей электромагнитной волне.

Литература

1. Либенсон М.Н. Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона.
2. A.V. Krasavin et al., Appl. Phys. Lett. 86, 201105 (2005)

Распределение кондактанса в нанопроволоках с фрактальным беспорядком

Шулежко В.В.

Студент (бакалавр)

Ульяновский государственный университет,

Инженерно-физический факультет и высоких технологий, Ульяновск, Россия

E-mail: vadim_uln@mail.ru

В работе рассчитывается распределение кондактанса квантовой проволоки с беспорядком Леви-типа, который предполагает фрактальное распределение рассеивателей. Недавно беспорядок такого типа наблюдался в полупроводниковых нанопроволоках SiC [1], выращенных с помощью процессов самоорганизации. Вариации диаметра этих нанопроволок могут быть не только периодическими, но и обладать сложной непериодической структурой, и характеризоваться корреляционными функциями с "тяжёлыми" хвостами. В другой экспериментальной работе, Бартелеми и соавт. [2] сообщили об оптической среде, в которой фотоны совершают блуждания Леви, характеризующиеся распределением пробегов асимптотически степенного типа. Такая система была названа "Леви-стеклом". Рассматриваемая в предлагаемой работе система, по сути, является его одномерным аналогом.

В теоретическом исследовании [3] Биннейкер и соавт. получили асимптотические формулы для моментов распределения кондактанса в режиме последовательного некогерентного туннелирования. С помощью этих формул они вычислили относительные флуктуации, средний спектр дробового шума и фактор Фано. В другой работе Фальчето и Гопар [4] рассмотрели более общий режим проводимости. Они вычислили распределение кондактанса. При этом они пользуются решением уравнения Дорохова-Мелло-Перейра-Кумара (ДМПК-уравнения), модифицируя его лишь заменив число рассеивателей согласно фрактальному распределению. Как известно, реализуемый режим является частным случаем одномерной многоканальной системы с фрактальным беспорядком, для которой неприменимо ДМПК-уравнение. В работе [5] предложено дробно-дифференциальное обобщение ДМПК-уравнения:

$$l^\alpha D_L^\alpha \omega(\lambda; L) = K \frac{2}{N+1} \sum_{j=1}^N \frac{\partial}{\partial \lambda_j} \left[\lambda_j (1 + \lambda_j) J(\lambda) \frac{\partial}{\partial \lambda_j} \frac{\omega(\lambda; L)}{J(\lambda)} \right] + \frac{(L/l)^{-\alpha}}{\Gamma(1-\alpha)} \delta(\lambda), \quad L \rightarrow \infty, \quad (1)$$

где D_L^α - дробная производная Римана-Лиувилля.

В настоящей работе сравниваются и анализируются решения, полученные на основе этого дробно-дифференциального обобщения с решениями Фальчето и Гопара:

$$p_s(G) = \frac{s^{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{s}{4}}}{\sqrt{2\pi} G^2} \int_{y_0}^{\infty} dy \frac{y e^{-\frac{y^2}{4s}}}{\sqrt{\cosh y + 1 - 2/G}}, \quad \text{где } y_0 = \operatorname{ar} \cosh(1/G - 1), \quad s = L/l \quad (2)$$

$$P_\xi(G) = \int_0^\infty p_{s(\alpha, \xi, z)}(G) g^{(\alpha)}(z) dz, \quad s(\alpha, \xi, z) = \Gamma(1 + \alpha) \cdot \xi / z^\alpha \quad (3)$$

Здесь $\xi = \langle -\ln G \rangle_L$, L - длина квантовой проволоки, $g^{(\alpha)}(x)$ - односторонняя устойчивая плотность Леви с показателем α . Решения Фальчето и Гопара хорошо согласуются с решениями обобщённого ДМПК-уравнения (1):

Также сравниваются моменты, рассчитанные на основе распределений в режиме последовательного некогерентного туннелирования:

$$\omega_G(y, L) = \frac{cL}{\alpha \rho y^2} (y\rho)^{1+1/\alpha} g^{(\alpha)}(cL(y\rho)^{1/\alpha}), \quad 0 < y < \rho^{-1} \quad (4)$$

$$\omega_R(r, L) = \frac{cL}{\alpha \rho} \left(\frac{r}{\rho}\right)^{-1-1/\alpha} g^{(\alpha)}\left(cL\left(\frac{r}{\rho}\right)^{-1/\alpha}\right) \quad (5)$$

с асимптотическими формулами Биннейкера и соавт. [3]. Здесь ρ - сопротивление одного барьера, c и α - параметры степенного распределения свободного пробега l :

$$P(l > x) = \frac{(cx)^{-\alpha}}{\Gamma(1-\alpha)}.$$

Частный случай из работы [1] с $\alpha=1/2$ (плотность Леви-Смирнова) и $\xi=1.1$ представлен на рис. 1. На графике видно, что имеются особенности в точках $G=0$ и $G=1$, причем одновременно проявляются режимы баллистической и диэлектрической проводимости, чего не было в случае регулярного распределения рассеивателей рис. 2. Интеграл (3) рассчитывался методом Монте-Карло с помощью генерации односторонних устойчивых случайных величин.

С фундаментальной точки зрения важно то, что проявление нового вида универсальности определяется показателем степени закона распределения беспорядка и средней по ансамблю $\langle \ln G \rangle$.

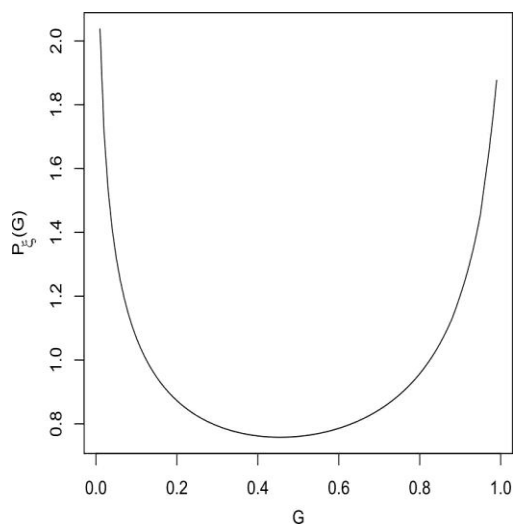


Рис.1 Распределение кондактанса G из работы [1], параметры $\alpha=1/2$ и $\xi=1.1$

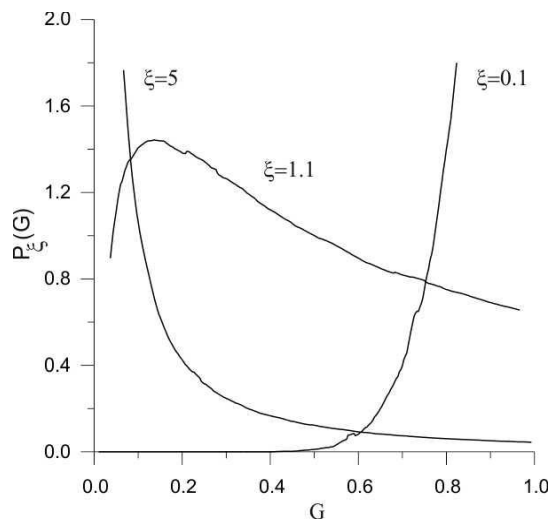


Рис.2 Распределение кондактанса G , полученное методом Монте-Карло, $\alpha=1$

В работе также показано, что в режиме некогерентного туннелирования среднее значение кондактанса уменьшается с увеличением длины проволоки по степенному закону, а относительные флуктуации $\sqrt{\text{Var } G} / \langle G \rangle$ растут $\propto L^{\alpha/2} / \ln L$.

Далее планируется вычислить распределение кондактанса в случае комбинированного распределения (фрактального и регулярного) рассеивателей двух типов.

Автор благодарен Сибатову Р. Т. за обсуждение вопроса.

Литература

1. Н. Kohno and Н. Yoshida, Phys. Rev. E 70, 062601 (2004)
2. P. Barthelemy et al., Nature 453, 495 (2008)
3. С. W. J. Beenakker et. al., Phys. Rev. B 79, 024204 (2009)

4. F. Falceto and V.A. Gopar, *Europhys. Lett.* 92, 57014 (2010)
5. R. Sibatov, Fractional generalization of DMPK-equation for multichannel disordered conductors with self-similar distributions of scatterers. Preprint, www.arxiv.org.

Изготовление и исследование водных суспензий кремниевых нанокристаллов

Тамаров К. П.

Студент

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: tamarov@physics.msu.ru*

Применение наночастиц кремния (nc-Si) при диагностике и лечении различных заболеваний открывает ряд неоспоримых преимуществ перед используемыми в настоящее время методами. Так, в [1,2] доказано свойство биосовместимости и биodeградируемости nc-Si. Согласно данным [3] общее содержание кремния в теле здорового взрослого человека весом 70 кг в норме составляет 0,5-1,0 г, что делает кремний одним из наиболее распространенных микроэлементов в организме человека. Известно, что nc-Si могут выступать как сенсibilизаторы активных форм кислорода [4], а, следовательно, применяться при фотодинамической терапии онкологических заболеваний. В [5] представлены данные по уничтожению раковых клеток с помощью сочетанного действия nc-Si и ультразвука. Следует, однако, отметить, что актуальным вопросам по адресной доставке кремниевых наночастиц, их взаимодействию с биологическими объектами, функционализации их поверхности, в настоящее время уделяется недостаточно внимания. В то же время высокая удельная поверхность nc-Si, достигающая величины 800 м²/г, обуславливает возможность их использования для локальной доставки лекарств.

В настоящей работе исследовалось взаимодействие nc-Si с аргинином, альбумином и пептидом (NC-769). Аргинин – аминокислота, содержащаяся основных белках - гистонах и протаминах (до 85 %). В настоящее время входит в состав лекарственных средств, используется для стимулирования иммунитета. Альбумин – белок, который составляет около 60 % от всех белков, содержащихся в плазме крови. Пептид NC-769 – последовательность аминокислот; пептиды регулируют физиологические процессы организма.

Для получения водных суспензий nc-Si осуществлялся тридцатиминутный помол пластинок кристаллического и пленок мезопористого и микропористого кремния, в планетарной мельнице FRITSCHE «Pulverisette 7 premium line» в присутствии дистиллированной воды. Пленки мезопористого и микропористого кремния формировались стандартным методом электрохимического травления пластинок (100) p⁺⁺ 25 мОм·см и (100) p 10 Ом·см, соответственно, в растворе HF(50%):C₂H₅OH при плотности тока травления 60 мА/см² и времени травления 60 минут. Пленка отслаивалась кратковременным увеличением плотности тока до 600 мА/см². Распределение по размерам и дзета-потенциал полученных nc-Si оценивались с помощью анализатора Malvern Instruments Zetasizer Nano ZS. Состав поверхностного покрытия nc-Si определялся из спектров ИК-пропускания на ИК-спектрометре Bruker IFS 66v/S.

В работе были получены стабильные водные суспензии nc-Si со средними размерами наночастиц порядка 70 нм. Согласно данным ИК-спектроскопии, поверхность nc-Si преимущественно покрыта кислородом, о чем свидетельствует присутствие поглощения ИК-излучения на деформационных (800 см^{-1}) и валентных ($1050\text{--}1200\text{ см}^{-1}$) колебаниях Si-O-Si. Кислородное покрытие поверхности обуславливает гидрофильные свойства nc-Si, что делает возможным изготовление их стабильных водных суспензий. При этом показано, что наночастицы в водных суспензиях ($\text{pH} \approx 6,5$) имеют отрицательный дзета-потенциал, равный -41.5, -29.8 и -28.1 мВ для частиц кристаллического, мезо- и микропористого кремния, соответственно. При этом измеренные значения дзета-потенциалов аргинина, альбумина и пептида составляли -43.3, -23.6, 18.2 мВ, соответственно. При смешивании водных растворов nc-Si с исследуемыми биообъектами наблюдалось изменение заряда поверхности nc-Si, которое составило -41.4 мВ для nc-Si+ аргинин, -38.2 мВ для nc-Si+ альбумин, 24.7 мВ для nc-Si+ пептид для образцов мезопористого кремния. Согласно полученным данным, nc-Si не связывались с аргинином и альбумином. На рис. 1 представлены измерения распределения по размерам и дзета-потенциалы наночастиц мезопористого кремния в дистиллированной воде (кривая 1), и наночастиц после взаимодействия с пептидом. Увеличение размеров nc-Si, по-видимому, связано с их агрегацией, которая происходит при перезарядке их поверхности.

Таким образом, показано, что ключевую роль при взаимодействии кремниевых наночастиц с биологическими объектами имеет значение их поверхностного заряда. Показан способ управления зарядом поверхности nc-Si с помощью их взаимодействия с пептидом NC-769, что может найти применение в осуществлении адресной доставки в клетки живого организма как самих наночастиц, так и различных лекарств, адсорбированных на их поверхность.

В заключение автор выражает благодарность своему научному руководителю – к.ф.-м.н. Осминкиной Любови Андреевне; к.х.н. Иткису Даниилу Михайловичу за помощь в проведении экспериментов; отдельную благодарность проф. Тимошенко Виктору Юрьевичу и заведующему кафедрой проф. Кашкарову Павлу Константиновичу.

Литература

1. Park J., Gu L., von Maltzahn G., Ruoslahti E. etc “Biodegradable luminescent porous silicon nanoparticles for in vivo applications” // *Nature Materials*, 2009, Vol. 8, pp. 331-336.
2. Low S.P., Voelcker N.H., Canham L.T. etc “The biocompatibility of porous silicon in tissues of the eye” // *Biomaterials*, 2009, **30**, pp. 2873–2880.
3. Canham L.T. “Nanoscale semiconducting silicon as a nutritional food additive” // *Nanotechnology*, 2007, **18**, 185704, pp. 1-6.
4. Тимошенко В.Ю., Кудрявцев А.А., Осминкина Л.А и др. “Кремниевые нанокристаллы как фотосенсибилизаторы активного кислорода для биомедицинских применений” // *Письма ЖЭТФ*, 2006, том 83, № 9, стр. 492-495.
5. Дурнев А.Д., Соломина А.С., Даугель-Дауге Н.О. и др. “Исследование генотоксической и тератогенной активности нанокристаллов кремния” // *Бюллетень экспериментальной биологии и медицины*, 2010, том 149, №4, стр. 429-433.

6. Л.А. Осминкина, Е.Н. Лукьянова, М.Б. Гонгальский, А.А. Кудрявцев, А.Х. Гайдарова, Р.А. Полтавцева, П.К. Кашкаров, В.Ю. Тимошенко, Г.Т. Сухих "Влияние наноструктурированного кремния на процессы пролиферации стволовых и раковых клеток" // Бюллетень экспериментальной биологии и медицины, 2011, том 151, №1, стр. 91-96.

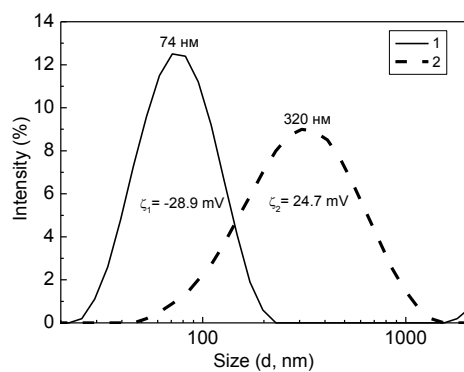


Рис.1. Распределение по размерам и дзета-потенциалы ps-Si в их водных растворах (кривая 1) и при взаимодействии с пептидом (кривая 2).

Молекулярно-пучковая эпитаксия ZnSe на GaAs(001) для создания полупроводниковых приборов с гетеровалентным интерфейсом**Климко Г.В., Гронин С.В., Беляев К.Г.***Аспирант, сотрудник, сотрудник**Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Российская Федерация**E-mail: gklimko@mail.ru*

Гибридные псевдоморфные A^2B^6/A^3B^5 полупроводниковые гетероструктуры, содержащие ненапряженный бездефектный гетеровалентный интерфейс (например, InAs/ZnTe $\Delta a/a \sim 0.7\%$ или GaAs/ZnSe $\Delta a/a \sim 0.3\%$) в активной области, применяются для создания лазеров среднего ИК диапазона [1] и приборов спин-оптроники [2, 3]. Ранее было продемонстрировано успешное выращивание эпитаксиальных слоев ZnSe на поверхности GaAs(001) с реконструкцией $(2 \times 4)As$. Гетероэпитаксии ZnSe на GaAs посвящено множество работ [4,5], при этом основное внимание уделялось минимизации плотности протяженных дефектов (дефектов упаковки) в структуре.

В настоящей работе гибридные структуры $(Al,Ga)As/Zn(Mn)Se$ были выращены методом молекулярно пучковой эпитаксии (МПЭ) с использованием 2-камерной установки МПЭ STE3526 SemiTEq. A^3B^5 часть гетероструктуры содержала две квантовые ямы (КЯ) $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$ толщиной 10 нм и 5 нм, разделенные барьером $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ толщиной ~ 40 нм. Толщина верхнего барьерного слоя $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ варьировалась в диапазоне 1.5-5 нм. Поверх слоя $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ выращивался слой GaAs толщиной 1 монослой (~ 0.3 нм) с целью последующего контролируемого выращивания гетероинтерфейса GaAs/ZnSe. Ставилась задача получения оптически активной квантовой ямы $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$ высокого структурного совершенства, расположенной на минимально возможном расстоянии от гетероинтерфейса GaAs/ZnSe. Выращенные гетероструктуры с КЯ передавались в условиях сверхвысокого вакуума в камеру роста A^2B^6 . Рост слоев ZnSe осуществлялся на поверхности GaAs(001) с различными реконструкциями $((2 \times 4)As, 1 \times 1, (2 \times 1)Se)$, регистрируемыми методом дифракции быстрых отраженных электронов (ДБОЭ), при использовании различных процедур инициации роста: посредством одновременного открытия потоков Zn и Se или с предварительной выдержкой поверхности GaAs в потоке атомов Zn в течении 30 секунд. Слои ZnSe выращивались в условиях $J_{Se2}/J_{Zn} \geq 1$, при этом соотношение падающих потоков Se/Zn контролировалось как по наблюдению реконструкции поверхности ZnSe непосредственно в процессе МПЭ методом ДБОЭ, так и с помощью измерения эквивалентных давлений в падающих потоках ионизационным манометром Байярда-Альперта. Температура роста T_s при МПЭ ZnSe варьировалась в диапазоне 275-285°C. Скорость роста всех слоёв гетероструктуры GaAs/AlGaAs/ZnSe контролировалась по осцилляциям интенсивности отраженного луча в ДБОЭ.

Основные результаты ростовых экспериментов можно сформулировать следующим образом.

1. Минимальное расстояние от гетероинтерфейса GaAs/ZnSe, при котором удалось добиться фотолюминесценции (ФЛ) из КЯ GaAs/AlGaAs при $T=77K$ составило 3 нм.

2. Наличие ФЛ из КЯ GaAs/AlGaAs, ближайшей к гетероинтерфейсу GaAs/ZnSe, определяется как процедурой инициации роста ZnSe, так и состоянием (реконструкцией)

поверхности GaAs перед осаждением слоя ZnSe. ФЛ из ближайшей к гетероинтерфейсу КЯ GaAs/AlGaAs наблюдалась только в структурах, где рост ZnSe инициировался посредством одновременного открытия потоков Zn и Se на поверхность GaAs, декорированную атомами Se и имеющую реконструкцию $(2 \times 1)Se$.

3. Длительная выдержка поверхности GaAs с реконструкцией $(2 \times 4)As$ в камере роста соединений A^2B^6 неизбежно приводит к изменению реконструкции на $(2 \times 1)Se$, что связано с фоновыми потоками элементов VI группы. Изменение времени выдержки позволяет контролируемо влиять на реконструкцию поверхности GaAs (001).

Наблюдавшаяся зависимость оптических свойств гетероструктур с КЯ AlGaAs/GaAs/ZnSe от процедуры инициации эпитаксиального роста ZnSe и состояния поверхности GaAs подтверждает тезис о необходимости перемешивания As-Zn и Ga-Se связей на GaAs/ZnSe интерфейсе, приводящего к минимизации при-интерфейсных локальных электрических полей [6]. С использованием найденных оптимальных условий начальной стадии роста выращены гетеровалентные структуры, демонстрирующие явление инжекции спин-поляризованных носителей из слоя магнитного полупроводника ZnMnSe в электронно-связанные немагнитные КЯ AlGaAs/GaAs.

Литература

1. P. Grabs et al., Appl. Phys. Lett. 80, 3766 (2002).
2. S.V. Ivanov et al., Appl. Phys. Lett. 82, 3782 (2003).
3. S.V. Ivanov, Appl. Phys. Lett. 84, 4777 (2004).
4. O.S. Miwa et al., Appl. Phys. Lett. 73, 939 (1998).
5. L. H. Kuo et al., Appl. Phys. Lett. 69, 1408 (1996).
6. A. Frey et al., Phys. Rev. B 82, 195318 (2010)

Моделирование динамики поляризации фемтосекундных импульсов в условиях резонансного возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов**Аль-Шедиват М.Ф.**

Студент

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: alshedivat.maruan@gmail.com*

Управление распространением света на нанометровых масштабах является одной из важнейших задач современной оптики и лазерной физики. Одним из решений, связанным с обработкой оптического сигнала на субдлинноволновых масштабах, является использование поверхностных плазмонов, которые представляют собой коллективные колебания электронной плазмы и электромагнитного поля, распространяющиеся вдоль границы раздела металл-диэлектрик. Наноструктурирование среды, в которой может возбуждаться такая поверхностная волна, способно оказывать значительное воздействие на состояние проходящего через нее света, в том числе, на состояние поляризации [2]. В ряде работ было показано изменение профиля фемтосекундного импульса при прохождении через наноструктурированную металлическую пленку, связанное с возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов [3,4].

В данной работе для теоретического обоснования экспериментальных данных была построена математическая модель, описывающая явление отражения фемтосекундного импульса от металлической поверхности с периодическим рельефом. Резонанс поляризуемости был описан моделью резонанса Лоренца. Центральная длина волны падающего на поверхность образца светового импульса была положена равной 1560 нм, что приблизительно совпадает с периодом излучаемой структуры (1.5 мкм), а его длительность взята равной 130 фс. Коэффициент затухания релаксации поверхностных плазмонов варьировался в пределах от $5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ до 10^{13} с^{-1} , что соответствует экспериментально полученным значениям.

Численный расчет показал временную задержку фемтосекундного импульса и его временное затягивание при частотах падающего излучения близких к резонансным частотам образца, что также было обнаружено в работах [3, 4]. Также было установлено, что плазмон-поляритоны отсутствуют в спектре s-поляризованного излучения, а потому влияют лишь на р-компоненту выходного импульса [1]. Этот факт тоже был учтен в модели, в которой рассматривался импульс, линейно поляризованный под 45° к оптической оси образца. Была получена и визуализирована временная эволюция поляризации отраженного импульса, в которой наблюдается поворот на 90° плоскости поляризации, а также различные эллиптические состояния поляризации.

Литература

- П.П. Вабищевич, В.О. Бессонов, Ф.Ю. Сычев, М.Р. Щербаков, Т.В. Долгова, А.А. Федянин, Письма в ЖЭТФ 92, 639-643 (2010)
R. Gordon, A.G. Brolo, A. McKinnon, A. Rajora, B. Leathem and K.L. Kavanagh, Phys. Rev. Lett. 92, 037401 (2004)
A. Dogariu, T. Thio and L.J. Wang, Opt. Lett. 26, 450 (2001)
D.S. Kim, S.C. Hohnng, V. Malyarchuk et al. Phys. Rev. Lett. 91, 143901 (2003)

Сверхбыстрая динамика состояния поляризации лазерного импульса при отражении от плазмонных наноструктур

Комарова В.В.

Студентка

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: komarova@nanolab.phys.msu.ru*

Поверхностные плазмон-поляритоны – коллективные колебания электронной плазмы и электромагнитного поля, распространяющиеся вдоль границы раздела поверхности металл-диэлектрик [1]. Такого рода колебания представляют интерес в связи с их использованием в задачах, связанных с контролем оптического излучения на наномасштабах. Существует несколько способов возбуждения поверхностных плазмонов. Один из них – это периодическое наноструктурирование металлической пленки, позволяющее при определенных условиях наблюдать возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов, что в свою очередь приводит к изменению состояния поляризации излучения, прошедшего или отраженного от такой структуры [2]. Так как время затухания плазмон-поляритонов в оптическом диапазоне порядка нескольких сотен фемтосекунд, то такое изменение состояния поляризации света должно происходить на тех же временных масштабах. Поэтому представляет интерес исследование динамики сверхбыстрого изменения поляризации, индуцированного поверхностными плазмон-поляритонами.

В качестве образца использовалась золотая пленка, напыленная на полимерную решетку с периодом 1,6 мкм. Спектроскопия отражения образцов показала, что в таких структурах возможно возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов, а, следовательно, и изменение состояния поляризации падающего излучения.

Исследование динамики поворота плоскости поляризации на фемтосекундных масштабах осуществляется с помощью кросс-корреляционной методики. Метод основан на генерации суммарной частоты в нелинейном кристалле при пересечении двух фемтосекундных импульсов. Исходный импульс лазера разделяется на два, в плечо одного из них вводится линия задержки, позволяющая изменять длину оптического пути, другой импульс отражается от образца, после чего импульсы пересекаются на нелинейном кристалле. Установка позволяет измерять кросс-корреляционные функции (КФ) для различных состояний поляризации и анализировать состояние поляризации, отраженной от образца. В качестве источника излучения использовался лазер с длительностью импульсов около 150 фс и длиной волны 1,56 мкм. В ходе измерений КФ было получено, что для р-поляризованного излучения, по сравнению с s-поляризованным наблюдается задержка КФ равная 150 фс, это подтверждает наличие поворота плоскости поляризации на масштабах нескольких сотен фемтосекунд в плазмон-поляритонных наноструктурах.

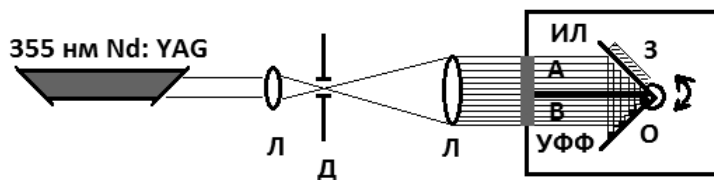
Литература

3. T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi et al., Nature 391, 667 (1998).
4. M.R. Shcherbakov, M.I. Dobynde, T.V. Dolgova, D.-P. Tsai, and A.A. Fedyanin, Phys. Rev. B 82, 193402 (2010).

Изготовление планарных наноструктур методом ультрафиолетовой лазерной наносекундной интерференционной литографии**Мусорин Александр Игоревич, Михальков Никита Владимирович***Студент, студент**Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,**физический факультет, Москва, Россия**musorin@nanolab.phys.msu.ru*

Настоящая работа посвящена созданию планарных периодических наноструктур, таких как субдлинноволновые дифракционные решетки методом ультрафиолетовой лазерной интерференционной литографии. Такие структуры могут использоваться для заведения лазерного излучения в планарные волноводы. Преимущества этого метода заключаются в достаточно эффективной передаче энергии падающего излучения в волноводную моду, а также возможность размещения данной решетки в любой части исследуемого волновода. Кроме того, использование субдлинноволновых решеток приводит к тому, что число дифракционных максимумов уменьшается, а эффективность заведения увеличивается.

Для создания планарных наноструктур используется метод ультрафиолетовой наносекундной лазерной интерференционной литографии. Он позволяет создавать большие периодические наноструктуры размером порядка 1 см^2 с периодом от 500 нм. В качестве источника излучения используется импульсный наносекундный $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ лазер. Геометрия эксперимента позволяет плавно регулировать период интерференционной картины, изменяя



- Л - линзы
- Д - диафрагма малого сечения
- УФФ - УФ-фильтр
- З - зеркало
- ИЛ - интерферометр Ллойда
- О - образец

Рис. 1 Схема установки.

апертуре для защиты от шумового внешнего излучения.

Излучение третьей гармоники $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ лазера ($\lambda=355 \text{ nm}$) с частотой повторения импульсов 10 Гц и пиковой мощностью 100 мДж, проходя через пространственный фильтр и делительную пластинку, достигает образца, закрепленного на интерферометре Ллойда. Образец О размещается перпендикулярно зеркалу З. Падающий луч разделяется на два, отмеченных буквами А и В. Один из них напрямую следует к образцу О, а второй достигает его после отражения от зеркала З. Таким образом, отраженный луч интерферирует с падающим, и они создают интерференционную картину на поверхности образца О, покрытого

только углом падения и не меняя конфигурации установки.

Основными элементами установки (Рис. 1) являются ультрафиолетовый лазер, пространственный фильтр с системой расширения пучка для обеспечения равномерной освещенности и высокой поперечной когерентности пучка, а также интерферометр Ллойда, необходимый для получения интерференционной картины на поверхности образца и закрытый черным ящиком с УФ-фильтром в

тонким слоем специально подобранного фоторезиста: стабильного по отношению к смеси $KI + I_2$, используемой далее для травления золота. При воздействии излучения на фоторезист в областях интерференционных минимумов происходит полимеризация, и растворимость резиста снижается. Таким образом, при проявлении эти области растворяются, вымываются, а остаются лишь те, которые образуют маску. По этой маске травится золотая пленка, на которую изначально был нанесен фоторезист, и формируется субдлинноволновая дифракционная решетка. Изменяя угол падения лазерного пучка на интерферометр, можно получить различные периоды решеток (0,5-1,7 мкм). Использование полученной маски позволяет создавать планарные наноструктуры методами химического или сухого травления. Данная установка для ультрафиолетовой наносекундной лазерной интерференционной литографии может быть использована также для использования метода так называемой «безрезистовой лазерной интерференционной литографии», который заключается в переносе интерференционной периодической картины на поверхность металла или диэлектрика за счет большой мощности в импульсе без применения резиста.

В ходе экспериментов были изготовлены образцы с различными периодами. Полученная зависимость периода решетки от угла падения лазерного излучения находится в хорошем согласии с теоретическим предсказанием.

Литература

1. S. Reidel, M. Schmotz, P. Leiderer, J. Boneberg, Appl. Phys. A 101, 309 (2010).

Особенности фотолюминесцентных свойств коллоидных квантовых точек кремния*Королев С.А.¹, Гонгальский М.Б.²**¹студент, ²младший научный сотрудник**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,**физический факультет, Москва, Россия**E-mail: sa.korolev@physics.msu.ru*

Фотолюминесценция (ФЛ) кремниевых нанокристаллов обусловлена излучательной рекомбинацией экситонов (связанного состояния электронно-дырочной пары). Однако в объемном полупроводнике энергия связи экситонов меньше энергии теплового движения при комнатной температуре, поэтому экситоны нестабильны и эффективная ФЛ в таких материалах невозможна. В наноструктурах со средним размером менее 10 нм энергия связи экситонов существенно возрастает благодаря пространственным ограничениям, и время жизни экситонов при комнатной температуре достигает сотен пикосекунд.

Кремний является низкотоксичным, биосовместимым материалом, поэтому коллоидные квантовые точки кремния представляют интерес для использования в качестве люминесцентных меток в биомедицине. Другим потенциальным применением коллоидных квантовых точек кремния может стать использование их в качестве сенсibilizаторов генерации синглетного кислорода в фотодинамической терапии рака.

Использование пористого кремния в медицинских целях осложнено, т.к. его размеры не позволяют эффективно проникать в клетки организма. Цель настоящей работы заключалась в исследовании ФЛ свойств наночастиц кремния, полученных новыми способами и обладающими размерами менее 50 нм, достаточными для проникновения сквозь клеточную мембрану [1, 2].

В работе было использовано три типа образцов.

1. Коллоидный раствор наночастиц кремния в додекане. Наночастицы получены пиролизом силана с последующим дотравливанием плавиковой и азотной кислотами [1]. Далее наночастицы пассивировались соединением $C_{18}H_{37}$. Такая пассивация поверхности препятствовала образованию агрегатов наночастиц. Средний размер наночастиц в растворе составляет 2-4 нм.

2. Суспензии наночастиц кремния, полученные лазерной абляцией кремниевой мишени в жидкости (в хлороформе, либо в изопропанол) с последующим дотравливанием в смеси плавиковой и азотной кислот. Размер наночастиц составляет 3-10 нм.

3. Суспензии пористого кремния в воде. Кремний помещался в хлороформ, затем хлороформ выпаривался, а кремний помещался в воду. Затем производилось центрифугирование и обработка ультразвуком.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что наилучшими люминесцентными свойствами обладают наночастицы первого типа. При этом образцы обладают стабильным ФЛ спектром, типичным для экситонной ФЛ в нанокристаллах кремния с размерами 3-4 нм (рис. 1.). Наблюдаемые кинетики ФЛ и зависимость времен релаксации ФЛ от длины волны также убедительно указывает на то, что ФЛ имеет экситонную природу (рис. 2.). В то же время, для коллоидных частиц кремния, полученных методом 2, максимум спектра ФЛ сдвинут в фиолетовую область, а интенсивность свечения на малых временах (десятки пикосекунд) заметно выше, чем на больших (миллисекунды), из чего можно сделать вывод, что доминирующую роль в ФЛ, по-видимому, играют излучательные процессы в молекулярных группах на поверхности нанокристаллов. Образцы типа 3 исследовались с точки зрения кинетики деградации ФЛ, т.к. в перспективе предполагается их использование в

качестве биodeградируемых ФЛ меток с контролируемой кинетикой. Эксперимент показал, что интенсивность ФЛ падает в 2 раза за 6 часов, такие времена являются оптимальными для применений *in vivo*. В перспективе планируется работа по совмещению свойств всех трех типов образцов, т.е. получение биосовместимых частиц размером менее 50 нм с необходимыми временами деградации ФЛ.

Иллюстрации.

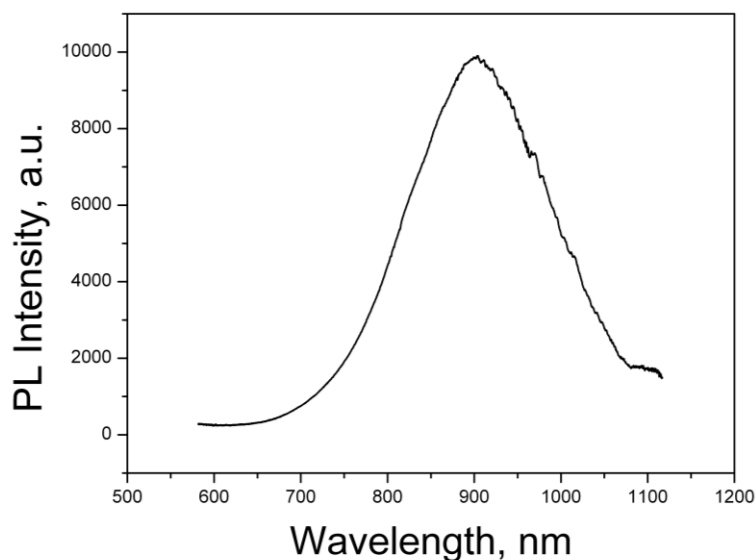


Рисунок 1. Спектр образца типа 1.

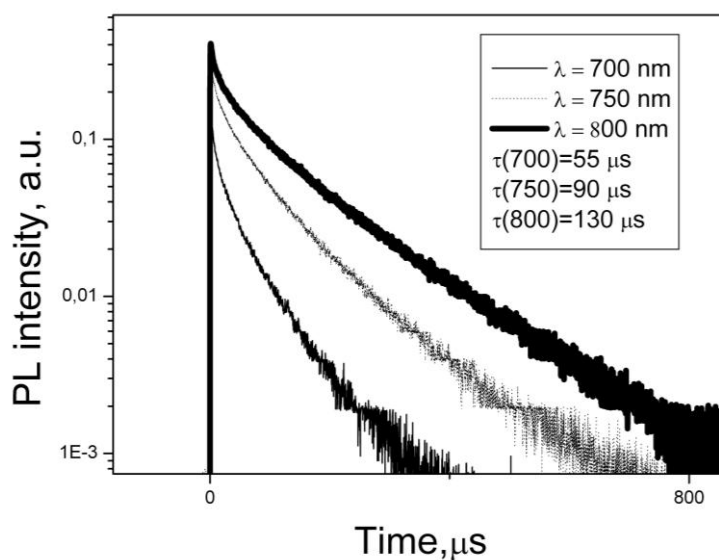


Рисунок 2. Кинетики образца типа 2.

Литература.

1. С.Г. Дорофеев, Н.Н. Кононов, А.А. Иценко, Р.Б. Васильев, М.А. Гольдштрах, К.В. Зайцева, В.В. Колташев, В.Г. Плотниченко, О.В. Тихонович, Оптические и структурные свойства тонких пленок, осажденных из золя наночастиц кремния, Физика и техника полупроводников, 2009, том 43, вып. 11, С. 1460
2. D. Rioux, M. Laferrière, A. Douplik, D. Shah, A. V. Kabashin and M. M. Meunier, Silicon nanoparticles produced by femtosecond laser ablation in water as novel contamination-free photosensitizers, Journal of Biomedical Optics 14(2) 021010 (March/April 2009)

Оптические переходы в Р-НЕМТ структурах

Черноглазов К.Ю., Юзеева Н.А.

студент, инженер-исследователь

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

Институт СВЧ полупроводниковой электроники РАН, Москва, Россия

e-mail: experimentator27@mail.ru

Полевые транзисторы с двумерным электронным газом высокой подвижности и высокой плотности широко используются для создания современных приборов СВЧ электроники. Р-НЕМТ (pseudomorphic high electron mobility transistor) наногетероструктуры типа AlGaAs/InGaAs/GaAs, с большой подвижностью μ_e электронов и большой концентрацией n_s двумерного электронного газа по сравнению с гетероструктурой AlGaAs/GaAs, в настоящее время широко используются для создания современных приборов СВЧ электроники.

В данной работе исследовалось влияние расстояния до поверхности L_b на оптические и электрофизические свойства Р-НЕМТ структур с квантовой ямой $\text{In}_{0,21}\text{Ga}_{0,79}\text{As}$ на подложке GaAs с ориентацией (100). Исследуемые образцы гетероструктур были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии и δ -легированы кремнием. В работе были получены спектры фотолюминесценции. Так же были измерены холловские концентрации n_{Hall} , подвижности μ_{Hall} электронов. Некоторые параметры образцов приведены в таблице 1.

Таблица 1. Расстояния L_b от поверхности до дельта-слоя, концентрации электронов n из расчёта по осцилляциям магнетосопротивления, холловские концентрации n_{Hall} и подвижности μ_{Hall} при $T = 4.2$ К

образец	L_b , нм	n , $10^{12} \cdot \text{см}^{-2}$	n_{Hall} , $10^{12} \cdot \text{см}^{-2}$	μ_{Hall} , $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$
1	18	1,53	1,54	21380
2	15	1,55	1,55	35500
3	11	1,68	1,71	36800

Наблюдаемое увеличение подвижности электронов при приближении КЯ к поверхности связано с ограничением проникновения электронов из квантовой ямы в δ -слой, и также обусловлено увеличением встроенного электрического поля в области спейсера. На спектрах фотолюминесценции (рис. 1) при уменьшении L_b возрастает интенсивность пика, отвечающего рекомбинации электронов второй подзоны размерного квантования и тяжелых дырок $e2-h1$. Определяющую роль в изменении соотношения интенсивностей оптических переходов играет встроенное поле и симметрия квантовой ямы. В образцах наблюдается немонотонная зависимость холловской подвижности от толщины барьерного слоя L_b , обусловленная изменениями профиля зоны проводимости в области V-образного потенциала

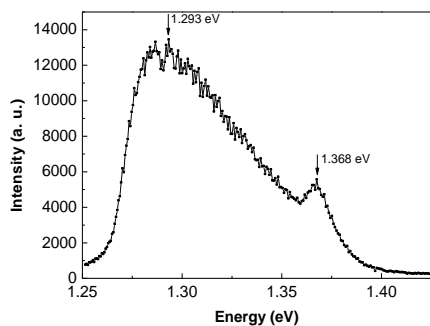


Рис.1 Спектр фотолюминесценции образца 3 при 77К

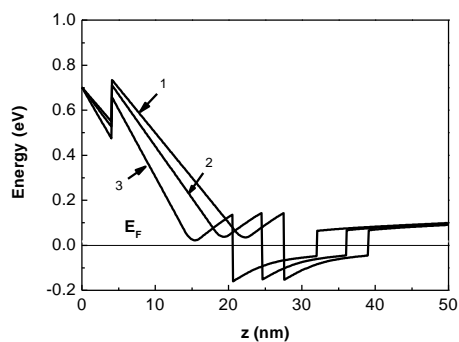


Рис.1 Расчеты зонной структуры. Энергия отсчитывается от уровня Ферми

δ -слоя. Методом самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона [1] были рассчитаны зонные диаграммы структур, которые приведены на рис. 2.

Литература

1. Р.А. Хабибуллин, И.С. Васильевский и др., ФТП 45, 666 (2011)

**Методы сканирующей зондовой микроскопии в применении
к магнитоэлектрическим материалам****Бодунова А.С.**

студент

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,**физический факультет, Москва, Россия**E-mail: bodunova@physics.msu.ru*

На сегодняшний день существует множество запоминающих устройств, основанных на различных физических принципах. Большие надежды в создании универсальной памяти, объединяющей в себе быстродействие полупроводниковых устройств и энергонезависимость магнитных элементов, связывают с развитием спиновой электроники, использующей свойства поляризованных по спину электронов. Переворот спина, в отличие от перемещения заряда, практически не требует затрат энергии, а в промежутках между операциями спинтронное устройство отключается от источника питания. Спиновый транзистор, основанный на таком принципе работы, характеризуется высокой плотностью записи информации [2].

Еще большей емкостью характеризуются спинтронные устройства с 3D архитектурой в основе которых лежит метод использования спинового тока для перемещения наноразмерных магнитных объектов — доменных стенок — в пределах магнитных нанопроволок. Эта технология получила название «память на беговой дорожке» (magnetic racetrack memory, MRM), или «трековая память» [4]. Однако существенным недостатком такого вида устройств является требуемая большая величина плотности спинового тока ($j=10^6$ А/см²), приводящих к большим тепловым потерям и деградации элементов.

Существенно уменьшить потери позволило бы воздействие на микромагнитную структуру с помощью статического электрического поля. Такая схема на основе магнитоэлектрического композитного материала из ферромагнитного и пьезоэлектрического слоев представлена в [3]. Исходно ферромагнитный слой состоит из двух доменов, разделенных доменной границей. Приложив к структуре электрическое поле, посредством механического напряжения за счет пьезоэффекта можно изменить состояние ферромагнитного слоя до монодоменного. Смена полярности электрического поля возвращает гетероструктуру в исходное состояние.

Мы предлагаем решение, объединяющее достоинства трековой и магнитоэлектрической памяти, основанное на передвижении магнитных доменных границ с помощью электростатического воздействия [1]. В данной работе представлены результаты первых опытов по применению сканирующей зондовой микроскопии к изучению магнитоэлектрических свойств микромагнитных структур.

В качестве материалов были выбраны пленки ферритов-гранатов, в которых магнитоэлектрический эффект наблюдается на порядок выше, чем в классических магнитоэлектриках (например, Cr_2O_3), кроме того в этих пленках возможно магнитооптическое наблюдение микромагнитных структур. Также их особенностью является возможность контролируемого электрическим полем перемещения магнитных доменных границ [1]. Данный эффект обусловлен электрической поляризацией магнитных доменных границ за счет локального понижения симметрии в магнитных неоднородностях.

При локальном воздействии электрического поля на образец в области расположения доменной границы наблюдалось ее отклонение от положения равновесия (рис. 1.б). При положительном потенциале на электроде 1 доменная стенка притягивается к электроду (левое положение), при отрицательном потенциале – отталкивается (правое положение). При снятии напряжения доменная граница возвращается в исходное положение (штриховая линия).

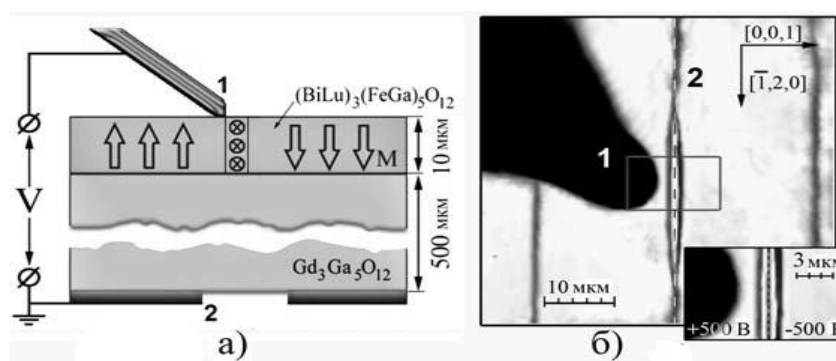


Рис.1. [1]

С учетом глобальной миниатюризации существенным улучшением этой методики является переход к наномасштабам. Поэтому в качестве метода исследования предлагаем использовать сканирующий зондовый микроскоп (СЗМ) и его иглу в качестве инструмента воздействия. С помощью такой установки, включающей в себя СЗМ, были получены кадры, подтверждающие эффект (рис.2).

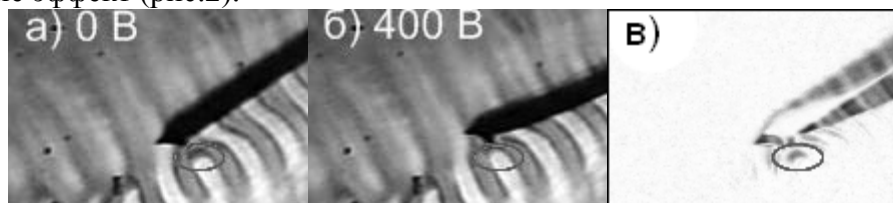


Рис.2. Смещение доменной стенки. а) начальное положение, б) смещение под воздействием электрического поля, в) разностный кадр а) и б)

Методы сканирующей зондовой микроскопии имеют большой потенциал в изучении магнитоэлектрических свойств магнитных неоднородностей: с помощью иглы СЗМ можно не только создавать локальное электрическое поле большой напряженности, но и производить сканирование образца в МСМ режиме (магнито-силовая микроскопия) и получать при этом более точные кадры магнитного рельефа, чем при фотографировании с использованием оптического микроскопа.

Литература

А.С.Логгинов, Г.А.Мешков, А.В.Николаев, А.П.Пятаков, Магнитоэлектрическое управление доменными границами в пленке феррита-граната. // Письма в ЖЭТФ, (2007). Т. 86, п. 1-2. С. 124-128.

Ian Appelbaum, Biqin Huang, Douwe J. Monsma. Electronic measurement and control of spin transport in silicon // Nature (2007). V. 447. P. 295

Jia-Mian Hu, Zheng Li, Jing Wang. A simple bilayered magnetoelectric random access memory cell based on electric-field controllable domain structure. // Journal of Applied Physics. (2010). Vol. 108.

Stuart S. P. Parkin, Masamitsu Hayashi, Luc Thomas. Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory // Science. V. 320. P. 190–194 (11 April 2008).

*Генерация носителей заряда в канале графенового транзистора
при сильных тянущих электрических полях***Цельковский А.А.***Аспирант**Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», факультет автоматики
и электроники, Москва, Россия**E-mail: atsel@ya.ru*

Уникальные свойства графена, среди которых двумерная структура и большая подвижность носителей заряда, обеспечили ему повышенное внимание как перспективному материалу наноэлектроники будущего.

Остается неясной природа зависимости тока в канале графенового транзистора от тянущего электрического поля. На экспериментальных выходных характеристиках наблюдаются необычные особенности. При увеличении V_D за участком насыщения тока следуют излом и быстрый рост (рис. 1 [1, 2]). В точке электронейтральности насыщение отсутствует [3], а зависимость тока от напряжения на стоке носит суперлинейный характер. При этом ток в точке электронейтральности с ростом смещения на стоке быстро обгоняет по своей величине ток, измеренный при наличии на затворе смещения, что сложно объяснить собственной проводимостью графена. Из экспериментальных выходных характеристик [2] нами извлечена зависимость тока от длины канала в точке электронейтральности, имеющая характер $I/L^{1/2}$, а не I/L , характерная для существующих транзисторов.

В данной работе сделана попытка объяснения ключевых особенностей выходных характеристик графенового транзистора генерацией носителей заряда в графене при сильных тянущих электрических полях в канале. Этот эффект аналогичен туннелированию в обратно смещенном p - n -переходе в случае нулевой ширины запрещенной зоны.

Для скорости генерации на единице площади канала путем интегрирования вероятности туннелирования по углам, образованным векторами электрического поля и импульса электрона, получена формула

$$U_{gen} = v_0 \left(\frac{eE}{\pi \hbar v_0} \right)^{3/2} I_0 \left(\frac{\pi \varepsilon_F^2}{2 eE \hbar v_0} \right) \exp \left(-\frac{\pi \varepsilon_F^2}{2 eE \hbar v_0} \right), \quad (1)$$

где $I_0(x)$ – функция Бесселя, ε_F – уровень Ферми в графене, E – тянущее электрическое поле, v_0 – скорость Ферми в графене. Полный генерационный ток можно приближенно определить, умножая скорость генерации на площадь канала:

$$I_{Dgen} = eWL U_{gen}, \quad (2)$$

где L – длина канала, W – ширина. Поскольку электрическое поле обратно пропорционально L , из (1) и (2) следует, что генерационный ток $I_{Dgen} \sim L^{-1/2}$.

С ростом напряжения на стоке и увеличением поля в канале ток полевой генерации подавляет насыщение. Это позволяет описать излом выходной характеристики и дальнейший быстрый

рост тока при больших V_D (рис. 2). Увеличение затворного напряжения приводит к появлению участка насыщения и исчезновению точки излома и второго участка роста в исследуемом диапазоне напряжений на стоке.

Модель полевой генерации позволяет объяснить быстрый рост тока в точке электронейтральности, где генерационный ток приближенно равен полному току канала (рис. 1 (б), 3). Увеличение напряжения на затворе приводит к уменьшению тянущего электрического поля в канале и уменьшению генерационной составляющей полного тока.

Рис. 2 демонстрирует зависимости тока от длины канала в точке электронейтральности при различных напряжениях на стоке. Здесь в экспериментальных данных хорошо прослеживается отличительная особенность генерационного тока – пропорциональность $I/L^{1/2}$.

На рис. 3 приведено сравнение экспериментальной выходной характеристики графенового транзистора в точке электронейтральности и результатов моделирования. В зависимости тока от V_D прослеживается суперлинейность, характерная для преобладания генерационной составляющей.

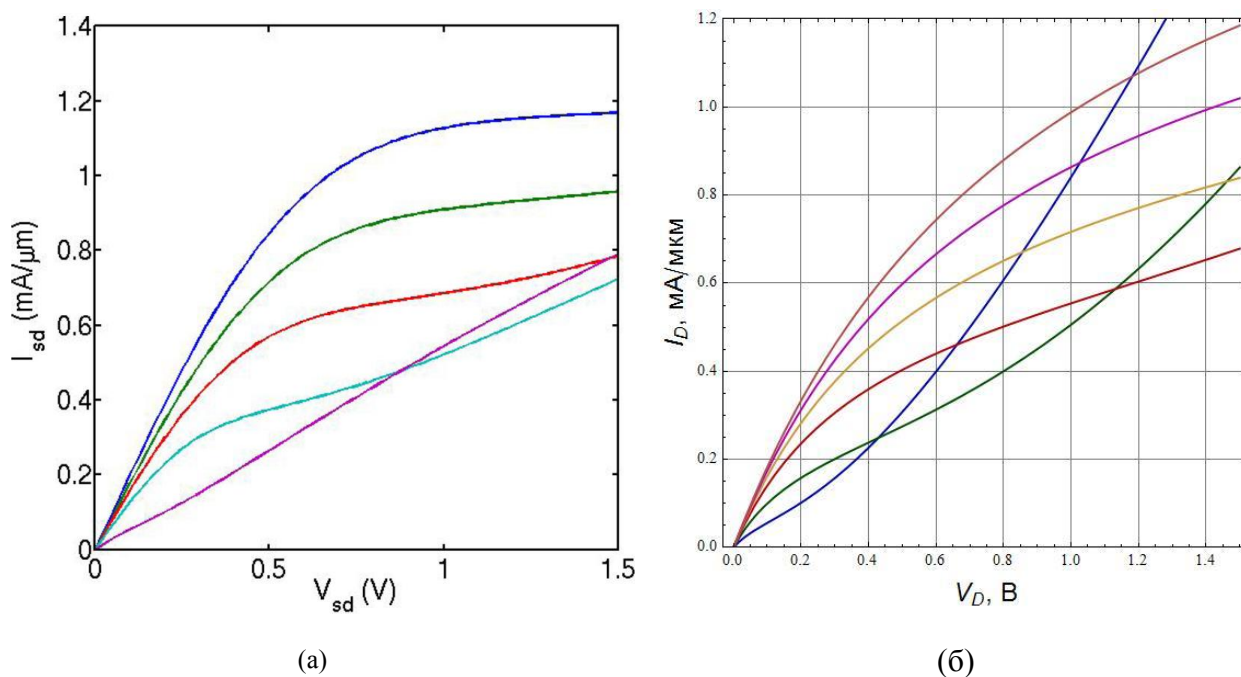


Рис. 1. Выходные характеристики (эксперимент [2] (а) и результаты моделирования (б)) при $d_{ox} = 8,5$ нм, $\epsilon_{ox} = 3.9$, $L = 0,44$ мкм, подвижности $10713 \text{ cm}^2/(\text{В}\times\text{с})$, емкости поверхностных состояний $C_{it} = 0$, напряжениях на затворе (снизу вверх) 0,2, 0,5, 1, 1,5, 2 В, $v_{opt} = 2,1 \times 10^7$ см/с, сопротивлении контактов $R_C = 450$ Ом

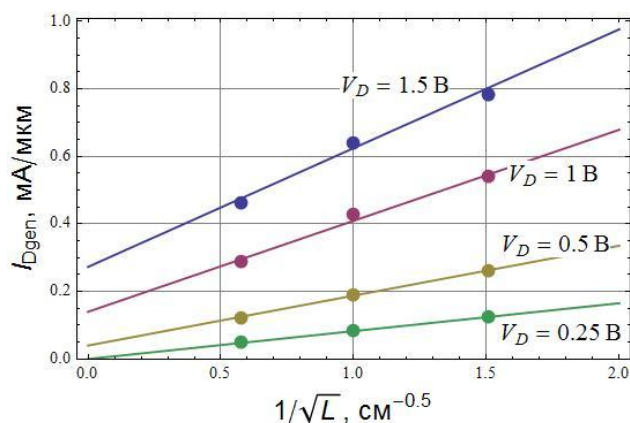


Рис. 2. Плотность генерационного тока как функция $1/L^{1/2}$ при $V_G = 0$, $d_{ox} = 8,5$ нм, $\epsilon_{ox} = 3,9$, $C_{it} = 0$ и различных V_D : 1,5 В (синяя кривая), 1,0 В (красная), 0,5 В (желтая), 0,25 В (зеленая). Точками показаны экспериментальные данные [2]

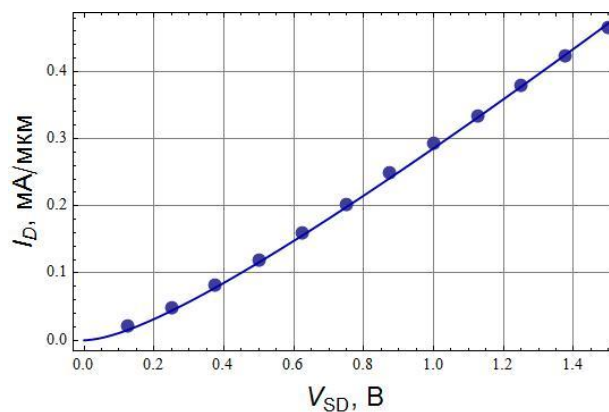


Рис. 3. Сравнение экспериментальной выходной характеристики графенового транзистора [2] и результатов моделирования с учетом генерации носителей при $d_{ox} = 8,5$ нм, $\epsilon_{ox} = 3,9$, $L = 3$ мкм, $V_G = 0$ В, подвижности $10713 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$, $C_{it} = 0$, $R_C = 2000$ Ом

Слова благодарности

Автор выражает благодарность Г.И. Зебреву за научное руководство.

Литература

1. Meric, I. et al., «Current saturation in zero-bandgap, top-gated graphene field-effect transistors», Nature Nanotech., 2008, 3, 654–659.
2. Meric, I. et al., "Graphene field-effect transistors based on boron nitride gate dielectrics," International Electron Devices Meeting, 2010, pp. 23.2.1-23.2.4.

Исследование нелинейно-оптических свойств метаматериалов с отрицательным показателем преломления методом Z-сканирования

Шорохов Александр Сергеевич

Студент

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: shorohov@nanolab.phys.msu.ru

Одной из важнейших задач современной лазерной физики и квантовой электроники является исследование и оптимизация параметров материалов, имеющих особенности структурирования, сравнимые или меньшие длины волны оптического излучения. Подобные структуры, относящиеся к классу так называемых метаматериалов, способны оказывать значительное воздействие на состояние проходящего через них света, что находит широкое применение в различных приложениях [1].

Для исследования нелинейно-оптических свойств метаматериала типа «fishnet» [2] с эффективным отрицательным показателем преломления в области телекоммуникационных длин волн была собрана схема Z-сканирования – методика, позволяющая быстро и эффективно измерять нелинейные добавки к показателям поглощения и преломления среды [3]. В качестве источника излучения использован инфракрасный фемтосекундный лазер с длиной волны 1.56 мкм. Лазерный импульс разделялся на два канала, один из которых представлял собой канал сравнения, а второй – систему из фокусирующих оптических элементов, электромеханического транслятора, в котором фиксировался образец, фильтров и полупроводникового детектора. В качестве исследуемой структуры для оптимизации и наладки схемы была выбрана золотая пленка толщиной 50 нм, напыленная на кварцевую подложку.

Экспериментально установлено, что собранная схема способна измерять нелинейные коэффициенты поглощения с точностью $4.3 \cdot 10^{-5}$ см/Вт для образцов толщиной 50 нм. Для исследуемого образца, представляющего собой золотую пленку, полученный нелинейный коэффициент поглощения составил $8.2 \cdot 10^{-3}$ см/Вт. Изучаемый метаматериал представляет собой наноструктурированную золотую пленку примерно той же толщины, поэтому можно ожидать, что нелинейные эффекты окажутся того же порядка величины и будут доступны измерению.

Литература

1. D.R. Smith, J.B. Pendry, M.C.K. Wiltshire, Science 305, 788 (2004).
2. M. Kafesaki, I. Tsiapa, N. Katsarakis, Phys. Rev. B 75, 235114 (2007).
3. M. Sheik-bahae, A.A. Said, E.W. Van Stryland, Op. Lett. 14, 955 (1989).