3-Физика полупроводников и диэлектриков (включая наносистемы)

Андреев Евгений Васильевич, аспирант 1 года обучения
Ростов-на-Дону, Южный федеральный университет, физический
Сильные и слабые релаксации: экспериментальные результаты
Богатин Александр Соломонович, к.ф.-м.н.
e-mail: *evgeniy.andreev@mail.ru* стр. 173

Андрюшина Инна Николаевна, м.н.с.
Ростов-на-Дону, Южный федеральный университет, НИИ физики ЮФУ
Специфика рекристаллизационного спекания твёрдых растворов системы ЦТС
Резниченко Лариса Андреевна, д.ф.-м.н.
e-mail: *futur6@mail.ru* стр. 174

Афанаскин Андрей Юрьевич, магистрант 2 года обучения
Нижний Новгород, Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, физический
Рамановская спектроскопия нанокристаллического кремния, синтезированного методом лазерного отжига аморфного кремния
Машин Александр Иванович, д.ф.-м.н.
e-mail: *A.Y.Afanaskin@gmail.com* стр. 176

Гричук Евгений Сергеевич, аспирант
Москва, Национальный исследовательский ядерный университет (МИФИ), экспериментальной и теоретической физики
Спин-поляризованный квантовый насос в графеновых нанолентах с границей - zigzag
Маныкин Эдуард Анатольевич, д.ф.-м.н.
e-mail: *esmconf@t-25.ru* стр. 179

Гричук Евгений Сергеевич, аспирант
Москва, Национальный исследовательский ядерный университет (МИФИ), экспериментальной и теоретической физики
Эффект адиабатического квантового насоса в графеновых нанолентах при резонансном туннелировании
Маныкин Эдуард Анатольевич, д.ф.-м.н.
e-mail: *esmconf@t-25.ru* стр. 177

Гуйдалаева Таисия Абакаровна, инженер
Махачкала, Дагестанский государственный университет, физический
Свойства гетероструктур на основе кремния и оксида цинка
Гусейханов Магомедбаг Кагирович, д.ф.-м.н.
e-mail: *taiysiy@yandex.ru* стр. 180

Гуштанов Курманали Минглибиевич, 5 курс
Волгоград, Волгоградский государственный педагогический университет, математики, информатики и физики
Энергетический спектр носителей заряда в сверхрешетке на основе графена
Глазов Сергей Юрьевич, к.ф.-м.н.
e-mail: *groznyi1989@mail.ru* стр. 181

Демешин Игорь Михайлович, аспирант
Череповец, Череповецкий государственный университет, Институт информационных технологий
Модели двойных квантовых ям
Осипов Евгений Борисович, д.ф.-м.н.
e-mail: *demeshin_i_m@mail.ru* стр. 183

Зарубанов Александр Александрович, аспирант
Новосибирск, Институт физики полупроводников СО РАН
Структура и люминесценция нанокристаллов CdS, сформированных методом Ленгмюра-Блоджетт на поверхности SiO2
Журавлев Константин Сергеевич, д.ф.-м.н.
e-mail: *alexsundr@mail.ru* стр. 184

Карзанова Мария Вадимовна, аспирант
Нижний Новгород, Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, физический
Влияние предварительного отжига на люминесцентные и электрофизические свойства структур: пористый кремний с вплавленным теллуритным стеклом с примесями редкоземельных элементов
Демидов Евгений Сергеевич, д.ф.-м.н.
e-mail: *cherrymary08@mail.ru* стр. 186

Каримов Шерзод Баходирович, аспирант 3 года обучения
Фергана, Ферганский государственный университет, физико -математический
Исследование плёночного фотовольтаического элемента теллурида кадмия
Каримов Бахадир Хошимович, к.ф.-м.н.
e-mail: *karimov-bakhadir@rambler.ru* стр. 187

Каримов Шерзод Баходирович, аспирант 3 года обучения
Фергана, Ферганский государственный университет, физико -математический
Тензочувствительность плёночных фотовольтаических элементов CdTe
Каримов Бахадир Хошимович, к.ф.-м.н.
e-mail: *karimov-bakhadir@rambler.ru* стр. 188

Королев Дмитрий Сергеевич, 4 курс
Нижний Новгород, Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, физический
Влияние ионной имплантации золота на люминесцентные свойства однослойных и многослойных массивов нанокристаллов кремния
Михайлов Алексей Николаевич, к.ф.-м.н.
e-mail: *dmkorolev@mail.ru* стр. 189

Куликов Олег Николаевич,
Краснодар, ОАО `Сатурн`
Инверсная S-характеристика двухпереходной полупроводниковой структуры
e-mail: *oleg_kulikov@pochtamt.ru* стр. 191

Лыу Ньян Тхи, 5 курс
Волгоград, Волгоградский государственный технический университет, электронной и вычислительной техники
Реверсивные зависимости диэлектрической проницаемости в керамике SBN-75
Бурханов Анвер Идрисович, д.ф.-м.н.
e-mail: *luunhan20686@yahoo.com* стр. 192

Миллер Александр Иванович, аспирант 2 года обучения
Ростов-на-Дону, Южный федеральный университет, НИИ физики ЮФУ
Фазообразование в сегнетоэлектриках-релаксорах при механохимическом синтезе
Резниченко Лариса Андреевна, д.ф.-м.н.
e-mail: *milleriada@mail.ru* стр. 193

Мозжерин Александр Владимирович, м.н.с.
Красноярск, Сибирский федеральный университет, инженерной физики и радиоэлектроники
Исследование структурных дефектов сульфида цинка, легированного галлием или индием
Логинов Юрий Юрьевич, д.ф.-м.н.
e-mail: *rfmoz@rambler.ru* стр. 194

Назарчук Юлия Николаевна, 6 курс
Томск, Томский государственный университет, физический
Феноменологическая модель распределения контактной разности потенциалов по периферии контактов Au/n-GaAs
Бобровникова Ирина Анатольевна, к.ф.-м.н.
e-mail: *julnaznik@mail.ru* стр. 195

Обухов Сергей Владимирович, ст. преподаватель
Томск, Томский государственный педагогический университет, Физико-математический
Расчет ширины спектральной линии прямого экситона в Ge под давлением
Тютерев Валерий Григорьевич, д.ф.-м.н.
e-mail: *redhg@yandex.ru* стр. 196

Осинных Игорь Васильевич, 5 курс
Новосибирск, Новосибирский государственный университет, физический
Фотолюминесценция GaN/AlGaN структур с двумерным электронным газом при высоком уровне возбуждения
Журавлев Константин Сергеевич, д.ф.-м.н.
e-mail: *osinus-sb@ya.ru* стр. 197

Павелко Алексей Александрович, м.н.с.
Ростов-на-Дону, Южный федеральный университет, НИИ физики ЮФУ
Аномалии диэлектрической проницаемости твердых растворов феррита висмута с ортоферритами редкоземельных элементов в области температур (300-1000)К
Резниченко Лариса Андреевна, д.ф.-м.н.
e-mail: *dipoleglass@gmail.com* стр. 198

Павленко Анатолий Владимирович, аспирант 2 года обучения
Ростов-на-Дону, Южный федеральный университет, НИИ физики ЮФУ
Высокотемпературные диэлектрические и структурные свойства керамики 0.1BiFeO3-0.9KNbO3
Резниченко Лариса Андреевна, д.ф.-м.н.
e-mail: *tolik_260686@mail.ru* стр. 199

Пряхина Виктория Игоревна, 3 курс
Екатеринбург, Уральский государственный университет им. А.М. Горького, физический
Формирование квазирегулярной микродоменной структуры в монокристаллах легированного оксидом магния ниобата лития после ионной бомбардировки
Шур Владимир Яковлевич, д.ф.-м.н.
e-mail: *victoria.pryahina@labfer.usu.ru* стр. 200

Сережкин Александр Михайлович, аспирант
Волгоград, Волгоградский государственный архитектурно-строительный университет, институт экологии
Диэлектрические свойства керамики Pb(Fe1/2Ta1/2)O3 в широкой температурной области при сильных смещающих полях
Бурханов Анвер Идрисович, д.ф.-м.н.
e-mail: *amserezhkin@yandex.ru* стр. 201

Старикова Ирина Валерьевна, магистрант 2 года обучения
Кемерово, Кемеровский государственный университет, физический
Упругие и механические свойства нитридов серебра
Журавлев Юрий Николаевич, д.ф.-м.н.
e-mail: *irina.starikova-@mail.ru* стр. 202

Судоргин Сергей Александрович, 6 курс
Волгоград, Волгоградский государственный университет, физики и телекоммуникаций
Транспортные коэффициенты бислоя графена
Лебедев Николай Геннадьевич, д.ф.-м.н.
e-mail: *sergsud@mail.ru* стр. 203

Та Динь Хиен, 6 курс
Волгоград, Волгоградский государственный технический университет, электроники и вычислительной техники
Энергетический спектр электронов двухслойных графенов, допированных атомами щелочных металлов
Литинский Аркадий Овсеевич, д.х.н.
e-mail: *hien18385@yahoo.com* стр. 205

Таланов Михаил Валерьевич, м.н.с.
Ростов-на-Дону, Южный федеральный университет, НИИ физики ЮФУ
Влияние поляризации на диэлектрический отклик сегнетоэлектрических керамик
Резниченко Лариса Андреевна, д.ф.-м.н.
e-mail: *tmikle-man@mail.ru* стр. 206

Тихонов Александр Владимирович, 6 курс
Новосибирск, Новосибирский государственный университет, физический
Изучение влияния условий роста на струткурное качество слоев AlN методом рентгеновской дифракции
Журавлев Константин Сергеевич, д.ф.-м.н.
e-mail: *tihonalex@mail.ru* стр. 208

Турапин Алексей Михайлович, аспирант
Томск, Томский государственный университет, радиофизический
Исследование характеристик солнечных элементы на основе Si (100) с квантовыми точками Ge
Коханенко Андрей Павлович, д.ф.-м.н.
e-mail: *alex22@sibmail.com* стр. 210

Хохряков Семен Владимирович, 4 курс
Ижевск, Удмуртский государственный университет, физико - энергетический
Синтез и исследование структуры наноразмерных структур на основе селенида цинка в матрицах пористого оксида алюминия
Валеев Ришат Галеевич, к.ф.-м.н.
e-mail: *dezik90@mail.ru* стр. 211

Черкесов Сергей Владимирович, 6 курс
Ростов-на-Дону, Южный федеральный университет, физический
Поглощение и излучение электромагнитной СВЧ энергии пьезокерамикой
Сидоренко Евгений Никифорович, к.ф.-м.н.
e-mail: *alexander_shloma@mail.ru* стр. 212

Чукавин Андрей Игоревич, 4 курс
Ижевск, Удмуртский государственный университет, физико-энергетический
Синтез и исследование структуры наноразмерных структур на основе германия в матрицах пористого оксида алюминия
Валеев Ришат Галеевич, к.ф.-м.н.
e-mail: *superx2@mail.ru* стр. 214

Шестаков Александр Константинович, аспирант
Новосибирск, Новосибирский государственный университет, физический
Компьютерное исследование процессов, происходящих в канале GaAs ПТШ, полученном с помощью ионной имплантации, при изменении параметров его профиля
Журавлев Константин Сергеевич, д.ф.-м.н.
e-mail: *shestakov@thermo.isp.nsc.ru* стр. 215

Яворський Ярослав Святославович, аспирант
Ивано-Франковск, Прикарпатский национальный университет им. Василия Стефаника, физико-технический
Механизмы роста и топология наноструктур соединений IV-VI, полученных из паровой фазы
Лопянко Михаил Антонович, к.ф.-м.н.
e-mail: *freik@pu.if.ua* стр. 216

Якунина Елена Михайловна, 6 курс
Екатеринбург, Уральский государственный университет им. А.М. Горького, физический
Формирование регулярных нанодоменных структур в монокристаллах ниобата лития с помощью импульсного лазерного нагрева
Шур Владимир Яковлевич, д.ф.-м.н.
e-mail: *eyakuninaart@gmail.com* стр. 217

Сильные и слабые релаксации: экспериментальные результаты

Андреев Евгений Васильевич
Южный федеральный университет
Богатин Александр Соломонович, к.ф.-м.н.
evgeniy.andreev@mail.ru

Принято считать, что увеличение сквозной электропроводности $\sigma_{ст}$ диэлектриков, в которых развивается релаксационная поляризация, приводит к уменьшению значений тангенса угла диэлектрических потерь tgδ, в его частотной зависимости, а затем и к полному исчезновению экстремумов. Нам удалось показать, что может иметь место иное влияние сквозной электропроводности на tgδ(ω). Рост $\sigma_{ст}$ может приводить в увеличению разности значений tgδ в экстремумах. В первом случае релаксация в диэлектриках названа нами слабыми, во втором – сильными.

Мы выяснили причину различия частотного поведения tgδ. Выражение для tgδ диэлектрика определяется двумя слагаемыми tgδ = tgδ A+ tgδ B.

tgδ A описывает вклад сквозной электропроводности в tgδ диэлектрика, а tgδ B – вклад, собственно, релаксационного процесса. При больших электропроводностях именно tgδ A определяет частотное поведение tgδ.

Выражение для вклада сквозной проводимости в тангенс угла диэлектрических потерь при любом распределении релаксаторов имеет вид:

$$tg\delta A = \frac{\sigma_{cm}/(\omega\varepsilon_0)}{\varepsilon_\infty + F(\omega, \Delta\varepsilon, \tau)} \qquad (1)$$

В выражении (1) функция $F(\omega, \Delta\varepsilon, \tau)$ дает вклад в диэлектрическую проницаемость релаксационного процесса (τ – его время релаксации). Явный вид этой функции зависит от выбранного распределения релаксаторов. В случае сильных релаксационных процессов в частотных зависимостях мнимых частей комплексной проводимости *σ″* также имеются экстремумы (максимум и минимум), а в случае слабых процессов частотная зависимость *σ″(ω)* является монотонной. Выражение для *σ″(ω)* имеет вид:

$$\sigma'' = \omega(\varepsilon_\infty + F(\omega, \Delta\varepsilon, \tau)) \qquad (2)$$

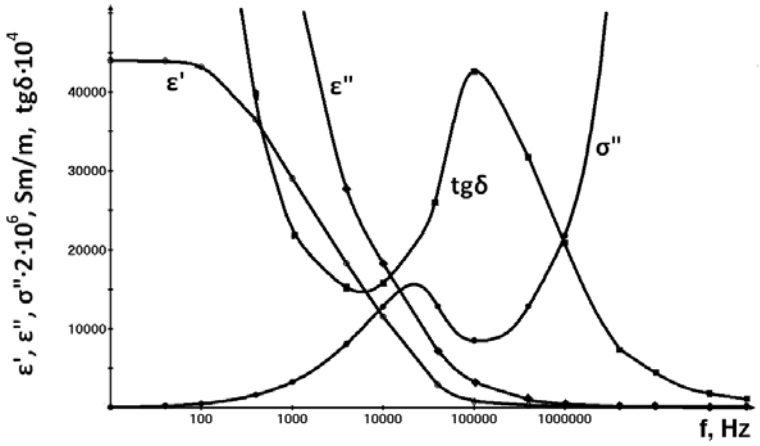


рис.1 Частотные зависимости электрических параметров керамического диэлектрика $La_{0,4}Ca_{0,6}Mn_{0,4}Ti_{0,6}O_3$. Температура -50^{0}C. Расчет параметров проведен по данным [4]

Это означает, что уже отмечалось ранее, выражения (1) и (2) с точностью до константы являются взаимно обратными функциями. Экстремумы в этих двух выражениях совпадают по частоте. Причину разделения релаксационных процессов на сильные и слабые можно найти, исследуя выражение (13), что проще, чем исследования выражения (1). Выражение (2) представляет произведение двух функций *y=ω*; и $\varepsilon' = (\varepsilon_\infty + F(\omega, \Delta\varepsilon, \tau))$. Таким образом, наличие или отсутствие экстремумов в указанных зависимостях (1), (2) зависит от соотношения ε_∞ и $\Delta\varepsilon$ и их функциональной связи, определяемой используемым распределением релаксаторов. Априори ясно, что необходима отсутствовавшая до сих пор классификация релаксационных процессов по величине их вклада в диэлектрическую проницаемость диэлектрика. Таким образом, найденные критерии перехода от сильных процессов к слабым являются неким математическим выражением сравнения

вкладов процессов релаксационных поляризаций и быстрых поляризационных процессов, что и позволяет осуществить такую классификацию. В самой функции ε' граница разделения процессов не видна, но при ее умножении на ω эта граница выявляется, что проявляется в частотном поведении таких технических характеристик, как σ'' и tgδ при большой электропроводности.

Анализ литературных данных показывает, что сильные релаксации действительно часто наблюдаются в гетерогенных материалах. К их числу относятся пластифицированные полимеры нанокомпозитных электролитов [1-2]. В этих материалах при наличии дисперсии ε´ отсутствуют частотные экстремумы ε″. По литературным данным о частотном поведении ε´ и ε″ нами просчитаны частотные зависимости $tg\delta$ и σ''. В зависимостях $tg\delta(\omega)$ и $\sigma''(\omega)$ обнаружены экстремумы, которые свидетельствуют о том, что релаксационные процессы являются сильными. Сильные релаксационные процессы могут развиваться и в керамических материалах [3-4] (рис. 1), а также в других гетерогенных структурах [5].

Список публикаций:
[1] R.J. Sengwa, S. Choudhary, S. Sankhla. Express Polymer Letters 2, №11, 800(2008).
[2] R.J. Sengwa, Shobhna Choudhary, Scnu Sankhla. Indian Jornal of Engineering and Materials Sciences 16, 395 (2009)
[3] Ying Wang, Lei Ni , Xiang Ming Chen. J.Mater Sci : Mater Electron DOI 10.1007/s 10884-010-0140-9 (2010).
[4]Walter Chartes Primus, Abdul Halim Shaari, Wan Mohd.Daur Wan Yusoff,Zainal Abidin Talib, Mazni Mustafa. J.ofFundamental Sciences 5, 63 (2009).
[5]И.А.Малышкина, С.Е.Бурмистров, Н.Д.Гаврилова Высокомолек. соед., сер. 47,№8, 1563 (2005).

Специфика рекристаллизационного спекания твёрдых растворов системы ЦТС

Андрюшина Инна Николаевна
Андрюшин Константин Петрович
Научно – исследовательский институт физики Южного федерального университета
Резниченко Лариса Андреевна, д.ф.-м.н.
futur6@mail.ru

До сих пор остаётся актуальным использование в пьезотехнике ЦТС - керамик, основой которых являются твёрдые растворы (ТР) бинарной системы $Pb(Ti_xZr_{1-x})O_3$. В подавляющем большинстве промышленно выпускаемые функциональные сегнетопьезокерамические материалы (СПКМ) базируются именно на этой платформе. Учитывая, что свойства таких СПКМ, в основном, определяются кристаллической структурой (формирующейся при (600÷800)^{o}C, микроструктурой (образующийся при (800÷1100)^{o}C, то есть на фоне уже существующего структурного мотива) и плотностью керамического спёка, целесообразно установить динамику изменения последней, а также размера кристаллитов в полном интервале растворимости компонентов системы. Это представляется разумным как с точки зрения выявления корреляции между фазовой и зёренной структурами ТР, так и возможностью управления микроструктурой керамик вариацией соотношения компонентов, то есть положения ТР на фазовой диаграмме системы.

Состав изучаемых ТР отвечает формуле $Pb(Ti_xZr_{1-x})O_3$ ($0.0 \le x \le 1.0$). В интервалах $0.06 \le x \le 0.12$ и $0.30 \le x \le 0.37$ исследовательский концентрационный шаг $\Delta x=0.01$; при $0.12 \le x \le 0.30$ $\Delta x=0.02$, в диапазонах $0.37 \le x \le 0.42$ и $0.52 \le x \le 0.57$ $\Delta x = 0.01$; при $0.42 < x < 0.52$ – $\Delta x = 0.005$, а при $0.57 \le x \le 1.0$ $\Delta x=0.0025$.

Образцы ТР системы ЦТС получены по обычной керамической технологии (твердофазный синтез, спекание без приложения давления). Перед спеканием образцов пресс - порошки формовались в виде столбиков Ø12х20мм. Спеченные столбики подвергались механической обработке (резке по плоскости, шлифовке по плоским поверхностям и торцам) с целью получения измерительных образцов Ø10х1мм. В каждом составе таких образцов было 8-10 штук.

Исследование микроструктуры проводили в отраженном свете на оптическом микроскопе Leica DMI5000M. Образцы предварительно шлифовали на мелкозернистой абразивной бумаге. Затем осуществляли более тонкую шлифовку на свободном абразиве, имеющем размер частиц $D \le 5$ мкм. в присутствии водной среды. Далее образцы полировали также в водной среде с применением порошка Cr_2O_3 с размером частиц от 0,1 до 0,2 мкм. Качество обработки на двух последних этапах контролировали с помощью микроскопа (режимы: светлое поле и поляризованный свет). Визуализацию межкристаллитных границ сегнетокерамик производили методом химического травления. Основой являлся кислотный травитель (5 % водный раствор концентрированной азотной кислоты с добавлением 15 капель концентрированной плавиковой кислоты на 200 мл травителя), который в зависимости от реакционной активности индивидуальных материалов мог разбавляться дистиллированной водой. Времена травления, как и концентрации травителя, подбирали для каждого материала в интервале от 0,5 до 10 минут по характеру реализуемой картины.

Рентгенографические исследования проводили методом порошковой дифракции с использованием дифрактометров ДРОН-3 и АДП (FeK_α-излучение; Mn-фильтр; FeK_β-излучение; схема фокусировки по Брэггу - Брентано). Рентгеновскую плотность ($\rho_{рентг.}$) находили по формуле: $\rho_{рентг.}= 1.66*M/V$, где M - вес формульной единицы в граммах, V – объем перовскитной ячейки в Å. Определение экспериментальной ($\rho_{эксп.}$) плотности образцов осуществляли методом гидростатического взвешивания, где в качестве жидкой среды использовали октан. Плотность рассчитывали по формуле $\rho_{эксп..}=(\rho_{окт} *m_1)/(m_2-m_3+m_4)$, где $\rho_{окт}$ – плотность октана, m_1 – масса сухой заготовки, m_2 – масса заготовки, насыщенной октаном, m_3 – масса насыщенной заготовки, взвешенной в октане с подвесом, m_4 – масса подвеса для заготовки. Относительную плотность ($\rho_{отн.}$) рассчитывали по формуле ($\rho_{эксп.}/\rho_{рентг.}$)*100%.

Рассмотрена специфика рекристаллизационного спекания ТР системы ЦТС. Показано, что $\rho_{эксп.}$ и средний размер зёрен кристаллитов ($\overline{D}$) по мере накопления $PbTiO_3$ не монотонно возрастают с формированием относительно четких и размытых максимумов. Их локализация в окрестности морфотропной области (МО) и $R3c \rightarrow R3m$ перехода (рис. 1а, б), несомненно, является следствием активизации диффузионных и рекристаллизационных процессов, массопереноса за счет мобильности здесь всех структурных элементов: межфазных, доменных границ, вакансий и пр. в условиях минимальной деформации структуры, когда даже незначительное изменение катионного состава оказывает существенное влияние на свойства объектов. Поскольку окончательное формирование поликристаллической структуры (целостного керамического “черепка”, зеренного строения) объектов осуществляется при температурах намного выше температуры Кюри (T_K), можно предположить существование в кубической (К)- фазе (при $T>T_K$) эффекта “памяти” ситуации, характерной для полярных фаз. В пользу этого свидетельствует аномальное изменение объема элементарной ячейки в параэлектрической кубической фазе ТР с соотношением компонентов, отвечающих морфотропной области (МО) (рис. 1в). Кроме того, известные различия в когезионных свойствах (теплотах образования, энтропии, энтальпии, параметрах взаимодействия компонентов, внутренней энергии решеток и пр.) реальных сред- компонентов ТР ЦТС, обусловленных межатомными и межмолекулярными взаимодействиями различной природы, могут оказать серьезное влияние на характер физических процессов, управляющих структурными переходами и связанными с ними особенностями разного рода микро, - и макроскопических свойств.

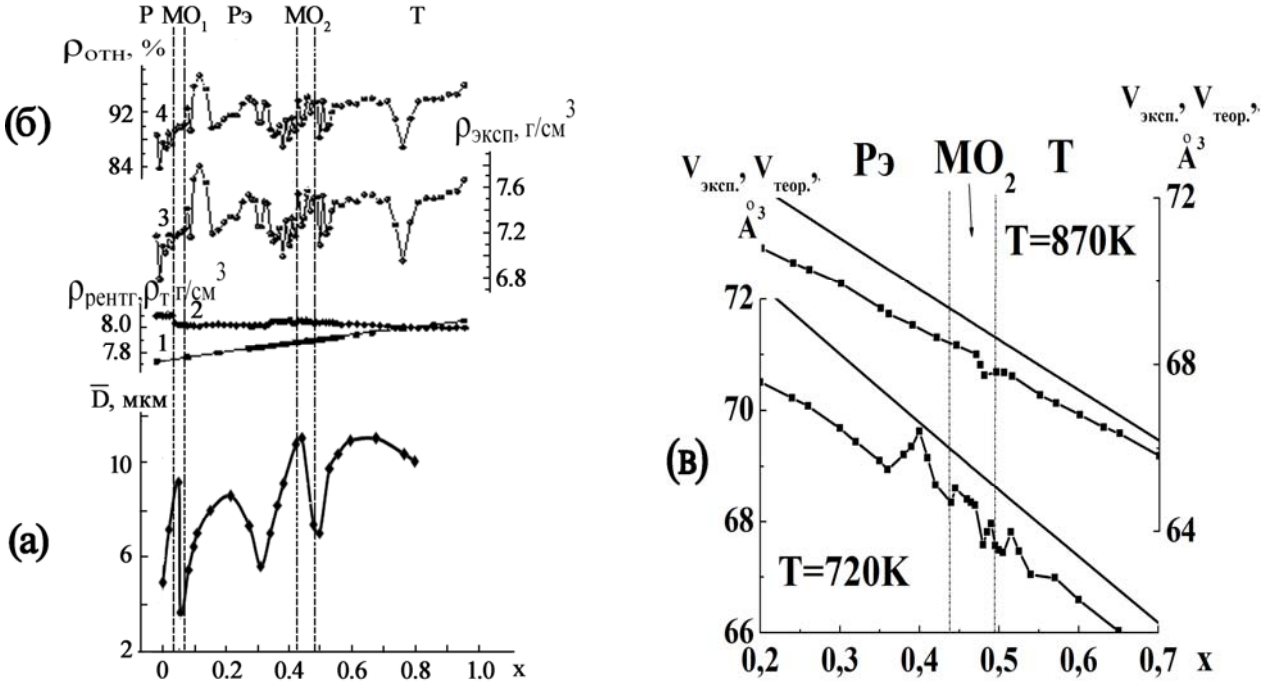


рис.1. Зависимости среднего размера зерна (а), плотностей (б) и объёма элементарной ячейки (в) ТР системы ЦТС от концентрации компонентов.

Пологий максимум в Т-области, скорее всего, обусловлен искусственным занижением температуры спекания из-за склонности высокоплотного $PbTiO_3$ к саморазрушению.

Рамановская спектроскопия нанокристаллического кремния, синтезированного методом лазерного отжига аморфного кремния

Афанаскин Андрей Юрьевич

Ершов Алексей Валентинович, Машин Александр Иванович, Нежданов Алексей Владимирович

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Машин Александр Иванович, д.ф.-м.н.

A.Y.Afanaskin@gmail.com

Исследование наноструктур на основе кремния безусловно является одним из важнейших направлений современной науки. В силу своей доступности и распространенности, а также технологической освоенности, перспективность использования кремния, как передового материала будущей нанотехнологии, не вызывает сомнений. Кроме того, по физико-химическим свойствам кремний наиболее близок к углероду, что позволяет говорить о возможности синтеза наноструктур кремния, аналогичных углеродным, таких как фуллереноподобные кластеры, нанотрубки и др. Важной задачей является также разработка и оптимизация методов получения нанокристаллов кремния, благодаря широкому спектру их применения в приборах электроники и оптоэлектроники. Одним из таких методов является лазерный отжиг аморфного кремния, который, в частности, позволяет реализовать синтез нанокристаллов, на легкоплавких, а следовательно и недорогих, подложках. Однако известно, что способ приготовления аморфного кремния существенно сказывается на его физико-химических свойствах, что должно отражаться на свойствах синтезированных нанокристаллов.

В данной работе исследуется влияние условий получения пленок аморфного кремния, таких как температура подложки и отжига в вакууме, на рамановские спектры нанокристаллических включений, синтезированных с помощью лазерного отжига.

Исходные образцы представляли собой пленки аморфного кремния, толщиной ~ 500 нм, на подложке кристаллического кремния, полученные методом электронно-лучевого испарения с помощью модернизированной вакуумной установки ВУ-1А, оснащенной системой фотометрического контроля S150-1024/124 СП «Солар ТИИ». Температуры подложек в процессе напыления составляли T_s = 200, 250 и 300ºС. Давление остаточных газов в камере не превышало ~10^{-4} Па. Последующий отжиг образцов осуществлялся в вакууме при давлении ~10^{-4} Па в течении 30 мин при температурах T_a = 350, 400, 500, 600 и 700ºС.

Спектроскопические исследования и лазерный отжиг образцов выполнялись на воздухе с использованием возможностей СЗМ комплекса рамановской спектроскопии NTEGRA Spectra. Использовался лазер с длиной волны 473 нм и максимальной мощностью 12 мВт. Вариация мощности излучения осуществлялась фильтром переменной оптической плотности в диапазоне 0,01-12 мВт. Исследование спектров комбинационного рассеяния света (КРС) осуществлялось в диапазоне 150-1000 см$^{-1}$ в режимах скрещенной и параллельной поляризаций.

На рис. 1 представлен типичный рамановский спектр области, подвергнутой локальному лазерному отжигу, размер которой, согласно данным конфокальной микроскопии, составлял ~1 мкм. На спектре выделены составляющие аморфной и нанокристаллической фаз, в соответствии с методикой, описанной в [1].

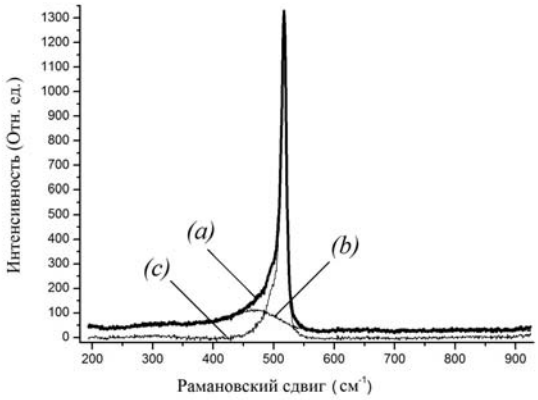


рис. 1 Типичный рамановский спектр области, подвергнутой локальному лазерному отжигу: (a) исходный спектр, (b) вклад аморфной фазы, (c) вклад нанокристаллической фазы.

Узкий интенсивный пик на линии ~ 517 см$^{-1}$, соответствует рассеянию на поперечных оптических (ТО) фононах в нанокристаллах кремния, размер которых, согласно [2], составляет ~4 нм. Влияние параметров получения исходных пленок аморфного кремния на положение пика показано на рис. 2.

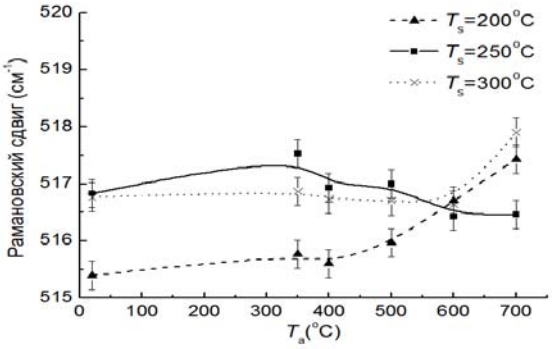


рис. 2 Зависимость положения пика рамановского спектра, соответствующего рассеянию на ТО фононах нанокристаллического кремния, синтезированного лазерным отжигом, от параметров получения исходных пленок аморфного кремния: температур подложки и отжига в вакууме.

Восходящий характер зависимостей может свидетельствовать о возрастании размеров нанокристаллитов с ростом температур отжига и подложки. Специфический характер зависимости при температуре подложки 250ºС, может являться следствием возникновения кремниевых мультисвязей, возможность образования которых подробно рассмотрена в [3]. Исследования в режимах параллельной и скрещенной поляризаций не выявили существенных различий, что может свидетельствовать об отсутствии включений вюрцитной фазы кремния[4].

Список публикаций:

[1] Smit C.,R.A.C.M.M.van Swaaij,Donker H.,A.M.H.N.Petit,W.M.M. Kessels,and M.C.M van de Sanden,J.Appl.Phys.94,3582 (2003)
[2] Faraci G., Gibilisco S., Russo P., Pennisi A.R., Rosa S., Phys. Rev. B. 73, 033307 (2006)
[3] Хохлов А.Ф. Аллотропия кремния / А.Ф. Хохлов, А.И. Машин. - Н. Новгород: Изд-во Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,2002. 222 с.
[4] Bandet J., Despax B., Caumont M., J. Phys. D: Appl. Phys. 35, 234 (2002)

Эффект адиабатического квантового насоса в графеновых нанолентах при резонансном туннелировании

Гричук Евгений Сергеевич
Маныкин Эдуард Анатольевич
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Маныкин Эдуард Анатольевич, д.ф.-м.н.
esmconf@t-25.ru

Графен – монослой атомов углерода, соединённых в гексагональную двумерную кристаллическую решётку – был экспериментально получен в 2004 году. Огромный интерес к графену обусловлен, прежде всего, его необычными электронными свойствами. Низкоэнергетические электронные возбуждения в графене, имеющие линейный закон дисперсии, описываются уравнением типа уравнения Дирака для безмассовой частицы. Это приводит к ряду особенностей в электронных свойствах графена (парадокс Клейна, полуцелый квантовый эффект Холла, электронная линза Веселаго и др.) [1]. Графен и его производные также рассматриваются в качестве перспективного материала для изготовления полевых транзисторов и других компонент наноэлектроники. Существенный интерес представляет изучение нестационарных явлений в мезоскопических системах. Одним из примеров таких явлений является эффект квантового насоса, который заключается в возникновении конечного среднего тока через систему при периодическом изменении её внешних параметров (например, потенциалов затворов) в отсутствие внешнего приложенного напряжения [2, 3]. Если параметры меняются адиабатически – с частотой много меньшей обратного характерного времени прохождения электрона через устройство – проходящий через систему заряд может быть выражен через стационарную матрицу рассеяния системы [2, 3]. Эффект адиабатического квантового насоса в графене изучался в дираковском приближении в работах [4, 5].

В настоящей работе изучается эффект адиабатического квантового наноса в графеновых нанолентах с границами типов «armchair» и «zigzag» в режиме резонансного туннелирования. Схематически устройство

показано на *рис.1a*. Графеновые наноленты моделируются в приближении сильной связи с учётом взаимодействия между ближайшими соседями. Такое приближение даёт правильное качественное описание электронной структуры нанолент и в то же время позволяет моделировать структуры, состоящие из нескольких сотен и тысяч атомов. Потенциальные барьеры U_i моделируются с помощью добавления постоянной энергии к соответствующим диагональным матричным элементам гамильтониана. Гамильтониан системы имеет вид:

$$H = -t\sum_{\langle ij\rangle} a_i^{\dagger} a_j + \sum_{k=1}^{2} U_k \sum_{i\in(U_k)} a_i^{\dagger} a_i \,, \qquad (1)$$

где $a_i^{\dagger}$ и a_i – операторы рождения и уничтожения электрона на узле i, t – матричный элемент перескока между ближайшими соседними узлами (для графена типичное значение $t = 2.7$ эВ).

В адиабатическом приближении заряд, протекающий через устройство за один период изменения потенциалов $U_i(t)$, с помощью формулы Броуэра [2] может быть выражен через матрицу рассеяния системы, для вычисления которой использован стандартный метод равновесных функций Грина с применением рекурсивных алгоритмов. Эффекты электрон-электронного взаимодействия и наличие у электрона спина не учитывались.

На *рис.1b* и *рис.1c* показаны зависимости полного протекшего через систему заряда от энергии Ферми E_F носителей в контактах для нанолент «armchair» и «zigzag», соответственно. При энергиях электронов, близких к энергиям квазисвязанных состояний в устройстве, наблюдается резонансное туннелирование и квантование прошедшего заряда [6]. При пересечении точки A (см. *рис.1a*) квазисвязанное состояние в устройстве опускается ниже E_F и заполняется электроном из левого контакта (т. к. $U_1 < U_2$), в точке B квазисвязанное состояние поднимается выше E_F и опустошается в правый контакт ($U_1 > U_2$). Таким образом, в нанолентах с границей «armchair» вся резонансная кривая кондактанса системы даёт вклад в перенос одного электрона через систему за время одного цикла изменения приложенных потенциалов. Аналогичное поведение наблюдается в квантовых точках на основе обычных полупроводников [7].

Случай нанолент с границами «zigzag» оказывается более интересным вследствие наличия резонансов отражения в таких структурах. Возникновение этих резонансов связано с образованием дискретных связанных состояний под барьером и аналогично эффекту Фано. Эти резонансы разделяют резонансную кривую на отдельные участки, каждый из которых отвечает переносу одного электрона через систему. В противоположность случаю границы «armchair» перенос возможен как в одну, так и в другую сторону, в зависимости от того, какую часть резонансной кривой обходит контур на плоскости (U_1, U_2), поскольку теперь прозрачность барьера не является монотонной функцией его высоты за счёт резонансов отражения – квазисвязанное состояние в точке A может заполняться электроном из правого контакта и опустошаться в точке B в левый контакт в противоположность случаю границы «armchair». Этому случаю соответствует значение $Q = -e$ на *рис.1c*.

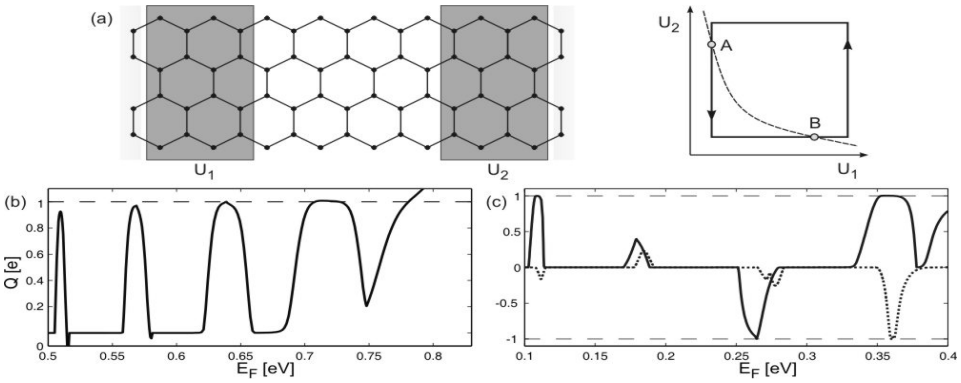


рис.1. (a) Схематическое изображение устройства на основе наноленты с границей «zigzag», контур управляющих потенциалов $U_1(t)$ и $U_2(t)$ и резонансная кривая кондактанса (пунктирная линия); Типичные зависимости прошедшего через систему заряда Q за один период изменения потенциалов от энергии Ферми E_F в контактах для нанолент с границей «armchair» (b) и «zigzag» (c) для разных контуров. См. [6].

Список публикаций:

[1] A.H. Castro Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres et al., Rev. Mod. Phys., 81, 109 (2009).
[2] P. W. Brouwer, Phys. Rev. B, 58, R10135 (1998)
[3] M. Moskalets, M. Büttiker, Phys. Rev. B, 66, 205320 (2002).
[4] E. Prada, P. San-Jose, H. Schomerus, Phys. Rev. B, 80, 245414 (2009).
[5] R. Zhu, H. Chen, Appl. Phys. Lett., 95, 122111 (2009).
[6] E. Grichuk, E. Manykin, EPL, 92, 47010 (2010).
[7] V. Kashcheyevs, A. Aharony, O. Entin-Wohlman. Phys. Rev., B, 69, 195301 (2004).

Спин-поляризованный квантовый насос в графеновых нанолентах с границей «zigzag»

Гричук Евгений Сергеевич
Маныкин Эдуард Анатольевич
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Маныкин Эдуард Анатольевич, д.ф.-м.н.
esmconf@t-25.ru

Экспериментальное открытие графена в 2004 году привело к большому всплеску активности в области теоретического и экспериментального исследования его свойств. Хотя сам графен не обладает магнитным порядком, некоторые его производные (квантовые точки, наноленты и т. п.) проявляют магнетизм. Учитывая слабость сверхтонкого взаимодействия (только около 1% атомов углерода являются изотопами C_{13} с отличным от нуля ядерным спином), а также слабость спин-орбитального взаимодействия, предсказываются большие значения времён и длин спиновой релаксации в графене. Экспериментально наблюдались длины спиновой релаксации до нескольких микрометров при комнатной температуре [1]. Таким образом, ожидается, что графеновые устройства могут найти многочисленные применения в спинтронике.

Изучение нестационарных явлений в мезоскопических системах представляет существенный интерес. Одним из примеров таких явлений является эффект квантового насоса, который заключается в возникновении конечного среднего тока через систему при периодическом изменении её внешних параметров (например, потенциалов затворов) в отсутствие внешнего приложенного напряжения. При адиабатическом изменении параметров проходящий через систему заряд может быть выражен через стационарную матрицу рассеяния системы [2, 3]. В графеновых нанолентах эффект был рассмотрен авторами ранее без учёта магнитной структуры [4]. Наличие же такой структуры у нанолент с границей «zigzag» открывает возможность генерирования электронных и спиновых токов.

В настоящей работе рассматривается эффект адиабатического спин-поляризованного квантового наноса в графеновых нанолентах с границей «zigzag». Схематически устройство показано на *рис.1a*. Графеновые наноленты моделируются в рамках простого приближения сильной связи. Потенциальные барьеры U_i моделируются с помощью добавления постоянной энергии к соответствующим диагональным матричным элементам гамильтониана. Гамильтониан системы имеет вид:

$$H = -\sum_{ij,s} a_{is}^{\dagger} t_{ij} a_{js} + \sum_{k=1}^{2} U_k \sum_{i\in(U_k),s} a_{is}^{\dagger} a_{is} + \sum_{i,ss'} \frac{m_{is}}{2} a_{is}^{\dagger} \sigma_{ss'}^{z} a_{is'} , \qquad (1)$$

где $a_{is}^{\dagger}$ и a_{is} – операторы рождения и уничтожения электрона со спином s на узле i, а суммирование в первом слагаемом проводится по ближайшим соседям (i, j) с $t_{ij} = t$ и по вторым ближайшим соседям с $t_{ij} = t'$. Для графена типичное значение $t = 2.7$ эВ, $t' = 0.1t$. Локальная намагниченность m_{is} в (1) предполагается постоянной на каждой из подрешёток, что приводит к зонной структуре, качественно согласующейся с вычислениями с помощью модели Хаббарда и с помощью метода функционала плотности [5]. Имея в виду это обстоятельство, $m_{is} = m_0 s$ на одной подрешётке и $m_{is} = -m_0 s$ на другой, $s = \pm 1$ – направление спина электрона.

В адиабатическом приближении заряд, протекающий через устройство за один период изменения потенциалов $U_i(t)$, с помощью формулы Броуэра [2] может быть выражен через матрицу рассеяния системы, для вычисления которой использован стандартный метод равновесных функций Грина с применением рекурсивных алгоритмов. Эффекты электрон-электронного взаимодействия не учитывались.

Состояния вблизи $E = 0$ эВ являются краевыми (edge state) и локализованы на границах наноленты, причём состояния с противоположными проекциями спинов локализованы на противоположных границах. Ток также оказывается локализованным на границе ленты. Поэтому в такой системе возможна генерация спиновых токов в отсутствие внешних магнитных полей при нарушении симметрии между состояниями с противоположными спинами. Это может быть достигнуто, например, с помощью создания дефекта на границе ленты или с помощью приложения внешнего поперечного электрического поля (моделируется дополнительным слагаемым в гамильтониане (1)).

На *рис.1b* показана зависимость электронного и спинового токов от энергии Ферми E_F в контактах в фиксированном поперечном поле E_T. Видно, что возможна генерация спинового тока и чисто спинового тока (спинового тока при отсутствии электронного). На *рис.1c* показана зависимость токов от напряжённости поля E_T при фиксированной энергии E_F. Как и следовало ожидать, спиновый ток обращается в нуль в нулевом поле, поскольку в этом случае восстанавливается симметрия между противоположными направлениями спинов. Отметим также, что спиновый ток является нечётной функцией поля, а электронный – чётной, так как, в силу

сказанного выше, замена E_T на $-E_T$ эквивалентна изменению направлений спинов на противоположные. Аналогичный эффект наблюдается в нанолентах с дефектами на границе.

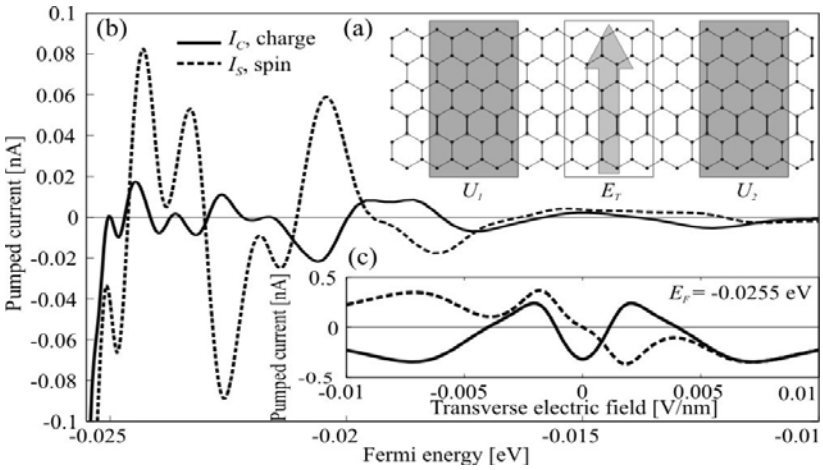


рис.1. (a) Схематическое изображение устройства, $U_1(t)$ и $U_2(t)$ – управляющие потенциалы, E_T – приложенное поперечное электрическое поле; (b) Типичная зависимость среднего генерируемого электронного I_C и спинового токов I_S от энергии Ферми E_F в контактах; (c) Типичная зависимость генерируемых токов от напряженности поперечного электрического поля.

Список публикаций:
[1] M. Popinciuc, C. Józsa, P. J. Zomer et al., Phys. Rev. B, 80, 214427 (2009).
[2] P. W. Brouwer, Phys. Rev. B, 58, R10135 (1998)
[3] M. Moskalets, M. Büttiker, Phys. Rev. B, 66, 205320 (2002).
[4] E. Grichuk, E. Manykin, EPL, 92, 47010 (2010).
[5] M. Wimmer, I. Adagideli, S. Berber, Phys. Rev. Lett., 100, 177207 (2008).

Свойства гетероструктур на основе кремния и оксида цинка

Гуйдалаева Таисия Абакаровна
Гусейханов Магомедбаг Кагирович
Дагестанский государственный университет
Гусейханов Магомедбаг Кагирович, д.ф.-м.н.
taiysiy@yandex.ru

Тонкие пленки привлекают внимание в связи с возможностью применения их в оптоэлектронике. В опытных образцах анизотипной гетероструктуры n-Zno-p-Si коэффициент преобразования солнечного излучения составляет 0.95% [1].

Гетероструктуры *nSi-ZnO* изготавливали осаждением поликристаллических слоев оксида цинка на плоскости (111)*Si* методом химического транспорта в атмосфере водорода. Подложки кремния в виде пластин толщиной ~$3\cdot10^{-4}$м имели удельное сопротивление 0,2; 4,3; 20 и (6-8)$\cdot10^{4}$Ом·см. Пленки *ZnO*, осажденные в течении 2-5 минут при температуре подложки 530-550 С, имели толщину 5-10 мкм , концентрацию электронов N=$2\cdot10^{17}$см$^{-3}$, подвижность μ=30-50 см^2/В·с. Омическим контактом к *Si* служил сплав *Au+1%Sb*, а к *ZnO* - индий. Площадь исследованных образцов составляла $S=(3-6)\cdot10^{-2}\,см^2$.

Согласно работе [2] фотоэлектронная работа выхода из валентной зоны поверхности (111)Si равна 5,4 эВ (T=300 К). Следовательно, сродство к электрону χ для этой грани *Si* составляет ~4,3эВ, для *ZnO* χ=4,67 эВ [242,243]. Если предположить справедливость этих величин, то из расчета энергетической диаграммы гетероперехода *nSi--nZnO* с учетом уровня легирования контактирующих материалов, видно что разрыв зоны проводимости $\Delta E_c = 0{,}37\,эВ$, валентной зоны $\Delta E_V = 2{,}46\,эВ$, диффузионные потенциалы для структур разного типа равны соответственно 0,26; 0,19; 0,15 эВ.Область объемного заряда располагается в *Si*, так как концентрация доноров в нем много меньше, чем в *ZnO*.

При освещении со стороны оксида цинка гетеропереход nSi-nZnO имеет фоточувствительность к длинам волн от 0,38 до 1,2 мкм с максимумом при 0,75 мкм. Спектр фоточувствительности наблюдается пологий, без

острых пиков. Предполагается, что возбужденные светом электроны в кремнии разделяются контактным полем. Гетероструктуры оксида цинка с высокоомным кремнием, имеют свои особенности. Измерение фотоэлектрических характеристик таких гетероструктур при 300 К *(рис.1)* показало, что зависимость тока короткого замыкания $I_{кз}$ и фототока $I_ф$ от освещенности нелинейны, а фотоЭДС V_{xx} при освещенности $B = 30 - 40 Вт/м^2$ достигает насыщения (180-220 мВ) и уменьшается при высоких уровнях освещенности (например, при $B = 10^3 Вт/м$, $V_{xx} = 47 - 50 mB$).

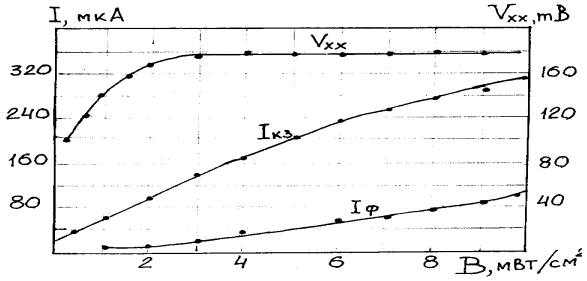


рис.1 Световые характеристики ГС iSi-ZnO при 300К

Прямые ветви темновой и световой ВАХ пересекаются. Эти особенности характеристик гетероструктур связаны с наличием большого последовательного сопротивления и уменьшением его с ростом освещенности [3]. Рост фототока с обратным напряжением происходит за счет увеличения коэффициента собирания фотогенерированных носителей.

При увеличении освещенности от 0,5 до 10^3Вт/м^2 коэффициент токовой фоточувствительности в фотодиодном режиме (V= -2 В) растет от 0,16 до 0,25 А/Вт, а в режиме короткого замыкания уменьшается от 0,7 до 0,065 А/Вт, вольтовая чувствительность уменьшается от $3 \cdot 10^3$ до 5 В/Вт. Коэффициент полезного действия фотопреобразователя достигает ~1% при уровне освещенности 7-10Вт/м^2.

Измерения стационарных вольт-амперных характеристик полученных гетероструктур ZnO:Al-p-Si в работе [4] показывает, что использованный процесс обеспечивает достжения высокого выпрямления, которое, можно характеризовать коэффициентом К≈10^3-10^4, определяемым как отношение прямого тока к обратному при напряжениях смещения U≤5В. Пропускное направление в пролученных гетероструктурах отвечает отрицательной полярности внешнего смещения на слое ZnO:Al. Фотовольтаический эффект в гетероструктурах ZnO:Al-p-Si преобладает при их освещении со стороны широкозонного оксида ZnO:Al. Сильнолегированные слои ZnO:Al, полученные магнетронным распылением при осаждении на поверхность монокристаллического кремния, позволяют получать гетероструктуры ZnO:A l-p-Si с максимальной фоточувствительностью.

Максимальная фоточувствительность изотипной гетероструктуры соответствует области спектральной чувствительности кремния[1].

Список публикаций

[1]Слободчиков С.В., Салихов Х.М., Руссу Е.В.. Об электрических и фотоэлектрических характеристиках изотипной гетероструктуры n-ZnO-n-Si//ФТП,№4,Т33,-С453-437(1999).

[2]Laar Y. Yan, Scheer Y.Y..Inflience of band bending on photoelektrik emission from silicon single crystals//Philips Res. Reports.-v.7.№2.-p. 101-104,(1962).

[3]Бонч-Бруевич В.А., Калашников С.Г.. Физика полупроводников.-М.:Наука, -672с (1978).

[4]Никитин С.Е.,НиколаевЮ.А., Полушина В.Ю.,рудь В.Ю.,Рудь Ю.В., Теруков Е.И..Фотоэлектрические явления в гетероструктурах ZnO:Al-p-Si.-ФТП,№11,Т37,-С1329-1333(2003).

Энергетический спектр носителей заряда в сверхрешетке на основе графена

Гуштанов Курманали Минглибиевич

Волгоградский государственный педагогический университет

Глазов Сергей Юрьевич, к.ф.-м.н.

groznyi1989@mail.ru

В последнее время активно исследуются сверхрешетки (СР) на основе графена [1-3]. В работе [1] предложена модель СР на основе графена, образующаяся за счет периодической модуляции запрещенной зоны. Такая модуляция возможна в графене, осажденном на полосчатую подложку (рис.1) из периодически чередующихся полосок (например, SiO_2 и h-BN).

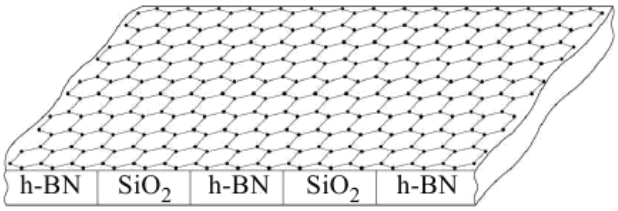


рис. 1. Графен на подложке из чередующихся полосок SiO_2 и h-BN.

В [1] получено дисперсионное соотношение для такой структуры, позволяющее определить энергию носителей от импульса. В явном виде получить закон дисперсии носителей не представляется возможным, поэтому он анализировался численно. На рис.2 приведены зависимости $\varepsilon(p_x, p_y)$ для нескольких зон и разных значениях периодического потенциала V, который может возникнуть из-за несовпадения положения по энергии середины запрещенной зоны щелевой модификации графена и положения конусных точек зоны Бриллюэна бесщелевого графена.

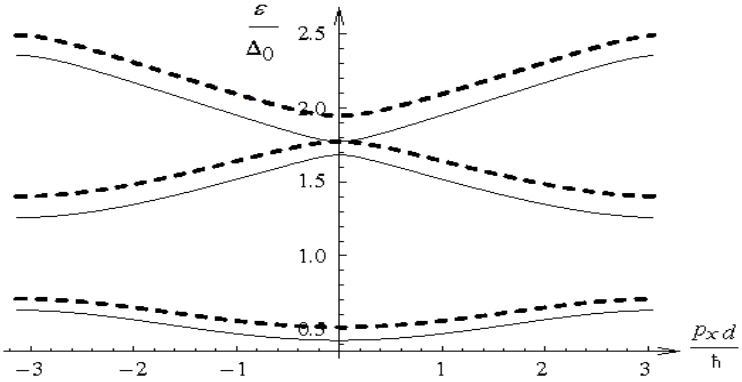


рис. 2. Закон дисперсии $\varepsilon(p_x, p_y)$ при $p_y = 0$, $V = 0$ – сплошная кривая, $V = 0.25\ \Delta$- пунктирная кривая, $d_1 = d_2 = d/2$ (d_1, d_2 – ширины полосок SiO_2 и h-BN соответственно).

В одноминизонном приближении закон дисперсии носителей заряда хорошо описывается следующими выражениями:

$$\varepsilon_1(\vec{p}) = \Delta\left(f_1 + \sqrt{f_2^{\,2} + f_3^{\,2}\left(p_y d/\hbar\right)^2 + f_4^{\,2}\left(1-\cos(p_x d/\hbar)\right)}\right), \tag{1}$$

$$\varepsilon_2(\vec{p}) = \Delta\left(g_1 + \sqrt{g_2^{\,2} + g_3^{\,2}\left(p_y d/\hbar\right)^2} + \frac{g_4^2\left(1-\cos\left(p_x d/\hbar\right)\right)}{\sqrt{g_2^{\,2} + g_3^{\,2}\left(p_y d/\hbar\right)^2}}\right), \tag{2}$$

где Δ - полуширина запрещённой зоны щелевой модификации графена, p_x, p_y, - компоненты квазиимпульса электрона (здесь и далее $\hbar = 1$), d - период СР, а коэффициенты f_i и g_i подбираются численно (таблица 1.). Спектры (1,2) периодичны по p_x и сохраняют неаддитивность, присущую спектру графена.

Таблица 1. Коэффициенты в законах дисперсии (1,2) при $d_1 = d_2 = d/2$, V = 0.

i	1	2	3	4
f_i	-0.0074792	0.428302	0.251077	0.327737
g_i	-0.0266233	0.450778	0.25508	0.219823

Максимальная ошибка при использовании спектров (1,2) с коэффициентами, приведенными в табице 1, составляет не более 1%.

Одноминизонным приближением можно пользоваться при выполнении условий $T < 70K$, $(\hbar v_f)/(\Delta d) \le 0.25$, где $v_f \approx 10^8 cm/c$ - скорость Ферми в графене. Для численных оценок в настоящей работе предполагалось $2\Delta \approx 0.53 eV$, $n \sim 10^{10}\ см^{-2}$, $\nu \sim 10^{11} c^{-1}$, $d \sim 5 \cdot 10^{-6}\ см$.

Работа поддержана грантом РФФИ № 10-02-97001-р_поволжье_а.

Список публикаций:
[1] Ратников П. В. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т.90. В.6. С.515.
[2] Чернозатонский Л.А., Сорокин П.Б., Белова Е.Э. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т.84. В.3. С.141.
[3] Крючков С.В., Кухарь Е.И., Яковенко В.А. // Известия РАН. Серия физическая. 2010. Т.74. №.12. С.1759.

Модели двойных квантовых ям

Демешин Игорь Михайлович
Череповецкий государственный университет
Осипов Евгений Борисович, д.ф.-м.н.
demeshin_i_m@mail.ru

В последнее десятилетие в физике полупроводников усилился интерес к структурам пониженной размерности. В создаваемых искусственно низкоразмерных структурах можно радикальным образом изменять энергетический спектр системы, что способствует не только решению фундаментальных проблем физики полупроводниковых кристаллов, но и созданию совершенно новых полупроводниковых приборов и оптимизации известных.

В данной работе были рассмотрены 3 одномерные прямоугольные квантовые ямы GaInAs/GaAs:

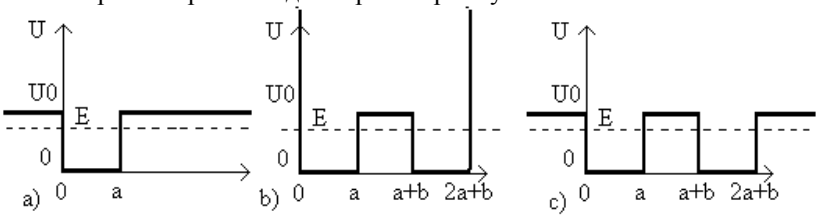


рис.1. Модели квантовых ям: а)несимметричная квантовая яма; б) двойная несимметричная квантовая яма с бесконечными стенками; в) двойная несимметричная квантовая яма с конечными стенками.

Сравниваются 3 квантовые ямы по зависимости энергии от эффективной массы носителей в потенциальном барьере и стенках и высоты потенциального барьера и стенок квантовых ям.

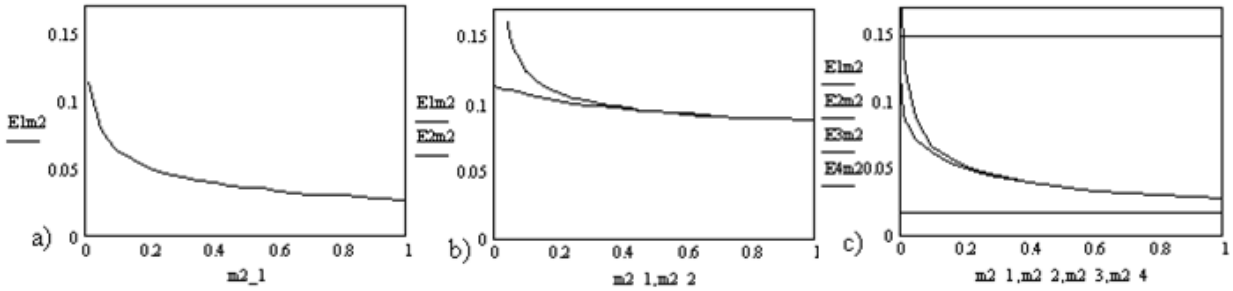


рис.2. Зависимость энергии от эффективной массы носителей в потенциальном барьере и потенциальных стенках для: а)несимметричной квантовой ямы; б) двойной несимметричной квантовой ямы с бесконечными стенками; в) двойной несимметричной квантовой ямы с конечными стенками.

В квантовых ямах наблюдается уменьшение энергии носителей с ростом эффективной массы в потенциальном барьере и потенциальных стенках. В двойных квантовых ямах уровни расщеплены, но расщепление уменьшается с ростом эффективной массы. В двойной несимметричной квантовой яме с конечными стенками существуют не расщепленные уровни и не зависящие от эффективной массы носителей. В двойной квантовой яме с бесконечными стенками отличии от квантовых ям с конечными стенками, при больших массах, основной и второй уровни расположены выше в потенциальной яме.

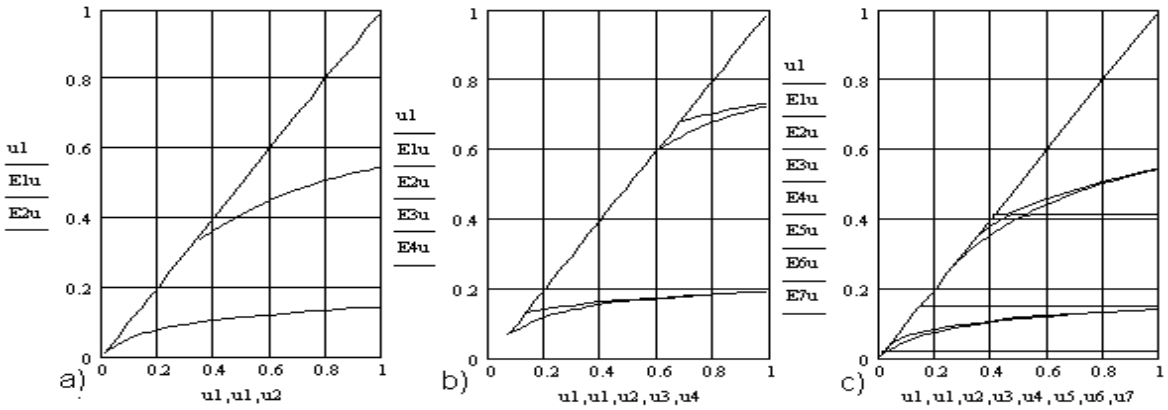


рис.3. Зависимость энергии от высоты потенциального барьера и потенциальных стенок для: а)несимметричной квантовой ямы; б) двойной несимметричной квантовой ямы с бесконечными стенками; в) двойной несимметричной квантовой ямы с конечными стенками.

В зависимости энергетического спектра от высоты потенциального барьера и потенциальных стенок, наблюдается рост энергии с увеличением высоты потенциального барьера. Но скорость роста энергии ниже, чем скорость роста высоты потенциального барьера. В двойной квантовой яме с бесконечными стенками, в отличие от квантовой ямы с одной потенциальной ямой, уровни расположены выше и каждый уровень расщеплен. В двойной квантовой яме с конечными стенками существуют уровни, который в определенном интервале высот барьера не зависят от высоты барьера . Остальные уровни имеют расщепление, которое уменьшается с ростом высоты барьера и потенциальных стенок квантовых ям.

Наиболее сложный энергетический спектр, с множеством энергетических уровней, наблюдается для одномерной двойной несимметричной квантовой ямы с конечными стенками. И в этой же яме наблюдаются энергетические уровни, не зависящие от эффективной массы носителей в потенциальном барьере и высоты потенциального барьера.

Список публикаций:
[1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Учеб. пособие для вузов. В 10 т. Т. III. Квантовая механика (нерелятивистская теория). – 4-е изд., испр. – М.: Наука. Главная ред-я физико-математической литературы,1989 – 768 с.
[2] Демиховский В.Я. Квантовые ямы, нити, точки. Что это такое? // Соровский образовательный журнал. – 1997. – № 5. – с. 80 – 86.
[3] Осипов Е.Б., Осипова Н.А. Физика конденсированного состояния: учебное пособие для вузов. – Череповец: ГОУ ВПО ЧГУ, 2006. – 186 с.

Структура и люминесценция нанокристаллов CdS, сформированных методом Ленгмюра-Блоджетт на поверхности SiO_2

Зарубанов Александр Александрович
К.А. Свит, Д.Ю. Протасов, Л.Л. Свешникова , К.С. Журавлев.
Институт физики полупроводников СО РАН
Журавлев Константин Сергеевич, д.ф.-м.н.
alexsundr@mail.ru

Полупроводниковые нанокристаллы (НК) - многообещающие материалы для новых оптических приборов, так как длина волны люминесценции НК может меняться с изменением их размеров. Распространенными способами изготовления НК являются молекулярная лучевая эпитаксия и электронная литография. Также существуют более простые и дешевые химические методы: коллоидный синтез и метод Ленгмюра-Блоджетт (ЛБ).

Метод ЛБ дает НК в твердотельной матрице. Для многих применений, однако, необходимы свободно стоящие НК, их можно получить, удаляя матрицу термодесорбцией. В настоящей работе изучено как изменяется структура и оптические свойства НК CdS при удалении матрицы.

Для данных исследований была подготовлена серия образцов с толщиной матрицы 10 монослоев и 20 монослоев. Далее образцы отжигались при разных температурах, от 100 до 250 ^{0}C с шагом 25 ^{0}C. После отжига образцы исследовались с помощью атомно-силовой микроскопии (горизонтальное разрешение ~10 нм,

вертикальное разрешение ~1Å), сканирующей электронной микроскопии (горизонтальное разрешение ~4 нм) и фотолюминесценции.

Атомно-силовая микроскопия образцов, отожженных при 100 ^{0}C, не позволяет увидеть отдельные НК CdS или их скопления, так как 100 ^{0}C оказалось недостаточно для удаления матрицы ЛБ. При температуре отжига образца 150 ^{0}C видно образование кластеров двух видов: ленточных и круглой формы. Средняя длина ленточных кластеров 6,5 мкм, а ширина 80 нм, средний диаметр круглых кластеров около 3 мкм. Далее при повышении температуры отжига заметны укрупнение размеров круглых кластеров, мелкие ленточные кластеры стремятся слиться с крупными кластерами. Образцы, отожженные при 200 ^{0}C, имеют средний размер кластеров около 6 мкм, вокруг крупных кластеров видна область обеднения. При дальнейшем повышении температуры (225 ^{0}C) отжига проявляется разветвленная структура кластеров, количество крупных круглых островков уменьшается. Периодичная структура из колец, похожих на шестиугольники, наблюдается, при температуре отжига образца 250 ^{0}C. Средний диаметр колец 100 нм. Площадь покрытия такими кольцами составляет около 50% против 14% для образца, отожженного при T=150 ^{0}C.

Исследования сканирующим электроном микроскопом образцов, отожженных при температурах от 175^{0}C до 250^{0}C с шагом 25 ^{0}C, обнаружили наличие крупных кластеров длиной около 6 мкм и шириной около 80 нм ($T_{отжига}$=175 ^{0}C). Отжиг образцов при температуре 200 ^{0}C формирует кластеры длиной около 7,5 мкм и шириной около 80 нм. При температуре отжига 225 ^{0}C, также как и на атомно-силовом микроскопе, наблюдается разветвленная структура кластеров, переходящая затем с повышением температуры до 250 ^{0}C в периодичную структуру из колец диаметром 100 нм. Кроме того были измерены размеры нанокристаллов CdS, которые образуют крупные кластеры. Их размеры колеблются от 4 нм до 5 нм (рис. 1)

Спектр фотолюминесценции (ФЛ) исходного образца с нанокристаллами CdS в матрице Ленгмюра-Блоджетт при комнатной температуре представляет собой широкую полосу с малой интенсивностью пика ФЛ, который приходиться на энергию 2,57 эВ. Спектр ФЛ образца, отожженного при 100 ^{0}C в атмосфере аммиака, также представляет собой одну широкую полосу, максимум интенсивности которой, приходиться на энергию 2,45 эВ. При дальнейшем увеличении температуры отжига до $T_{отжига}$=175 ^{0}C в спектрах появляется два пика с энергией 2,91 эВ и 2,20 эВ. Высокоэнергетический пик ФЛ мы связываем с излучением в НК CdS. Интенсивность высокоэнергетического пика в 4 раз больше низкоэнергетического и возрастает с увеличении температуры отжига образцов. Также с увеличением температуры отжига от 150 ^{0}C до 200 ^{0}C энергия высокоэнергетического пика смещается в сторону меньших энергий от 2,91 эВ до 2,66 эВ. Но при температурах отжига образцов 200, 225 и 250 ^{0}C, положение пика практически не меняется и составляет 2,65-2,69 эВ, при этом значительно (в 7 раз) меняется ширина пика на полувысоте (рис. 2). Размеры нанокластеров, определяющих излучение в максимуме ФЛ, были рассчитаны, используя формулу размерного квантования уровней энергии НК и полагая, что НК имеют сферическую форму. Для образцов, отожженных при 150 ^{0}C и 200 ^{0}C они лежат в диапазоне 2,3 нм до 3,3 нм. (рис. 1)

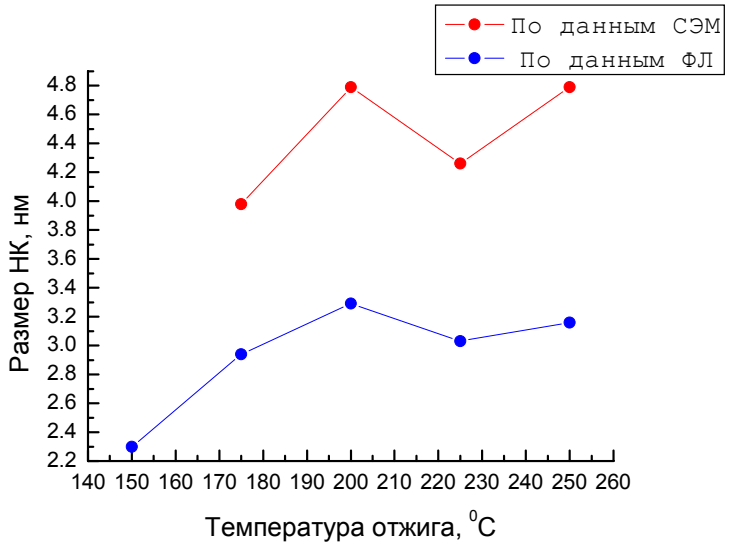


рис. 1. Зависимость размера нанокристаллов CdS от температуры отжига матрицы ЛБ.

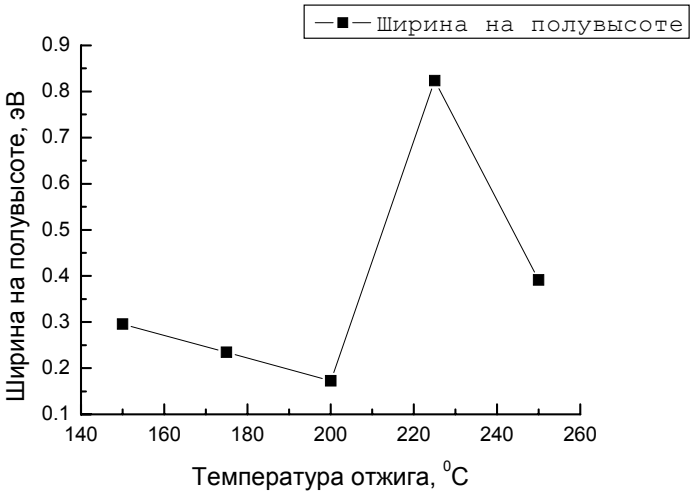


рис. 2. Зависимость ширины спектра ФЛ нанокристаллов CdS на полувысоте от температуры отжига матрицы ЛБ.

Таким образом, показано, что при увеличении температуры отжига в аммиаке образцов с нанокристаллами CdS увеличиваются размеры кластеров, крупные кластеры объединяются в разветвленную структуру, переходящую затем с повышением температуры в периодичную структуру из колец, напоминающих шестиугольник. Данные ФЛ показывают, что с повышением температуры изменяются также размеры свободностоящих и входящих в состав кластеров НК.

Влияние предварительного отжига на люминесцентные и электрофизические свойства структур: пористый кремний с вплавленным теллуритным стеклом с примесями редкоземельных элементов

Карзанова Мария Вадимовна

Европейцев Евгений Андреевич, Демидов Евгений Сергеевич, Чигиринский Юрий Исаакович

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Демидов Е.С., д.ф.-м.н.

cherrymary08@mail.ru

В настоящее время объектом многочисленных исследований является наноразмерная гетероструктура – пористый кремний (ПК), в котором сочетаются наноразмерные области кремния и диэлектрические фазы оксида кремния и воздуха. ПК интересен как в прикладном, так и познавательном плане. Известна возможность использования нанокристаллов кремния (nc Si) и дополнительной примеси иттербия в оксиде кремния SiO_2 для увеличения эффективности фотолюминесценции (ФЛ) Er^{3+} вблизи длин волн 1530 нм. Исследована возможность сконцентрировать в тонкоплёночной структуре полезные свойства одного из самых эффективных для ФЛ ионов Er^{3+} матричных материалов – теллуридного стекла (ТС) и многоканальную передачу nc Si→ Er^{3+}, nc Si→Yb^{3+} →Er^{3+}. Такие структуры представляют интерес для оптоэлектроники на основе кремния.[1]

Слои ПК изготавливались стандартным анодным травлением, далее на них напылялись плёнки теллуритного стекла методом ВЧ-магнетронного осаждения. Далее проводился вакуумный отжиг для вплавления теллуритного стекла в поры кремния и дополнительный окислительный для активации ионов Er^{3+} и Yb^3. Известно, что присутствие в пористом кремнии парамагнитных центров, которые являются центрами безызлучательной рекомбинации, антикоррелирует с видимой ФЛ в ПК. Таким образом, необходимо избавится от влияния парамагнитных центров для усиления фотолюминесценции на 1,5 мкм. Для этого применялся предварительный окислительный отжиг ПК от 500 до 900 градусов. В данном случае было изучено влияние такого отжига на электрофизические и фотолюминесцентные свойства структур: пористый кремний с вплавленным теллуритным стеклом. С увеличением температуры отжига вклад парамагнитных центров уменьшается, что подтверждается данными ЭПР спектроскопии.

Было показано, что наиболее эффективен для усиления ФЛ данной структуры отжиг 700 градусов. Далее с повышением температуры отжига происходит гашение ФЛ, так как в ПК возникают большие напряжения из-за разницы коэффициентов термического расширения кремния и оксида кремния. Из предварительных

исследований известно [2], что предварительный отжиг 700 градусов практически полностью гасит ФЛ от ПК, однако в данном случае при отжиге 900 градусов наблюдался достаточно интенсивный пик ФЛ. На ВАХ данных структур наблюдается гистерезис, что объясняется перезарядкой гранул кремния в ПК. Структуры нестабильны, по мере их хранения проводимость образцов падает на порядок. С увеличением температуры предварительного отжига увеличивается сопротивление данных структур.

Интерес представляет технология нанесения расплава ТС на слои ПК. На данный момент наиболее удачный результат получен при простом окунании образца ПК на 10-15 секунд в расплав ТС состава: $73\ mol\ \%\ TeO_2 + 26.7\ mol\ \%\ LiCl \cdot H_2O + 0.3\ mol\ \%\ Er_2O_3$.

Список публикаций:
[1] Е. С. Демидов, А. Н. Михайлов, А. Н. Белов, Н. Е. Демидова, Ю. И. Чигиринский, А. Н. Шушунов, Д. И. Тетельбаум, О. Н. Горшков, С. А. Филлипов // Материалы XII межд. Симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», 2009, 16-20 марта, Нижний Новгород, ИФМ РАН, 2009, Т.2, С. 326-327.
[2] Н. Е. Демидова // Транспорт тока, эпр и фотолюминесценция в пористом кремнии // Автореф. канд. дисс. , Нижний Новгород 2010.

Исследование плёночного фотовольтаического элемента телурида кадмия

Шерзод Бахадирович Каримов
Ифтихор Юлчиев, Мафтуна Гуломова
Ферганский государственный университет, Узбекистан
Каримов Бахадир Хошимович, к.ф.-м.н.
karimov-bakhadir@rambler.ru

Пленочные фотоволтаические элементы (ФЭ) генераторного типа являются электрическим генератором со световым питанием, которые при освещении приводят к генерации фотонапряжения. На базе ФЭ могут быть созданы солнечные элементы, оптоэлектронные устройства с новыми функциональными и эксплуатационными свойствами.

Технология получения фотовольтаического элемента основана на термическом испарении полупроводниковых материалов в вакууме или в атмосфере различных газов.

Литературный обзор показывает, что фотовольтаический (ФВ) элемент получили из различных полупроводниковых материалов с широкой и узкой запрещенной зоной – CdTe, Si, Ge, GaAs, Se, PbS и халькогенидных сплавов, и.д. используя метод вакуумного испарения.

Широкий класс полупроводниковых веществ, в плёнках которых обнаружен ФВ-эффект, подтверждает возможность получения ФВ-плёнок из любых полупроводниковых материалов *[1]* .

Технологический режим получения ФВ-плёнок зависит от большого числа параметров, таких как температура испарителя и подложки, уголь напыления, толщина плёнки, состав и давление остаточных газов в вакуумной камере, условия термической и химической обработки плёнок после напыления. При этом каждому полупроводниковому материалу соответствует свой оптимальный режим и часто небольшие отклонения от него даже по одному из параметров приводят к исчезновению ФВ-эффекта в изготовляемых плёнках. Поэтому разработка технологии получения ФВ-плёнок из того или иного материала требует проведения большой экспериментальной работы, большого количества пробных напыления при последовательном варьировании нескольких технологических параметров, их сочетаний и нахождения параметров, специфичных для получения ФВ-эффекта на плёнках из данного полупроводникового материала.

Исследуемые ФВ-элементы представляли собой полупроводники с широкой запрещенной зоной (Eg=2-4 эВ) и низкой проводимостью ($\sigma=10^{-8}$-10^{-12} Ом$^{-1}$см$^{-1}$). Поэтому требования, которые предъявлялись к методике эксперимента, в первую очередь обусловливались малыми величинами измеряемых токов (10^{-9}-10^{-15}А).

В работе использовался двухэлектродной метод непосредственного отклонения. Ток измерялся по падению напряжения на образцовом сопротивлении, включенным последовательно с кристаллом. Образцовым сопротивлением служили входные сопротивления электрометрического усилителя ВК2-16 (10^8,10^{10}, 10^{12} Ом). Фотонапряжения ФВ-элемента измерялись электростатическими вольтметрами С-50, С96.

Один из перспективных материалов для фотовольтаики — теллурид кадмия (CdTe). У него почти идеальная ширина запрещенной зоны (1,44 эВ) и очень высокая способность к поглощению излучения. Пленки CdTe достаточно дешевы в изготовлении. Кроме того, технологически несложно получать разнообразные сплавы CdTe с Zn, Hg и другими элементами для создания слоев с заданными свойствами.

Серьезная проблема на пути применения CdTe – высокое сопротивление слоя p-CdTe, что приводит к большим внутренним потерям.

Поликристаллические плёнки получались напылением полупроводникового материала CdTe из тигеля в вакууме ~10^{-5} мм рт.ст. на различные подложки (стекло, кварц, слюда, сапфир и керамика) нагретые от 20-450°C и расположенные под углом 30-45° по направлению молекулярного пучка. Толщина поликристаллических слоев находилась в пределах 1,0-3 мкм, а сопротивление составляло 10^8-10^{10} Ом/см.

Изготовленные поликристаллические плёнки CdTe генерировали фотонапряжения ~800 В/см.

Во всех работах по ФВ эффекту, где производились температурные исследования, отмечается, что с понижением температуры фотонапряжение и сопротивление плёнок возрастает. Нами были изучены температурные зависимости фотонапряжения, тока короткого замыкания и сопротивления плёнок теллурида кадмия. Температурные измерения показывают, что с понижением температуры фотонапряжения и сопротивления ФВ-плёнок резко возрастают, ток короткого замыкания в пленках p-CdTe.прктически не зависит от температуры.

Исследования угловых и люкс-вольтовых зависимостей фотонапряжения ФВ-плёнок показали, что изучаемые слои CdTe являются батареями супер многослойных структур *n-p-n* – переходов и механизм возникновения высоковольтного фотонапряжения имеющие в них фотовольтаическую природу.

В плёночном ФВ-элементе теллурида кадмия фотонапряжения практически достигает насыщения при освещении порядка $5\cdot10^4$ лк.

Список публикаций:

[1] Миразмахмудов Т., Каримов.Б Х., Каримов Ш.Б., Каримова. Д.Б. Фотогенератор и способ его применения. // Патент РУз. 7H01L 31/08 HOL 31/1028. 10.2004. 5С.

Тензочувствительность плёночных фотовольтаических элементов CdTe

Каримов Шерзод Баходирович

Юлдашалиев Дилшод Кулдошливич, Муаззам Урмонова

Ферганский государственный университет,Узбекистан

Каримов Бахадир Хошимович, к.ф.-м.н.

karimov-bakhadir@ramb.ru

Авторами рассмотрены тензорезистивные свойства плёнок CdTe**.** Выяснено, что они обладают значительной тенэочувствительностью, зависящей от технологии получения и размеров плёночных элементов. По мнению авторов это связано с наличием в плёнке микро-потенциальных барьеров чувствительных к деформации. Авторы полагают, что фотовольтаический эффект в плёнках обусловлен суммированием фотонапряжений на микро p-n- переходах в них.

С целью выяснения природы микрофотоэлементов нами исследовано влияние деформаций на фотовольтаические свойства плёночных образцов, полученных из теллуридов кадмия. При этом учитывалось влияние условий получения и размеров плёнок на возможность образования различных дефектов, их количество и качество.

Поликристаллические плёнки получались напылением полупроводникового материала CdTe из тигеля в вакууме ~10^{-5} мм рт.ст. на различные подложки полиэтилентерафлатная лента и слюда, отличающаяся высокой прочностью и термостойкостью нагретые от 20-450°C и расположенные под углом 30-45° по направлению молекулярного пучка. Толщина поликристаллических слоев находилась в пределах 1,0-3 мкм, а сопротивление составляло 10^8-10^{10} Ом/см. На края плёнок испарением в вакууме наносились серебрянные электроды. Электроды также изготавливались из аквадага. При комнатной температуре и освещенности 10^5 лк, они генерировали фотонапряжение порядка 1000 В на 1 см длины. На всех образцах при освещении более удаленный от испарителя конец заряжается положительно.

Для изучения влияния деформации на свойства фотовольтаических элементов было собрано устройство, с помощью которого образцы ступенчато или плавно подвергались деформации растяжения или сжатия путем изгиба подложки. Подложка закреплялась на основании при помощи зажима. Изгиб осуществляется при помощи микрометрического винта который позволял, измерять деформацию с точностью 10 мкм. Величина прогиба определялась по углу поворота головки винта.

При этом величина относительной деформации ε вычислялась по выражению:

$$\varepsilon = \frac{3}{2}\frac{C}{\ell^2}\Delta y \qquad (1)$$

где C - расстояние от нейтральной оси пластинки до плёнки,

ℓ - длина пластинки между опорой и точкой приложения силы, Δy - прогиб свободного конца пластинки в точке приложения силы.

Исследование показывает относительная деформации лежат в интервале $\varepsilon = 2 \cdot 10^{-3}$ ед. Это позволило одну и ту же плёнку деформировать многократно без разрушения ее. Фотонапряжение намерялось электростатическими вольтметрами С50, С75, С96 и ток короткого замыкания электрометрическим усилителем

ВК2 -16 при комнатной температуре и освещенности $\sim 10^5$ лк.

Из деформационной характеристики фотовольтаических плёнок CdTe видно, что при растяжении величина фотонапряжения растет, а при сжатии — уменьшается.

Исследованы вольтамперные характеристики деформированного и не деформированного образца. Из вольтамперных характеристик видно, что при сжатии величина тока растет, а при растяжении уменьшается. Коэффициент тензочувствительности κ плёночных образцов оценивали по выражению:

$$\kappa = \frac{\Delta I}{I\varepsilon} \qquad (2)$$

где $\Delta I = I - I_0$ - абсолютное изменение тока при деформации, I_0 -начальное значение тока. Оценки показывают, что κ ~0,5 - 10 ед. По-видимому, изменения темнового тока и фотонапряжеяия в фотовольтаических плёнках CdTe связаны с изменением высоты микропотенциальных барьеров при деформации плёнок.

Таким образом, результаты исследования влияния деформации на фотовольтаические свойства плёнок CdTe дают основание предполагать, что фотавольтаический эффект в плёнках обусловлен наличием микропотенциальных барьеров и суммированием фотонапряжений на них.

Микропотенциальные барьеры могут быть в виде *p-n* переходов $CdTe_p$-$CdTe_n$ микрогетеропереходов Te_p –$CdTe_n$, Te_p-$CdTe_p$, и различных барьеров типа металл-полупроводник, металл-окисел-полупроводиик.

Список публикаций:

[1] Миразмахмудов Т., Каримов.Б Х., Каримов Ш.Б., Каримова. Д.Б. Фотогенератор и способ его применения. // Патент РУз. 7H01L 31/08 HOL 31/1028. 10.2004.5C

Влияние ионной имплантации золота на люминесцентные свойства однослойных и многослойных массивов нанокристаллов кремния

Королев Дмитрий Сергеевич

А.Н. Михайлов, А.Б. Костюк, И.Ю. Жаворонков, И.А. Чугров, А.В. Ершов, А.И. Белов, Д.И. Тетельбаум

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Михайлов Алексей Николаевич, к.ф.-м.н.

dmkorolev@mail.ru

Актуальной задачей современной нано- и оптоэлектроники является исследование электронных и оптических свойств пленочных диэлектрических матриц, содержащих нанокристаллы (НК) кремния. Ионно-лучевой синтез – один из наиболее воспроизводимых и чистых способов формирования кремниевых квантовых точек, излучающих свет в видимой и ближней ИК области спектра. На фоне других подходов выделяется также метод осаждения многослойных наноперiодических структур (МНС) НК Si / оксид, важным достоинством которого является контролируемое изменение расположения и размера формируемых НК Si. В настоящий момент продолжается активный поиск путей повышения излучательной способности НК Si. Одним из вариантов является увеличение интенсивности люминесценции НК Si за счет резонансного энергообмена между экситонами, возбужденными в НК Si, и поверхностными плазмонами, присутствующими в системе с металлическими наночастицами (НЧ). В данной работе исследована возможность ионно-лучевого формирования нанокластеров Au в оксидных структурах с НК Si, изготовленных методами ионной имплантации (однослойные массивы НК) и осаждения МНС (многослойные массивы НК).

В качестве исходных объектов использовались массивы НК Si, сформированные путем высокотемпературного отжига (1100 °C в атмосфере N_2) слоев SiO_2, имплантированных ионами Si^+ (40 кэВ, $4 \cdot 10^{16}$ см$^{-2}$), а также осажденных МНС SiO / SiO_2 (4 нм / 3 нм), SiO / Al_2O_3 (8 нм / 3 нм) и SiO / ZrO_2

(8 нм / 2 нм). Для формирования металлических нанокластеров структуры с НК Si, а также в соответствующие оксиды без НК Si подвергались имплантации ионов Au при ускоряющем напряжении 80 кВ и дозами $5\cdot10^{16}$-$1\cdot10^{17}$ см$^{-2}$ с последующим отжигом при 500-1100 °C (N_2).

Установлено, что такой двухстадийный процесс позволяет формировать в оксидных матрицах «смешанные» массивы светоизлучающих НК Si и оптически активных НЧ Au. По завершении всех обработок НК Si в слоях SiO_2 проявляют типичную для них фотолюминесценцию (ФЛ) в диапазоне длин волн 600-900 нм (рис. 1а). Атомы имплантированного золота образуют НЧ уже непосредственно при имплантации, а в результате отжига их концентрация возрастает, о чем свидетельствуют характерные полосы поглощения при 500-530 нм, связанные с поверхностным плазмонным резонансом (рис. 1б). При этом формирование и параметры золотых НЧ практически не зависят от наличия НК кремния в оксиде (ср. кривые 3 и 4 на рис. 1б).

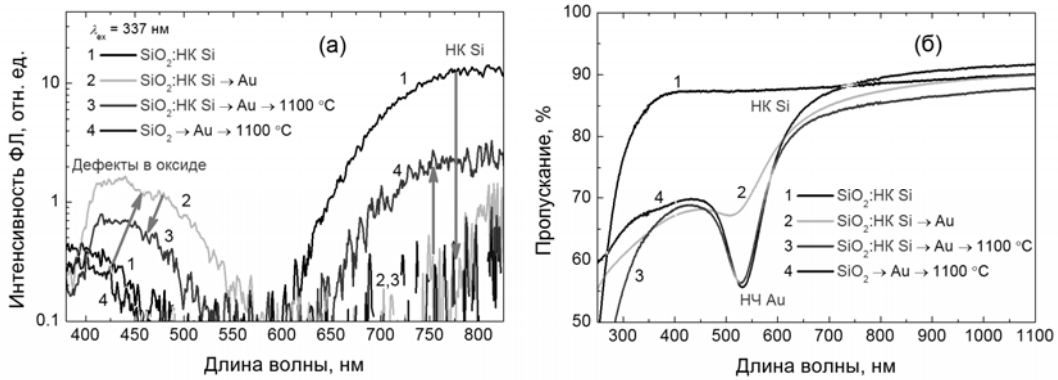


рис. 1. Спектры ФЛ (а) и оптического пропускания (б) однослойных структур SiO_2:НК Si до имплантации Au, после имплантации Au ($5\cdot10^{16}$ см$^{-2}$) и после постимплантационного отжига при 1100 °C

Наиболее интересным и нетривиальным явился результат по поведению ФЛ НК Si при ионном облучении МНС. Люминесценция однослойных массивов ионно-синтезированных НК Si полностью гасится сразу после облучения ионами золота (рис. 1а), что согласуется с высокой чувствительностью ФЛ НК Si к радиационным дефектам, и частично восстанавливается после высокотемпературного отжига. В случае же МНС НК Si / SiO_2 имеет место лишь аномально слабое (не более 30%) гашение ФЛ НК Si (рис. 2а) при внедрении доз ионов Au, которые создают в НК Si порядка 10^3 смещений в расчете на атом кремния. Последующий за облучением Au отжиг МНС практически не сказывается на ФЛ НК Si.

Главное отличие морфологии МНС от морфологии ионно-синтезированного однослойного массива НК Si состоит в том, что слои НК Si разделены слоями барьерного оксида. Механические напряжения, возникающие в такой структуре, могут приводить к геттерированию радиационных дефектов на многочисленных границах раздела. Уровень и знак этих напряжений зависят от механических свойств оксидных прослоек между слоями НК Si. С другой стороны, на поведении дефектов в такой МНС может сказаться особый характер температурной эволюции (за счет тепла, выделенного в термических пиках – ТП), связанный с более низкой теплопроводностью оксидных прослоек по сравнению со слоями, содержащими НК Si. При некоторых условиях замедление отвода тепла из ТП, генерируемых ионами в слоях с НК Si, может привести к самоотжигу дефектов. В этом случае поведение ФЛ также должно зависеть от типа барьерных слоев. Действительно, проявление эффекта оказалось зависящим от типа барьерного оксида. В МНС НК Si / Al_2O_3 при облучении ионами Au интенсивность ФЛ ослабла на 95% (рис. 2б), а в МНС НК Si / ZrO_2 уровень ослабления составил 35 и 80% для малой и большой дозы Au, соответственно.

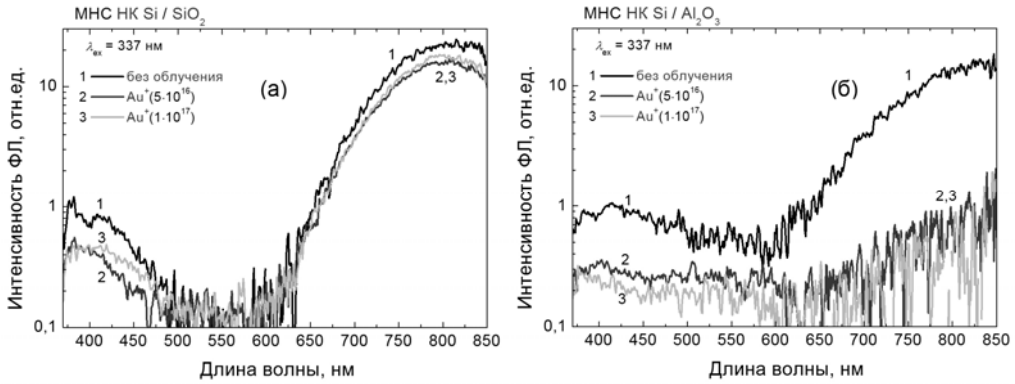


рис. 2. Спектры ФЛ исходных и облученных Au МНС НК Si / SiO_2 (а) и НК Si / Al_2O_3 (б)

В пользу предложенной интерпретации также свидетельствует различие в поведении ФЛ, связанной с дефектами в оксидной матрице: в однослойных массивах облучение Au вызывает усиление «дефектной» ФЛ в области 400-550 нм (рис. 1а), а в МНС, наоборот, наблюдается ее ослабление (рис. 2), возможно, вследствие отжига дефектов в ТП.

Работа выполнена в рамках АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

Инверсная S-характеристика двухпереходной полупроводниковой структуры

Куликов Олег Николаевич

Богатов Николай Маркович, Григорьян Леонтий Рустемович

Кубанский государственный университет

oleg_kulikov@pochtamt.ru

Целью настоящей работы стало определение аналитического соотношения для вольтамперной характеристики (ВАХ) и установление необходимых условий для возникновения отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС).

Ранее нами сообщалось о проведенном анализе технологических приемов изготовления двухпереходных транзисторных структур с распределенным p-n-переходом [1]. В результате анализа был сделан вывод о том, что вне зависимости от использованного технологического приема, получаемые контакты – выпрямляющими. Наличие двух выпрямляющих переходов и трех выводов позволяет говорить о схожести Туннелистора и транзисторных структур pnp-типа.

Исследование статических ВАХ образцов транзисторных структур проводилось на характериоскоп TR-4801. Образцы подключались к измерительным разъемам по схеме с общей базой, с общим эмиттером и общим коллектором. В результате получены ВАХ, на которых наблюдалось возбуждение колебаний тока и напряжения. Одним из вариантов подключения образцов было инверсное соединение электродов к характерископу. Данный режим измерений характерен тем, что эмиттерный переход, имеющий малую площадь, играет роль коллектора носителей заряда [2]. Коллекторный переход, имеющий большую площадь, становиться эмиттером неосновных носителей заряда.

Вольтамперная характеристика коллекторного перехода, при инверсной схеме подключения к измерителю описывается следующими выражениями:

$$I_K = I'_{к0}\left(e^{\frac{U_к}{\varphi_T}} - 1\right) - \alpha_N I'_{э0}\left(e^{\frac{U_э}{\varphi_T}} - 1\right) \qquad (1)$$

Так как параллельно коллекторному переходу было подключено сопротивление $R_{ос}$, по которому протекал ток $I_{ос}$ и был задан ток $I_{внеш}$ внешнего измерительного источника, преобразуем, выражение так, чтобы ток стал аргументом функции. Тогда получим следующее выражение:

$$U_K = \varphi_T \ln\left((I_{внеш} + I_{ос} + \alpha_N I'_{Э0}\left(\exp\left(\frac{U_Э}{\varphi_T}\right) - 1\right) + I'_{K0}) \Big/ I'_{K0} \right) \qquad (2)$$

Для исследования условий возникновения отрицательного дифференциального сопротивления на вольтамперной зависимости коллекторного перехода продифференцируем полученное выражение по сумме токов $I_{внеш} + I_{ос}$. В результате получим:

$$R_{диф} = \partial U_K / \partial(I_{внеш} + I_{ос}) = \varphi_T \Big/ \left(I_{внеш} + I_{ос} + \alpha_N I'_{Э0}\left(\exp\left(\frac{U_Э}{\varphi_T}\right) - 1\right) + I'_{K0} \right) \qquad (3)$$

Из выражения (3) следует, что величина и знак дифференциального сопротивления коллекторного перехода определяется знаменателем. Следовательно, для того чтобы $R_{диф}$ было меньше нуля, необходимо, чтобы выполнялось условие, описываемое неравенством:

$$I_{внеш} + I_{ос} + \alpha_N I'_{Э0}\left(\exp\left(\frac{U_Э}{\varphi_T}\right) - 1\right) + I'_{K0} < 0 \qquad (4)$$

Ток *Iос* может быть определен через соотношение $I_{ос} = U_Э / R_{ос}$.С учетом последнего выражения получим:

$$\frac{U_Э}{R_{ос}} + \alpha_N I'_{Э0}\left(\exp\left(\frac{U_Э}{\varphi_T}\right) - 1\right) < -I_{внеш} \qquad (5)$$

Из неравенства (5) следует, что возникновение S-образной зависимости на эмиттерной ВАХ, определяется током, протекающем через коллекторный p-n-переход в обратном направлении. Данный вывод находиться в полном соответствии с экспериментально полученными зависимостями.

В настоящей работе получено аналитическое выражение для ВАХ и определены условия возникновения ОДС, что открывает возможность прогнозировать характеристики исследованных структур и строить на их основе генераторы релаксационных и синусоидальных колебаний.

Список публикаций:
[1] Куликов О.Н., Куликова Н.Н. // Материалы ВНКСФ-15. – Кемерово, Томск. 2009, с.205
[2] Бочаров Л.Н. Инверсное включение транзистора. Массовая радиобиблиотека. Выпуск №887 // М.: Энергия. 1975

Реверсивные зависимости диэлектрической проницаемости в керамике $Sr_{0.75}Ba_{0.25}Nb_2O_6$ (SBN-75)

Лыу Тхи Ньян
Волгоградский государственный архитектурно-строительный университет
Волгоградский государственный технический университет
Бурханов Анвер Идрисович, д.ф.-м.н. Медников Станислав Владимирович, к.ф.-м.н.
luunhan20686@yahoo.com

В настоящей работе исследована диэлектрическая нелинейность в керамике SBN-75. Ранее было показано, что в монокристаллах SBN-75 при исследовании процессов переключения поляризации (например, [1, 2]) имеет место существенное (в сравнении с обычными сегнетоэлектриками) уменьшение поляризации с каждым циклом изменения поля в области температур существования релаксорной фазы и это связывалось с так называемыми процессами «замораживания» в неупорядоченных сегнетоэлектриках.

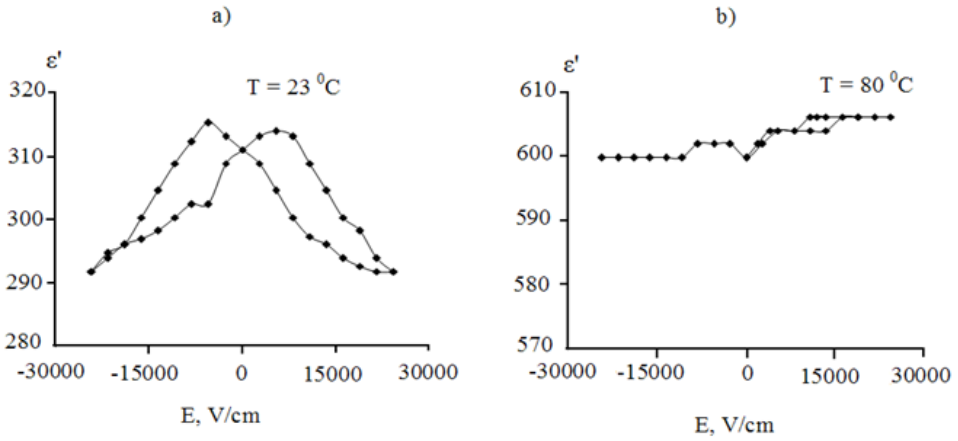


рис.1 Реверсивные зависимости диэлектрической проницаемости ε'(E=) в керамике SBN-75

Представляло интерес, как проявятся подобные процессы в керамике SBN-75. При этом, необходимо учитывать то, что диэлектрическая проницаемость ε′ и диэлектрические потери ε″ в керамике более чем на порядок меньше, чем в монокристалле если данные параметры измеряются в последнем вдоль полярной оси.

Рисунок иллюстрирует поведение реверсивных зависимостей ε′ (E=) при T<Tm *(рис.1a)* и при T $\geq T_m$ *(рис.1b)* в керамике SBN-75. Видно, что в отличие от монокристалла диэлектрическая нелинейность при $T<T_m$

ведет себя как в обычных сегнетоэлектриках, то есть кривая $\varepsilon'(E_=)$ замкнута. В то же время при $T \geq T_m$ значения ε' практически не зависят от величины применяемых смещающих полей $E_=$.

В работе обсуждается возможность влияния механических напряжений на характер поведения диэлектрической нелинейности в керамике, в частности, на уменьшение проявления релаксорных свойств в керамическом материале в отличие от монокристалла.

Список публикаций:
[1] Бурханов А.И., Шильников А.В., Узаков Р.Э. Влияние внешних воздействий на релаксационные явления в монокристалле Sr0.75Ba0.25Nb2O6.// Кристаллография. 1997. Т.42. №6.С.1069-1075.
[2] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, Е.В. Пронина, Т.Р. Волк, Р. Панкрат, М. Вёлеке. Аномалии медленной кинетики поляризации релаксорного сегнетоэлектрика в температурной области размытого фазового перехода. //ФТТ 43, 2052 (2001).

Фазообразование в сегнетоэлектриках-релаксорах при механохимическом синтезе

Миллер Александр Иванович
Вербенко Илья Александрович
Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета
Резниченко Лариса Андреевна, д.ф.-м.н.
milleriada@mail.ru

Известные трудности [1, 2] получения сегнетоэлектриков-релаксоров побудили нас использовать механохимический синтез для приготовления однофазных керамик без присутствия промежуточных пирохлорных примесей. Последние обычно образуются в результате высокой реакционной способности оксидов свинца и ниобия, с одной стороны, активно взаимодействующих друг с другом уже при (600÷800)0С, и повышенной термической устойчивости оксидов малоразмерных двухвалентных катионов, вступающих в реакцию лишь при (1000÷1200)0С. При столь высоких температурах потери оксида свинца в результате его возгонки делают невозможным образование чистых стехиометрических фаз.

Механоактивацию исходных ниобатов цинка, никеля и магния проводили в шаровой планетарной мельнице АГО-2 [3] в течение (τ) (10-15) мин. (к.х.н. Гусев А.А., Институт Химии Твердого Тела и Механохимии СО РАН, г. Новосибирск).

На рисунке показан процесс фазообразования сегнетоэлектрика-релаксора, принадлежащего системе Pb(Nb2/3Mg1/3)O3 - Pb(Nb2/3Zn1/3)O3- Pb(Nb2/3Ni1/3)O3 – PbTiO3, легированной барием, в зависимости от времени механоактивации и температуры синтеза (Тсинт.).

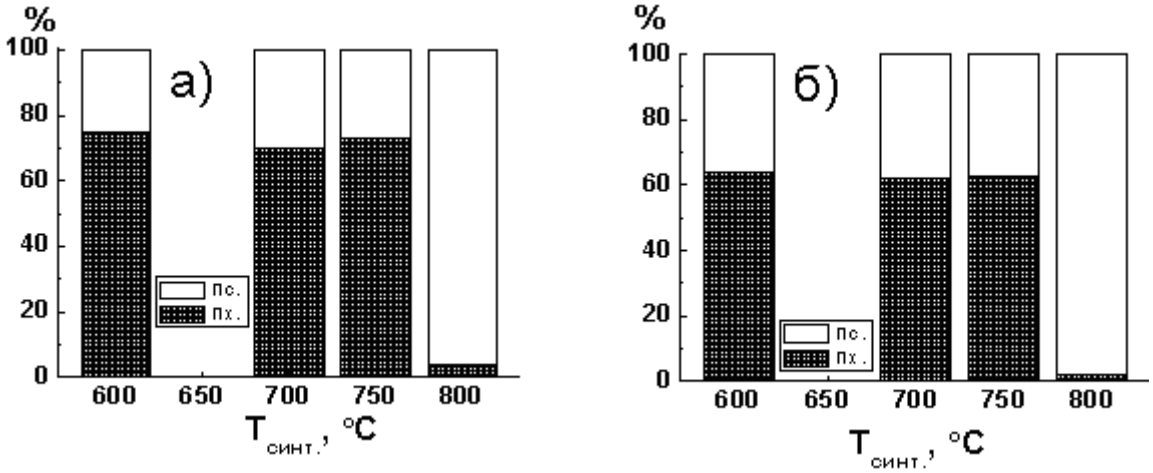


рис. Процесс фазообразования в сегнетоэлектрике-релаксоре при различном времени механоактивации: а) – 10 мин., б) – 15 мин.)

Видно, что, в отличие от обычного твердофазного синтеза (который мы осуществляли при 9500С, 4 ч.), механохимический обеспечивает практически однофазное состояние уже при 8000С, 2 ч., что на 1500С ниже, чем при использовании традиционной технологии, при этом время изотермической выдержки уменьшилось вдвое. Оптимальное время механохимической обработки составило 15 минут, так как объем пирохлорной фазы при данной обработке составил всего 2%. Изменилась фазовая картина механоактивированных образцов:

тетрагональная фаза, свойственная изучаемому материалу при обычном синтезе (9500С, 4 ч), "перешла" в кубическую в образцах, подвергнутых механическому синтезу (8000С, 2 ч.).

Список публикаций:
[1]Swartz,S.L.Fabrication of perovskite lead magnesium niobate /S.L.Swartz,T.R. Shrout /Mat.Res.Bull.1982.V17.№10.P.1245-1250.
[2] И.А. Вербенко, О.Н. Разумовская, Л.А. Шилкина, Л.А. Резниченко, М.В. Таланов. Получение, структура и электрофизические свойства керамик системы PZN-PMN-PNN-PT. // Электронный журнал «Фазовые переходы, упорядоченные состояния и новые материалы» 2009. № 6. С. 1-16. http://www.ptosnm.ru/_files/Moduls/catalog/items/T_catalog_items_F_download_I_487_v1.pdf
[3] Patent RF. No.1584203A1, B O2 C17/08. Planetary mill./ Avvakumov E.G., Potkin A.M., Bertznyak V.M. Publ. 18.06.87.

Исследование структурных дефектов сульфида цинка, легированного галлием или индием

Мозжерин Александр Владимирович
Логинов Юрий Юрьевич
Сибирский федеральный университет
Логинов Юрий Юрьевич, д.ф.-м.н.
rfmoz@rambler.ru

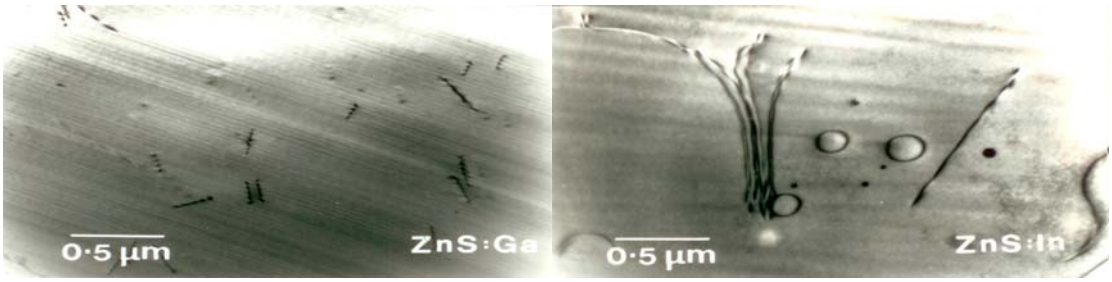
Полупроводниковые материалы типа A2B6, в класс которых входит и сульфид цинка (ZnS), являются основными материалами современной полупроводниковой электроники, силовой электроники и солнечной энергетики. Исключительно важной частью национальной экономики многих развитых государств считается производство этих стратегических материалов, элементов и устройств на их основе.

Необходимость легирования ZnS высокой концентрации модифицирующих элементов обусловлена созданием материала p-типа проводимости. Однако, до сих пор малоизвестно относительно взаимодействия легирующих элементов с кристаллической решеткой ZnS. При эффективном использовании In и Ga в качестве легирующих элементов, после процесса отжига, возможно, получить детальную информацию относительно роли и взаимодействии этих легирующих веществ внутри массива кристаллической решетки.

В данной работе проводятся исследования образцов ZnS легированных высокими концентрациями In или Ga методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) на электронном микроскопе JEOL 2100 .

Кристаллы ZnS были приготовлены с использованием модифицированной Piper Polish методики. Кристаллы были синтезированы из паровой фазы с использованием поликристаллического затравочного материала в атмосфере аргона. Элементное легирование растущего образца было выполнено при температуре 1500 °C. Кристаллы сульфида цинка были легированы In и Ga концентрацией 500 ppm.

В данной работе установлено, что ростовые хорошо сформированные дефекты структуры в образцах сульфида цинка, легированного индием или галлием сразу после выращивания, демонстрировали, что легирующие элементы полностью распределены в пределах кристаллической решетки (рис.1). Формирование преципитатов с последующим отжигом в атмосфере цинка показывает, что легирующие элементы локализуются на структурных дефектах. В течение процесса отжига междоузельные атомы цинка диффундируют в кристаллическую решетку, вытесняя атомы индия и галлия, которыми легирован кристалл, что подобно процессам, происходящим в легированном кремнии. Постепенно атомы легирующих элементов диффундируют внутри кристаллической решетки к некоторым кристаллическим дефектам, таким как дефект упаковки или дислокация, где происходит их перенасыщение с формировавшимися преципитатами. Процесс формирования преципитатов, в свою очередь, способствует формированию новых дислокаций в результате деформации решетки. Размеры и формы преципитатов крайне различны, мелкие преципитаты большей частью круглой формы, тогда как более большие имеют форму шестиугольников.



а *б*

рис. 1 Дислокации и дислокационные петли в сульфиде цинк, а – ZnS:Ga, б – ZnS:In2006. № 4. С.35.

Феноменологическая модель распределения контактной разности потенциалов по периферии контактов Au/n-GaAs

Назарчук Юлия Николаевна

Новиков Вадим Александрович, Бобровникова Ирина Анатольевна

Томский государственный университет

Бобровникова Ирина Анатольевна, к.ф.-м.н.

julnaznik@mail.ru

В работе [1] была приведена модель ограниченного контакта, которая предсказывает наличие дополнительного электрического поля вдоль периферии. Так как метод зонда Кельвина, используемый в АСМ, зависит от распределения напряженности электрических полей, то измеряемая контактная разность потенциалов должна содержать вклад дополнительного электрического поля вдоль периферии контакта. Следовательно, дополнительное электрическое поле, обусловленное периферией контакта, должно привести к изменению распределения поверхностного потенциала. Поэтому были исследованы контакты металл-полупроводник с барьером Шоттки (КМП с БШ), диаметр которых изменялся в пределах 3 – 500 мкм. Толщина контактов изменялась от 30 нм до 1,2 мкм. В качестве металла использовали Au. Металлизацию осуществляли двумя методами: осаждением и напылением. В процессе исследования были получены АСМ изображения морфологии поверхности и распределения контактной разности потенциалов (КРП).

КМП с БШ были предоставлены ОАО «НИИ полупроводниковых приборов» г. Томск.

На рис.1. приведены АСМ изображения КМП с БШ на основе Au/n-GaAs диаметром 200 мкм с толщиной металлизации 0,2мкм и их профили. Из совмещения профилей морфологии поверхности и распределения КРП видно, что по периферии контакта на поверхности полупроводника и металла наблюдаются протяженные (от10 до 30 мкм) области плавного изменения КРП. Область плавного изменения КРП на поверхности полупроводника в области периферии контакта будем называть потенциальным ореолом. На основе экспериментальных данных была предложена феноменологическая модель распределения КРП по периферии контакта. С учетом данной модели был произведен качественный анализ влияния геометрии КМП с БШ и их взаимного расположения (рис.2).

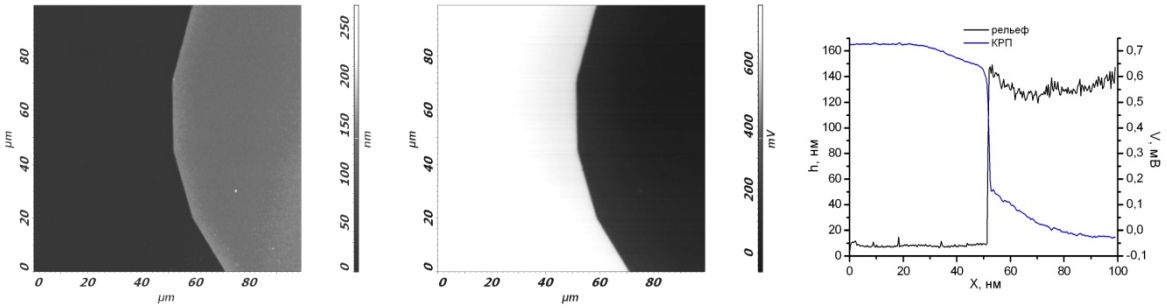


рис.1. АСМ изображение КМП с БШ на основе Au/n-GaAs диаметром 200 мкм с толщиной металлизации 0,2мкм a) морфология поверхности, b) распределение КРП, c) профили морфологии и КРП

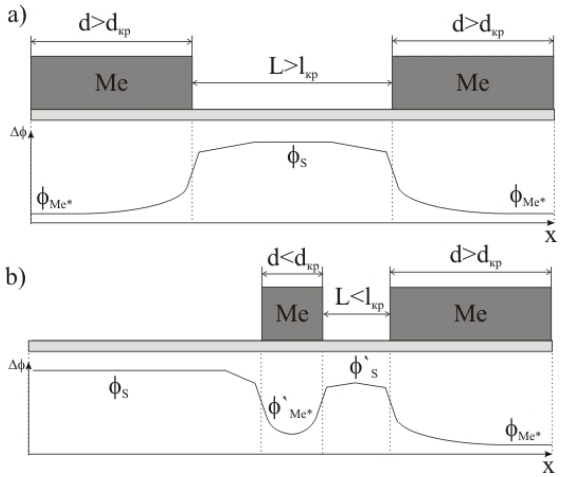


рис.2. Влияние геометрии и взаимного расположения КМП с БШ на распределение КРП

Из рис.2 можно сделать вывод о том, что диаметр контактов и их взаимное расположение должно оказывать значительное влияние на величину КРП в центре контакта и на поверхности полупроводника между

ними. Из рис.2а видно, что при расстоянии между контактами $L>l_{кр}$, где $l_{кр}$ равно удвоенной ширине потенциального ореола, значение КРП меду контактами соответствует таковому для свободной поверхности полупроводника. Если уменьшать расстояние между контактами, потенциальные ореолы начнут взаимодействовать, что приведет к изменению величины КРП. Аналогичная ситуация развивается при уменьшении латеральных размеров контакта, как показано на рис.2b. Таким образом, при $L\to 0$, КРП в области между контактами $\varphi_S\to\varphi_{Me*}$, т.е. к КРП в области металлизации и наоборот, при $d\to 0$, $\varphi_{Me*}\to\varphi_S$. Данные предположения из анализа модели распределения потенциала в структурах КМП с БШ подтверждаются экспериментально.

Полученные результаты хорошо согласуются с теоретической моделью, предложенной в работе [1], и кроме того показали что дополнительное электрическое поле распространяется не только в область полупроводника, но и металла. Наиболее ярко влияние взаимного перекрытия областей плавного изменения КРП наблюдается при диаметре контакта и расстояния между КМП с БШ менее 30 мкм.

Данный факт необходимо учитывать при конструировании полупроводниковых схем с высокой плотностью исполнительных элементов. Изменяя расстояние между контактами и их геометрию можно управлять и определять величину КРП и, следовательно, рабочие характеристики готового прибора.

Список публикаций:
[1] Р.Мамедов. Изд-во БГУ, Баку, с.231, (2003).

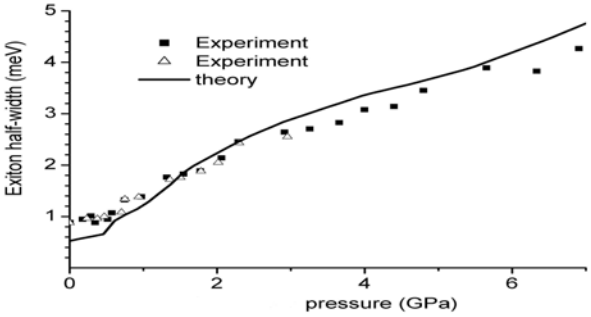
Расчет ширины спектральной линии прямого экситона в Ge под давлением

Обухов Сергей Владимирович
Тютерев Валерий Григорьевич
Томский государственный педагогический университет
Тютерев Валерий Григорьевич, профессор, д.ф.-м.н.
tyuterev@gmail.com

Распад связанного состояния прямого экситона в Ge обусловлен процессами междолинного рассеяния электрона на фононах из Г-минимума в боковые L,X и Δ долины. Темп электрон-фононной релаксации $W_f(P)$ рассчитывается через «золотое правило Ферми»(1)

$$W_f(P)=\frac{2\pi}{\hbar}\sum_{\mathbf{q}\lambda}\left|\left\langle\psi_{n,\Gamma}\left|\Delta V^{\lambda}_{\mathbf{k}_f+\mathbf{q}}\right|\psi_{n,\mathbf{k}_f+\mathbf{q}}\right\rangle\right|^2\left(2N\left(\omega^{\lambda}_{\mathbf{k}_f+\mathbf{q}}\right)+1\right)\delta\left(\varepsilon_{\Gamma}(P)-\varepsilon^{\lambda}_{\mathbf{k}_f+\mathbf{q}}(P)\right) \quad (1)$$

где $\left\langle\psi_{n,\Gamma}\left|\Delta V^{\lambda}_{\mathbf{k}_f+\mathbf{q}}\right|\psi_{n,\mathbf{k}_f+\mathbf{q}}\right\rangle$ матричный элемент перехода электрона из точки Г в боковую долину $\mathbf{k}_f$ с излучением или поглощением фонона ветви λ с волновым вектором $\mathbf{k}_f+\mathbf{q}$. Здесь $\mathbf{k}_f$ -положение точки экстремума L,X,Δ и $\mathbf{q}$ - отклонение волнового вектора электрона от этой точки. Спектр и волновые функции электронов в нижней зоне проводимости, спектр колебаний и собственные векторы фононов, возмущение кристаллического потенциала $\Delta V^{\lambda}_{\mathbf{k}_f+\mathbf{q}}$, вызванное фононом, рассчитывалось при различных значениях приложенного давления *P* из первых принципов самосогласованным образом по методике работ [2,3] с использованием модифицированного кода *Quantum Espresso*[4]. Рассчитаны зависимости относительных положений Γ,L,X,Δ уровней, эффективных масс в долинах, параметров анизотропии и непараболичности спектра от приложенного давления. Для того, чтобы выполнить интегрирование с δ - функцией, закон дисперсии электронов подгонялся под расчетные кривые аналитическими выражениями. Интегрирование по поверхностям постоянной энергии проведено численно методом Гаусса.



Полученные результаты исследования процессов междолинного рассеяния электронов на фононах использованы для расчета ширины спектральной линии прямого экситона в Ge в зависимости от приложенного внешнего давления. Зависимость полуширины линии экситона в диапазоне давлений от 0 до 8 ГПа хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными данными [5].

Список публикаций:

[1] P. Giannozzi, S. de Gironcoli, P. Pavone, and S. Baroni, Phys.Rev. B 43, 7231 (1991).
[2] J. Sjakste, N. Vast, and V. Tyuterev, Phys. Rev. Lett.99, 236405 (2007).
[3] V.Tyuterev, N.Vast, J.Sjalste, , Phys. Rev. B, v 81, 245212, (2010).
[3] S. Baroni et al. http://www.pwscf.org
[4] G. H. Li, A. R. G. ni, K. Syassen, and M. Cardona, Phys.Rev. B 49, 8017 (1994).

Фотолюминесценция GaN/AlGaN структур с двумерным электронным газом при высоком уровне возбуждения

Осинных Игорь Васильевич
Новосибирский государственный университет
Журавлев Константин Сергеевич, д.ф.-м.н.
osinus-sb@ya.ru

Гетероструктуры GaN/AlGaN представляют больший интерес благодаря своим электрическим свойствам. Как известно, различие постоянных решеток GaN и AlGaN приводят к появлению встроенного электрического поля из-за спонтанной поляризации и поляризации, обусловленной механическими деформациями на гетерогранице. Это приводит к возникновению потенциальной ямы для электронов на границе GaN/AlGaN, в которой образуется двухмерный электронный газ (2ДЭГ). Если создать в слое AlGaN донорный слой, то электроны, попадающие в квантовую яму, будут пространственно разделены с ионизированными донорами. По этой причине в структурах с 2ДЭГ возможно достичь высокой подвижности электронов до 10^4 – 10^5 см^2/В·с при температуре жидкого гелия. Одним из способов характеризации таких структур является фотолюминесцентная спектроскопия.

Целью данной работы было изучение рекомбинации 2ДЭГ электронов и дырок, локализованных вблизи электронного газа в объеме GaN. В работе исследованы GaN/AlGaN гетероструктуры с 2ДЭГ с подвижностью μ=1100 и 1700 см^2/В сек при комнатной температуре. Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась как непрерывным He-Cd лазером (длина волны излучения, λ=325 нм, средняя мощность, P=18 мВт), так и импульсным N_2 лазером (λ=337 нм, P=15-25 мВт). Последний позволяет достигать высокого уровня возбуждения. Спектры ФЛ измерялись при комнатной и гелиевой температурах.

В спектрах ФЛ присутствовали полосы, соответствующие рекомбинации свободных экситонов (положение максимума полосы E=3,493 эВ), экситонов, связанных на донорах (E=3,48 эВ), и донорно-акцепторных парах (E=3,28 и E=3,17 эВ для акцепторов с различной химической природой). Также были обнаружены полосы, сдвинутые в низкоэнергетическую область спектра относительно линии экситонов, связанных на донорах, которые соответствуют рекомбинации электронов 2ДЭГ и дырок, локализованных на акцепторах в объеме GaN. При освещении непрерывным лазером наблюдались 1 либо 2 полосы (E=3,46 и E=3,44 эВ), связанные с рекомбинацией 2ДЭГ электронов, которые, вероятно, находятся на первом и втором энергетических уровнях в квантовой яме, сформированной вблизи гетерограницы. При возбуждении импульсным лазером наблюдалось появление дополнительных полос в более низкоэнергетической части спектра, ширина которых и расстояние между ними увеличивалось по мере движения в сторону меньших энергий. Эти полосы, скорее всего, связаны с рекомбинацией 2ДЭГ электронов с дырками на возбужденных состояниях акцепторов.

Аномалии диэлектрической проницаемости твердых растворов феррита висмута с ортоферритами редкоземельных элементов в области температур (300-1000)К

Павелко Алексей Александрович

Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета

Резниченко Лариса Андреевна, д.ф.-м.н.

dipoleglass@gmail.com

Феррит висмута $BiFeO_3$ и его твердые растворы (ТР) являются удобными объектами для создания магнитоэлектрических материалов благодаря простой кристаллической структуре, высоким значениям электрического и магнитного упорядочения [1]. Использование в качестве компонентов таких соединений редкоземельных элементов (РЗЭ) позволяет усилить магнитные и стабилизировать электрические свойства объектов [2].

Для того, чтобы понять природу формирования магнитоэлектрического взаимодействия в указанных материалах необходимо провести систематические исследования их структурных, электрофизических, диэлектрических свойств, предполагающие широкие интервалы изменения внешних воздействий. Подробные исследования диэлектрических свойств таких ТР немногочисленны и противоречивы. В связи с чем в данной работе предпринято изучение диэлектрических параметров ТР состава $(1\text{-}x)BiFeO_3 - xAFeO_3$ (A = РЗЭ: La, Nd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu) в широких интервалах температур (от 300 К до 1000 К) и частот (от 20 Гц до 10^6 Гц).

Изучаемые ТР синтезированы методом твердофазных реакций из оксидов Bi_2O_3, Fe_2O_3, A_2O_3 обжигом в две стадии, с промежуточным помолом.

Исследования комплексной диэлектрической проницаемости ($\varepsilon^* = \varepsilon' + i\cdot\varepsilon''$) проводили в интервале температур (300÷1000) К в полосе частот (f) от 20 Гц до 10^6 Гц при помощи прецизионного анализатора импеданса Wayne Kerr 6500 B.

Проведение исследований диэлектрических спектров керамик мультиферроиков $BiFeO_3$ и $(1\text{-}x)BiFeO_3 - xAFeO_3$ при T = (300÷1000)К показало, что введение РЗЭ приводит к изменению характера зависимости ε' от температуры в объектах. На рис. 1, демонстрирующем зависимости $\varepsilon'(T)$ исследуемых ТР при f = 1кГц, выделены температурные области существования аномалий указанных зависимостей: первая (I) – (350÷400)К, вторая (II) – (530÷620)К и третья (III) – (690÷750)К.

Следует отметить, что область III близка к области протекания магнитного упорядочения. При температурах выше 800К наблюдается резкий рост проводимости, вследствие чего нам не удалось увидеть максимум ε', соответствующий сегнетоэлектрическому переходу.

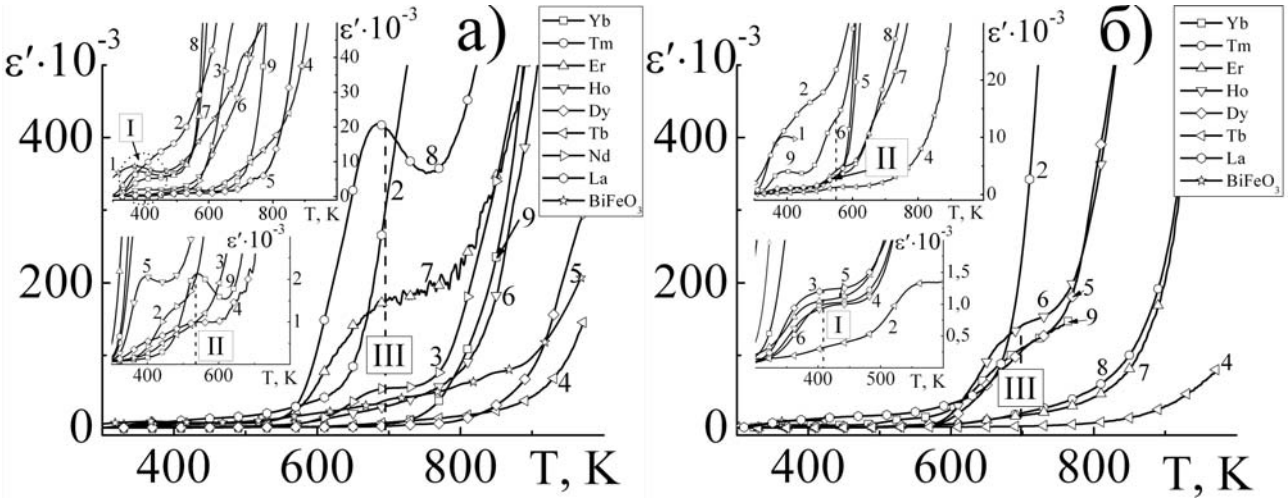


рис.1. Зависимости ε′(T) ТР BiFeO3 и а) 90BiFeO3 – 10AFeO3; б) 80BiFeO3 – 20AFeO3 (A = РЗЭ), измеренные при f = 1кГц в режиме охлаждения. Цифры у кривых соответствуют РЗЭ: 1 – BiFeO3, 2 – La, 3 – Nd, 4 – Tb, 5 – Dy, 6 – Ho, 7 – Er, 8 – Tm, 9 – Yb

Список публикаций:

[1] Г.А.Смоленский, И.Е.Чупис, УФН 137, 415 (1982).

[2] W.-M. Zhu, L. W. Su, Z.-G. Ye, and W. Ren, Appl. Phys. Lett. 94, 142908 (2009).

Высокотемпературные диэлектрические и структурные свойства керамики $0.1BiFeO_3$-$0.9KNbO_3$

Павленко Анатолий Владимирович

Тесленко Павел Юрьевич

Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета

Резниченко Лариса Андреевна, д.ф.-м.н.

tolik_260686@mail.ru

В последние годы стремительно растёт интерес к классу кристаллических твердых тел, в современной терминологии называемых "мультиферроики"[1,2]. Использование таких материалов в микроэлектронике, СВЧ-технике позволяет расширить области возможного применения и технические рамки эксплуатации новых устройств на их основе[3]. Именно поэтому поиск, создание и детальное исследование свойств новых мультиферроиков и мультиферроидных основ – одна из самых важных задач современного материаловедения. Предметом данной работы стало исследование высокотемпературных диэлектрических и структурных свойств керамики твердого раствора (ТР) $0.1BiFeO_3$ - $0.9KNbO_3$, компоненты которого являются основой некоторых мультиферроидных и сегнетопьезоэлектрических материалов.

Образцы синтезированы из стехиометрических смесей оксидов Bi_2O_3, Fe_2O_3 и предварительно полученного $KNbO_3$ обжигом в две стадии при T_1 = 800°C, 10ч. и T_2 = 900°C, 5ч. Спекание ТР указанного состава проведено при $T_{сп}$=1060 ^{0}C, 2.5 ч.

Рентгеноструктурное изучение образцов проводили на диффрактомере Дрон 3М (CuK_α- излучение) методом порошкового полнопрофильного анализа с обработкой рентгенограмм с использованием метода Ритвелда. Определяли кристаллические фазы, уточняли их симметрию, параметры элементарных ячеек, а также позиционные и тепловые параметры атомов. В качестве критерия уточнения структурных параметров использовали профильный фактор недостоверности R_p. Точность определения параметров перовскитовой подъячейки составляла Δa=+/-0.003Å; Δα=Δβ=+/-0.02 град.

Измерения комплексной относительной диэлектрической проницаемости ($\varepsilon^*/\varepsilon_0 = \varepsilon'/\varepsilon_0 + i\cdot\varepsilon''/\varepsilon_0$, где $\varepsilon'/\varepsilon_0$ и $\varepsilon''/\varepsilon_0$ – действительная и мнимая части, соответственно) в температурном диапазоне (30÷700) ^{0}C и частотном (*f*) интервале (25÷10^6) Гц осуществляли с помощью прецизионного LCR-метра Agilent E4980A.

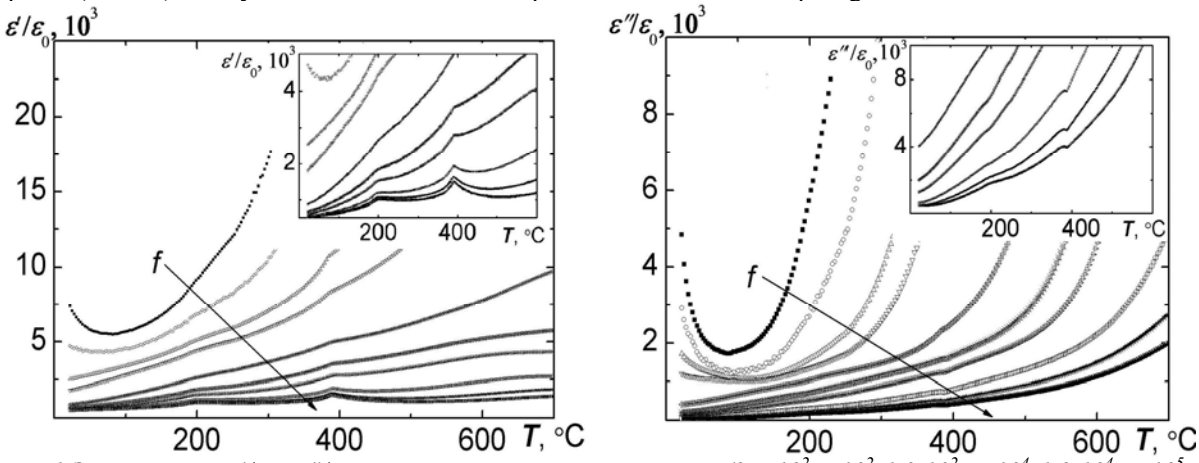


рис.1 Зависимости $\varepsilon'/\varepsilon_0$ и $\varepsilon''/\varepsilon_0$ от температуры на частотах (25; 10^2;$5\cdot10^2$;$1.2\cdot10^2$; $5\cdot10^4$;$1.2\cdot10^4$; $5\cdot10^5$; $1.2\cdot10^6$;$2\cdot10^6$) Гц керамики ТР изучаемого состава .Стрелкой указанно направления роста f

Из *рис.1* видно, что во всем исследовательском температурном диапазоне в данном ТР наблюдается дисперсия $\varepsilon'/\varepsilon_0$ и $\varepsilon''/\varepsilon_0$, усиливающаяся по мере роста T; на зависимостях $\varepsilon'/\varepsilon_0(T)$ и $\varepsilon''/\varepsilon_0(T)$ при температурах ~200 и ~400 ^{0}C формируются размытые максимумы, температурное смещение которых при изменении частоты не выявлено. Изучение изменений структуры ТР в области температур (20≤T≤800)^{0}C показало, что в данном составе последовательность фазовых переходов (ФП) аналогична наблюдаемой в $KNbO_3$: орторомбическая фаза Amm2 при 180^{0}C переходит в тетрагональную фазу P4mm, которая, в свою очередь, при нагревании при T=390^{0}C переходит в кубическую фазу Pm3m. Температурам этих ФП и соответствуют наблюдаемые максимумы на зависимостях $\varepsilon'/\varepsilon_0(T)$ и $\varepsilon''/\varepsilon_0(T)$.

Список публикаций:

[1] А.К. Звездин, А.П. Пятаков. // УФН.2004. Т.174. №4. С.465.

[2] Ю.Н.Веневцев, В.В. Гагулин, В.Н. Любимов. Сегнетомагнетики. // М.:Наука, 1982. 224с

[3] А.К. Звездин, А.С. Логинов, Г.А. Мешков и д.р. // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т.71.№1.С.1604.

Формирование квазирегулярной микродоменной структуры в монокристаллах легированного оксидом магния ниобата лития после ионной бомбардировки

Пряхина Виктория Игоревна

Шур Владимир Яковлевич, Сарманова Марина Финусовна, Негашев Станислав Александрович, Аликин Денис Олегович

Уральский государственный университет им. А.М. Горького

Шур Владимир Яковлевич, д.ф.-м.н.

victoria.pryahina@labfer.usu.ru

В работе представлены результаты экспериментального исследования самоорганизованных квазирегулярных доменных структур, образующихся в электрическом поле в монокристаллах конгруэнтного ниобата лития, легированного оксидом магния (MgO:LN), после бомбардировки ионами Ar, Cu и Ni.

Ниобат лития $LiNbO_3$ (LN) представляет собой один из наиболее востребованных сегнетоэлектрических кристаллов. Он широко используется в электрооптических и нелинейно-оптических устройствах [1], а также является базовым материалом интегральной оптики. Создание периодических доменных структур используется для управления характеристиками LN. Для управления кинетикой доменной структуры используется, в частности, модификация поверхностного слоя [2-4].

Монодоменные пластины MgO:LN толщиной 1 мм бомбардировались ионами Ar, Cu и Ni с широким энергетическим спектром в диапазоне энергий от 2 до 4 кэВ. В модифицированном слое обнаружена повышенная проводимость, при этом толщина слоя зависит от энергии и времени бомбардировки образца и изменяется в пределах от нескольких микрон до миллиметров.

При переключении поляризации ячейка с образцом представляла собой жидкостный конденсатор, в качестве электродов использовался насыщенный раствор LiCl. Визуализация кинетики доменной структуры в процессе переключения осуществлялась оптическим поляризационным микроскопом Carl Zeiss LMA-10. Статические доменные структуры визуализировались с повышенным разрешением оптическим микроскопом Olympus BX-51, а также в объеме помощью конфокальной микроскопии комбинационного рассеяния (НаноЛаборатория NT-MDT Ntegra Spectra).

В пластинах после ионной бомбардировки при переключении формировались заряженные доменные стенки с квазирегулярной структурой (*Рис.1*) [5]. Средний период полученной структуры (расстояние между соседними зубьями) обусловлен скоростью бокового движения нейтральной доменной стенки (*Рис.1г*).

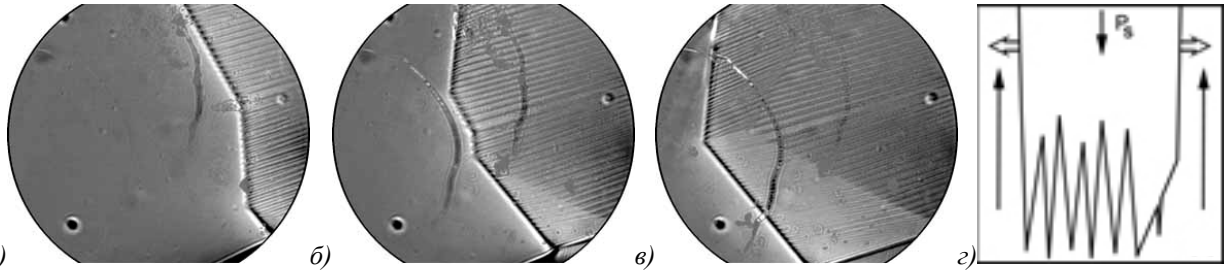


рис.1. Формирование заряженной доменной стенки в MgO:LN. Время от начала приложения импульса: а) 3.3 с, б) 4.7 с, в) 6.7 с. Оптическая визуализация.г) Модель формирования (боковой срез).

Исследование с помощью конфокальной микроскопии комбинационного рассеяния выявило сложную геометрию заряженной доменной стенки в объеме кристалла. [6] (*Рис.2*).

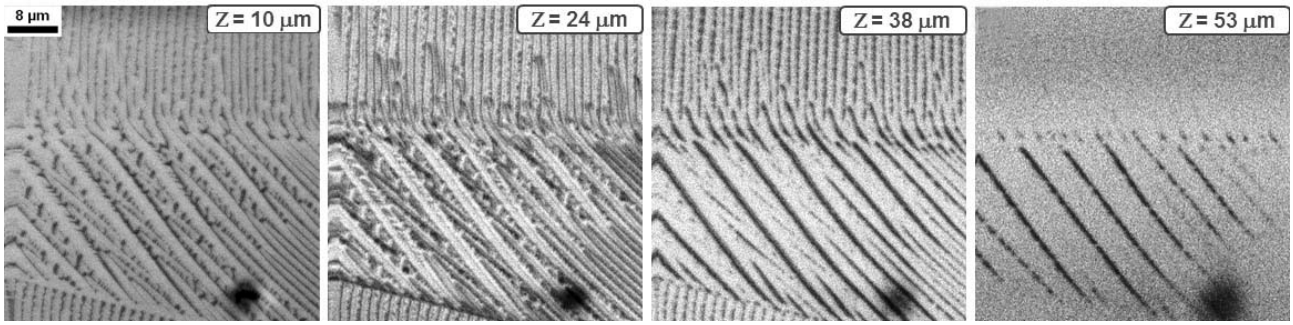


рис.2. Изображения заряженной доменной стенки на различной глубине в объеме кристалла, полученные с помощью сканирующей лазерной конфокальной микроскопии комбинационного рассеяния в MgO:LN.

Полученные эффекты показывают принципиальную возможность реализации нанодоменной инженерии в MgO:LN при помощи контролируемой модификации кристалла методом ионной бомбардировки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гр. 10-02-96042– р–Урал–а, 10-02-00627-а) и программы “Научные и педагогические кадры инновационной России на 2009 – 2013 годы” Федерального агентства по образованию (контракты Р870 и 14.740.11.0478) и Федерального агентства по науке и инновациям (контракт 02.74011.0171).

Список публикаций:
[1] Byer R.L .// J. of Nonlinear Optic. Phys. & Mater, 1997.-V.6.-pp.549-555.
[2] Sarmanova M.F., Shishkin E.I., Nikolaeva E.V., Shur V.Ya., Dolbilov M.A., Nebogatikov M.S., Alikin D.O., Plaksin O.A., Gavrilov N.V. // Ferroelectrics, 2010.–V.399.–pp.49-57.
[3] Alikin D.O., Shishkin E.I., Nikolaeva E.V., Shur V.Ya., Sarmanova M.F., Ievlev A.V., Nebogatikov M.S., Gavrilov N.V. // Ferroelectrics, 2010.–V.399.–pp.35-42.
[4] Dolbilov M.A., Shishkin E.I., Shur V.Ya., Tascu S., Baldi P., De Micheli M.P. // Ferroelectrics, 2010.-V.398.-pp.108-114.
[5] Shur V.Ya., Rumyantsev E.L., Nikolaeva E.V., Shishkin E.I. // Appl. Phys. Lett., 2000. – V. 77, N. 22. – pp. 3636-3638.
[6] Shur V.Ya. // J. Mat. Sci, 2006.-V.41.-pp.199-213.

Диэлектрические свойства керамики $Pb(Fe_{1/2}Ta_{1/2})O_3$ в широкой температурной области при сильных смещающих полях

Сережкин Александр Михайлович
А.И.Бурханов, К.Борманис, А.Калване
Волгоградский государственный архитектурно-строительный университет
Бурханов Анвер Идрисович, д.ф.-м.н.
amserezhkin@yandex.ru

Данная работа посвящена изучению диэлектрического отклика ферримагнитной керамики ферротанталата свинца $Pb(Fe_{1/2}Ta_{1/2})O_3$ (PFT) в широкой области температур при условии приложения к образцу сильного смещающего поля. Характер диэлектрической нелинейности определяется поведением реверсивных зависимостей $\varepsilon'(E_=)$ в различных температурных областях, в том числе при температурах сегнетоэлектрического фазового перехода и при температурах, соответствующих точке Нееля для данного состава.

Характер зависимостей $\varepsilon'(E_=)$ при различных температурах иллюстрирует *рис.1*. В температурной области несколько выше температуры максимума диэлектрической проницаемости в слабых полях $T_m \approx -40^\circ C$ на реверсивной зависимости наблюдается значительный гистерезис *(рис.1.а)*, что указывает на наличие больших поляризованных областей (доменов) в объеме образца. При дальнейшем повышении температуры до комнатной $T_{ком} = 20^\circ C$ небольшой гистерезис $\varepsilon'(E_=)$ еще остается *(рис.1.б.)*, что согласуется, например, с данными [1]. Это указывает на существенное размытие сегнетоэлектрического фазового перехода в исследуемом образце, т.к. в данном случае $T_{ком}$ соответствует области температур существования параэлектрической фазы в PFT. На рис.1.в показано поведение $\varepsilon'(E_=)$ при температуре лежащей ниже температуры Нееля ($T_N \approx -140^\circ C$) в данном составе. Реверсивная зависимость $\varepsilon'(E_=)$ исследуемой PFT керамики при $T = -174{,}5^\circ C$ соответствует процессу переключения поляризации материала, находящегося в сегнетоэлектрической фазе, хотя следует отметить, что при этом существенно проявляется униполярность переключения поляризации.

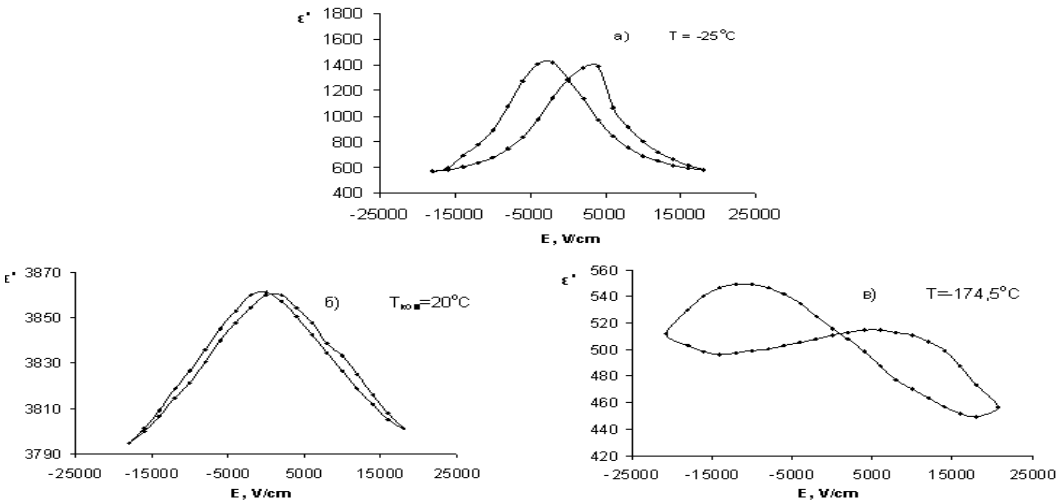


рис.1 Зависимость диэлектрической проницаемости от смещающего электрического поля

В работе обсуждаются полученные результаты с точки зрения сосуществования полярной и неполярной фазы в широкой температурной области, и как может влиять на это поведение ферромагнитное/ антиферромагнитное упорядочивание в такого рода материалах.

Список публикаций:
[1] R. Martnez V, Ashok Kumar, Dilsom A. Sanchez, R. Palai, and R. S. Katiyar. Fabrication and characterization of relaxor ferroelectric $PbFe_{1/2}Ta_{1/2}O_3$ thin film: A comparison with ceramics. JOURNAL OF APPLIED PHYSICS 108, 084105 (2010)

Упругие и механические свойства нитридов серебра

Старикова Ирина Валерьевна
Кемеровский государственный университет
Журавлев Юрий Николаевич, д.ф.-м.н.
irina.starikova-@mail.ru

Нитриды металлов представляют интерес, прежде всего с технологической точки зрения. Их физические свойства интенсивно изучаются как экспериментальными, так и теоретическими методами. Сегодня успехи первопринципных квантово-механических вычислений атомной и электронной структуры позволяют теоретическое моделирование новых материалов, предсказывают их свойства и подсказывают новые способы синтеза. Это в полной мере может относиться к нитридам серебра, из которых к настоящему времени синтезирован только Ag3N.

Упругие постоянные кристалла определяются как вторая производная полной энергии по элементам тензора деформации ε. Компоненты тензора деформации для вычисления постоянных C11, C12 определяется из C12 с помощью $\varepsilon_{11} = \delta$, $\varepsilon_{22} = \delta$, $\varepsilon_{33} = -2\delta$ (все остальные равны нулю), для вычисления C44 $\varepsilon_{12} = \varepsilon_{21} = \delta/2$, объемный модуль сжимаемости B - вычисляется с помощью задания элементов $\varepsilon_{11} = \delta$, $\varepsilon_{22} = \delta$, $\varepsilon_{33} = \delta$. В настоящей работе $E(\delta)$ вычислялась при $\delta =$ ±0.03, ±0.02, ±0.01, а вторая производная определялась из аппроксимирующего полинома 2 степени. Расчеты полной энергии проводились первопринципным методом линейной комбинации атомных орбиталей, комплекса программ CRYSTAL06 в рамках теории функционала плотности с Dirac-Slater обменом и Perdew-Zunger корреляцией (LDA) и градиентное приближение к обмену и корреляции в варианте Perdew-Becke-Ernzerhof (PBE).

В таблице 1 приведены упругие постоянные Cij, упругие модули и соотношение Пуассона четырех нитридов серебра в различных возможных структурах. Для AgN это RS (пр. группа симметрии Fm3m), ZB (F43m), CsCl (Pm3m); для AgN2 возможен только один вариант – флюорит (Fm3m): Ag2N – два: антифлюорит (aF, Fm3m) и куприт (Cu2O, P4232); Ag3N – анти-ReO2 (aR, Pm3m). Здесь же для сравнения приведены расчетные данные для кристаллического серебра.

Таблица 1.Упругие постоянные Cij, модуль всестороннего сжатия B, модуль сдвига G, модуль Юнга E (все в ГПа), соотношение Пуассона v.

			C_{11}	C_{12}	C_{44}	B	G_h	v	E
AgN	RS	LDA	299.1	148.8	37.3	198.9	49.6	0.385	137.4
		GGA	232.2	107.7	14.4	149.2	27.2	0.414	76.8
	CsCl	LDA	331.2	171.3	23.2	224.6	39.1	0.418	111.0
		GGA	255.9	103.6	20.6	154.4	36.0	0.392	100.1
	ZnS	LDA	132.5	150.9	60.8	144.8	1.4	0.495	4.3
		GGA	103.8	114.8	50.8	111.2	5.9	0.474	17.5
AgN_2	F	LDA	251	199.9	70.7	216.9	47.1	0.399	131.7
		GGA	188.3	146.8	70.0	160.6	43.1	0.377	118.7
Ag_3N	aR	LDA	224.3	61	19.4	115.4	36.1	0.358	98
		GGA	154.2	42	0.9	79.4	12.3	0.426	35.1
Ag_2N	aF	LDA	259.1	101.5	89.9	154	85.3	0.266	216
		GGA	221.1	83.8	23.6	129.9	36.9	0.37	101.2
Ag_2N	Cu_2O	LDA	154.5	140.6	88.3	145.2	35.6	0.387	98.8
		GGA	109.8	103.2	60.3	105.4	22.6	0.4	63.2
Ag		LDA	233.8	147	127.6	175.9	82.9	0.296	214.9
		GGA	118.8	105.9	40.1	110.2	19.8	0.415	56.1

Из таблицы 1 следует, что мононитрид AgN обладает максимальными значениями B, G, E (здесь и далее используются средние для LDA и GGA значения) и, таким образом, является наиболее твердым материалом из всех нитридов серебра. Вместе с тем малые значения модуля сдвига не позволяют отнести нитриды серебра к твердым в сравнении с другими нитридами. Для всех нитридов B>G, т.е. параметром, лимитирующим механическую стабильность кристаллов, является модуль сдвига. Известно, что для типично ионных кристаллов отношение Пуассона v ~0.25, тогда как для ковалентных ~0.1 (отношение модулей сжатия и сдвига соответственно 1.667 и 0.9). В случае нитридов серебра значения v и B/G значительно превышают установленные предельные значения и это свидетельствует о комплексном характере химической связи, в которой решающую роль играет металлическая.

Полученный при расчетах набор упругих параметров оказывается полезным для полуэмпирических оценок ряда других физических свойств поликристаллических материалов: скорость звука, температуру Дебая, температуру плавления, коэффициент теплового расширения, постоянную Грюнайзена. В таблице 2 эти параметры представлены. Из вычислений ρ следует, что самым плотным материалом является AgN. Наибольшая средняя скорость звука наблюдается в AgN2, а наименьшая в Ag3N. В этом же соединении наименьшей будет и температура Дебая. Здесь она сопоставима с Θ_D для кристаллического серебра, рассчитанной – 231 K и измеренной экспериментально 228 K.

Таблица 2. Рассчитанные методом LDA (верхняя строка) и GGA (нижняя строка) продольная (vL), поперечная (vT) скорости звука (м/с), температура Дебая ΘD (K), температура плавления T (K), силовая постоянная C1 (эВ), постоянная Грюнайзена γ, коэффициент теплового расширения k*10-4

			v_L	v_T	Θ_D	T	$C1$	γ	k
AgN	RS	LDA	5495	2377	446	1036	13.4	2.458	5.276
		GGA	4774	1827	336	619	10.7	2.8	7.198
	CsCl	LDA	5518	2075	396	799	12.6	2.847	5.484
		GGA	4901	2066	383	785	12.9	2.533	6.546
	ZnS	LDA	4516	449	80	39	3.7	4.355	0.100
		GGA	4241	946	163	170	3.8	3.822	0.107
AgN_2	F	LDA	6354	2607	437	932	8.2	2.611	4.587
		GGA	5813	2585	422	908	8.0	2.375	5.255
Ag_3N	aR	LDA	4617	2168	276	1180	20.6	2.204	7.09
		GGA	3697	1324	165	452	14	2.968	0.118
Ag_2N	aF	LDA	5460	3081	464	2084	21.7	1.581	4.574
		GGA	4668	2119	314	1028	15.5	2.31	6.918
Ag_2N	Cu_2O	LDA	4921	4299	247	1031	10.1	2.476	6.569
		GGA	2115	1754	199	713	7.2	2.627	8.65
Ag		LDA	5070	2727	570	3102	28.4	1.751	4.964
		GGA	3677	1400	288	1286	11.6	2.814	0.104

Транспортные коэффициенты бислоя графена

Судоргин Сергей Александрович

Волгоградский государственный университет

Белоненко Михаил Борисович, Лебедев Николай Геннадьевич

sergsud@mail.ru

В последнее время большое внимание ученые уделяют исследованию нового углеродного материала – графена. Определение его транспортных свойств и зависимости их от внешних полей является одной из наиболее актуальных задач в физике низкоразмерных наноструктур.

В данной работе в рамках квазиклассического приближения времени релаксации получено выражение для плотности тока и транспортных коэффициентов двуслойного графена в присутствии внешнего электрического поля. Двухслойный графен состоит из двух графитовых слоев с гексагональной структурой. Между двумя слоями графена приложен электростатический потенциал U. Электронная структура такой системы обычно рассматривается в рамках модели сильной связи для π-электронов в приближении ближайших соседей. Тогда закон дисперсии такой системы можно записать в виде [1]:

$$E_p^{\pm\pm}(U) = \pm\sqrt{\varepsilon_p^2 + \gamma^2/2 + U^4/4 \pm \sqrt{\gamma^4/4 + (\gamma^2 + U^2)\varepsilon_p^2}} \quad (1)$$

где γ (≈ 0,4 эВ) – величина интеграла перескока между графеновыми слоями, U – электростатический потенциал, а ε_p – дисперсионное соотношение для однослойного графена [2]

$$\varepsilon_p = \pm t_0\sqrt{1 + 4\cos(ap_x)\cos(\pi s/n) + 4\cos^2(\pi s/n)} \quad (2)$$

где t0 (≈ 2,7 эВ) – интеграл перескока электронов между соседними узлами кристаллической решетки, a =3b/2$\hbar$, b = 0.142 нм – расстояние между соседними атомами углерода в графене, p = (px, s) – квазиимпульс электронов в графене, p_x – параллельная листу графена компонента квазиимпульса, s = 1, 2, …, n – нумерует квантование компоненты импульса по ширине графенового слоя.

Из периодичности закона дисперсии следует, что его можно представить в виде ряда Фурье [3]. В рамках квазиклассического приближения функция распределения электронов $f_s(\mathbf{p},\mathbf{r})$ находится из кинетического уравнения Больцмана [4]. Интеграл столкновений выбираем в виде, используемом в τ-приближении. Можно считать, что время релаксации τ = const, т.к. экспериментально установлено [5], что в графене уже при температурах порядка 40 K время релаксации постоянно и не зависит от температуры.

Плотность тока находится в следующем виде

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \sigma(\mathbf{E})\mathbf{E} + D(\mathbf{E})\frac{\nabla_x n}{n} \quad (3)$$

где $\sigma(\mathbf{E})$ – нелинейная электронная проводимость, имеющая явный вид:

$$\sigma(E) = \sum_s \int_{-\pi}^{\pi} \sum_m A_{ms} m f_{0s}(p_x, x)\frac{E}{E^2m^2+1}\left[\sin(mp_x) + Em\cos(mp_x)\right]dp_x \quad (4)$$

$D(\mathbf{E})$ – коэффициент диффузии электронов в двухслойном графене:

$$D(E) = \sum_s \int_{-\pi}^{\pi} f_{0s}(p_x, x)\sum_m A_{ms} m \sum_{m'} A_{m's} m' \left\{\frac{E^2(m^2+m'^2)+1}{K(E,m,m')} * \right.$$

$$*\left[EmR(E,m,m',p_x) + M(E,m,m',p_x)\right] + \frac{E^3\left(m'^3 - 2m^2m'\right) + Em'}{K(E,m,m')} * \quad (5)$$

$$\left. *T(E,m,m',p_x)\right\}dp_x + \sum_s \int_{-\pi}^{\pi} f_{0s}(p_x, x)\sum_m A_{ms} m \sum_{m'} A_{m's} m' \frac{1}{P(E,m,m')} F(E,m,m',p_x)dp_x$$

в данном соотношении введены следующие обозначения:

$$K(E,m,m') = \left[E^4(m^4 + m'^4 - 2m^2m'^2) + 2E^2(m^2+m'^2) + 1\right]\left[E^2m^2+1\right],$$

$$P(E,m,m') = \left[E^2m^2+1\right]^2\left[E^2m'^2+1\right],$$

$$R(m,m',p_x) = \cos(mp_x)\sin(m'p_x) + \cos(mp_x)\cos(m'p_x) - \sin(mp_x)\sin(m'p_x),$$

$$M(m,m',p_x) = \sin(mp_x)\sin(m'p_x) + \sin(mp_x)\cos(m'p_x) + \cos(mp_x)\sin(m'p_x)$$

$$T(E,m,m',p_x) = \left[\cos(mp_x)\cos(m'p_x) - Em\sin(mp_x)\cos(m'p_x)\right]$$

$$F(E,m,m',p_x) = \left[\sin(m'p_x) + Em\cos(m'p_x)\right]\left[\sin(mp_x) + 2Em\cos(mp_x) - E^2m^2\sin(mp_x)\right]$$

где A_{ms} и $A_{m's}$ - коэффициенты разложения энергии электронов в ряд Фурье.

В результате проведенного исследования предложена методика теоретического расчета транспортных коэффициентов электронов однослойных полупроводниковых УНТ в присутствии электрического поля в приближении времени релаксации. Получены аналитически и проанализированы численно выражения для

коэффициента диффузии электронов и нелинейной электронной проводимости. Обнаружен нелинейный характер зависимости данных коэффициентов от напряженности поля. При увеличении диаметра УНТ данные коэффициенты также возрастают. Показано, что для сильных полей данные коэффициенты стремятся к насыщению

Список публикаций:
[1] Yanyushkina N.N., Belonenko M.B., Lebedev N.G. Phys. Scr. 83 015603 (2011)
[2]Харрис П.Углеродные нанотрубы и родственные структуры.Новые материалы XXI века.Москва:Техносфера,2003.336 с.
[3] Белоненко М.Б., Лебедев Н.Г., Демушкина Е.В. ФТТ. 50, 367 (2008).
[4] Шмелев Г.М., Булыгин А.С., Маглеванный И.И. Дифференциальная термоэдс сверхрешетки в сильном электрическом поле. Физика твердого тела. 1999. Т. 41, Вып. 7. С. 1314.
[5] Grahn H.T., Klitzing K., Ploog K., Döhler G.H. Phys. Rev. B43, 12095 (1991).

Энергетический спектр электронов двухслойных графенов, допированных атомами щелочных металлов

Та Динь Хиен
Волгоградский государственный технический университет
Литинский Аркадий Овсеевич, д.х.н.
hien18385@yahoo.com

Двухслойные графены (ДГ) с внедренными в межплоскостное пространство атомами щелочных металлов (АЩМ) представляют интерес для наноэлектроники. Электронно-энергетические характеристики соответствующих структур определяют характер и направление протекающих в них электронных процессов. В данной работе проведен расчет спектра одноэлектронных состояний двухслойного графена как „чистого”, так и допированных в межплоскостное пространство АЩМ (M = Na, K, Rb, Cs).

Применена расчетная схема на основе теории функционала плотности [1-3], обобщенная на случай двумерных систем с трансляционнной симметрией (программа SIESTA [4]) с обменно-корреляционным потенциалом Пердью-Бурке-Эрнзерхора [5] в DZP – валентном базисе с учетом влияния остовных электронов (псевдопотенциал Труллье-Мартинсона-Клейнмана-Баландера [6]). Электронная плотность включала вклады состояний, отвечающих “специальным” точкам гексагональной зоны Бриллюэна, число которых совпадает с количеством элементарных ячеек, включенных в расширенную ячейку (РЯ), на которую накладывались циклические граничные условия. В наших расчетах выбрана элементарная ячейка (ЭЯ) состава $(C_{32})_2$. РЯ получали 3×3 – расширением ЭЯ (состав РЯ $[(C_{32})_2]_9$). Конкретные расчеты показали, что дальнейшее увеличение РЭ не приводит к заметному изменению рассчитываемых электронно-энергетических характеристик ДГ и АЩМ-ДГ. Рассмотрены три варианта концентрации АЩМ $M_x(C_{32})_2$ (x = 1, 2, 4 – число АЩМ, приходящие на одну ЭЯ). При x = 1 АЩМ помещался в положение, показанное на рис.1а; при x = 2 на рис.1б; при x = 3 на рис.1в. Межплоскостные расстояния принимались аналогичными тем, которые имеют место в структурах графита и соответствующих его соединениях АЩМ-включения (3,35 Å (недопированный ДГ); 4,50 Å (Na-ДГ); 5,4 Å (K-ДГ); 5,56 Å (Rb-ДГ); 5,94 Å (Cs-ДГ)). Расчеты показали что для „чистого” ДГ более устойчивым является конфигурация со сдвигом графеновых плоскостей (атомы углерода верхней плоскости располагаются над центрами гексагонов „нижней” плоскости), а в АЩМ-ДГ – структурах устойчивому состоянию отвечают конфигурации без сдвига графеновых плоскостей с расположением АЩМ в середине межплоскостного пространства в позициях между центрами гексагонов.

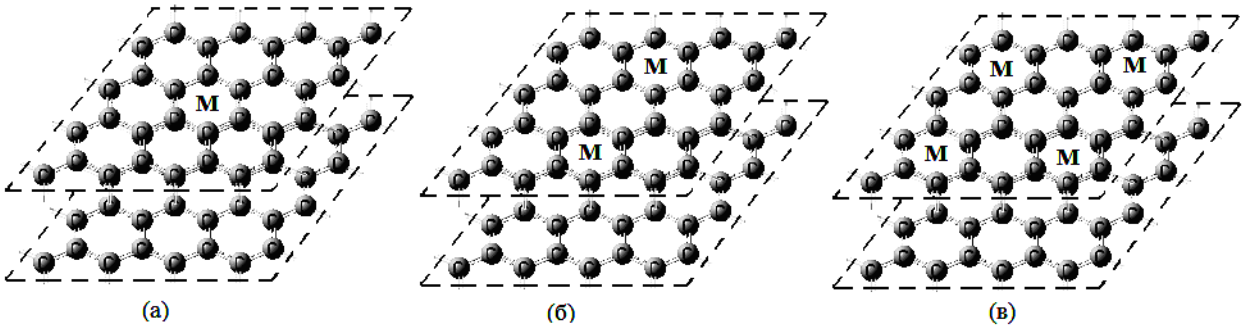


рис.1 Элементарные ячейки состава а) $M(C_{32})_2$; , б) $M_2(C_{32})_2$; в) $M_4(C_{32})_2$

Анализ рассчитанных полных энергий структур, дисперсионных кривых $\varepsilon(\vec{k})$ и плотностей состояний электронов (приведены на рис.2 для x = 1) позволил сделать следующие выводы.

1) Образование ДГ из двух графеновых плоскостей приводит к выигрышу энергии 0,28 эВ/яч; при этом уровень химического потенциала μ опускается на 0,14 эВ. Внедрение АЩМ приводит а) к дальнейшему выигрышу энергии ΔE, который в свою очередь уменьшается с ростом концентрации АЩМ (Na-ДГ : 3,8; 2,9; 2,3 эВ для x = 1, 2, 4 соответственно; K-ДГ : 4,3; 3,2; 2,3 эВ; Rb-ДГ : 4,3; 2,9; 2,0 эВ; Cs-ДГ : 4,85; 3,3; 2,3 эВ) (в пересчете на один атом внедрения и на одну ЭЯ); б) к увеличению μ, тем большему, чем больше концентрация АЩМ (Na-ДГ : -2,96; -2,71; -2,84 эВ (для x = 1, 2, 4 соответственно); K-ДГ : -2,91; -2,68; -2,49 эВ; Rb-ДГ : -2,90; -2,67; -2,56 эВ; Cs-ДГ : -2,93; -2,69; -2,64 эВ). Из приведенных данных также следует, что положение уровня химического потенциала значительно более существенно зависит от концентрации АЩМ, чем от типа внедряемых АЩМ.

2) Ширина валентной зоны ДГ (19,8 эВ) увеличивается при внедрении АЩМ, причем тем больше, чем больше концентрация АЩМ (Na-ДГ : 20,4; 20,6; 20,95 эВ (для x = 1, 2, 4 соответственно); K-ДГ : 20,4; 20,4; 20,9 эВ; Rb-ДГ: 20,35; 20,6; 20,8 эВ; Cs-ДГ : 20,35; 20,6; 20,7 эВ).

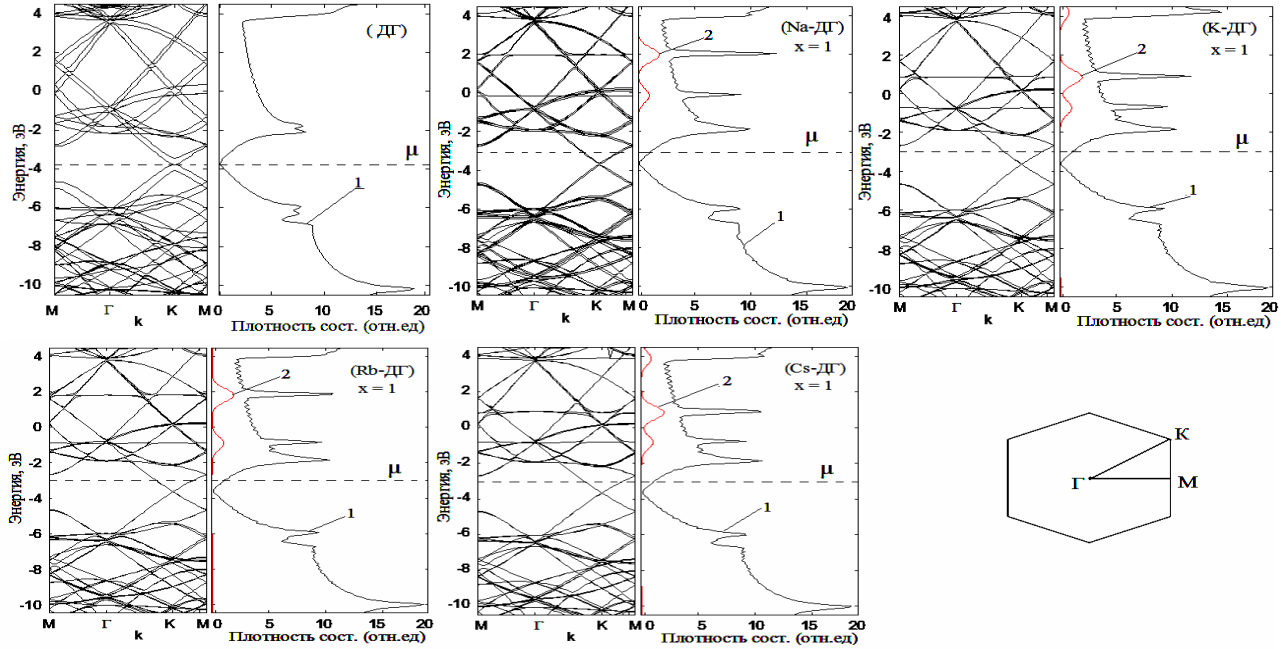


рис.2 Дисперсионные кривые $\varepsilon(\vec{k})$, плотности состояний (1– полная; 2 – вклад АЩМ) ДГ и М-ДГ (М = Na, K, Rb, Cs) и зона Бриллюэна гексагональной плоской решётки (пунктиром обозначено положение уровня химического потенциала μ)

Список публикаций:

[1] Koch W., Holthausen M.C. A Chemist's Guide to Density Functional Theory // Weinheim: Wiley-VCH., 2001, 293p.

[2] Кон В., Электронная структура вещества – волновые функции и функционалы плотности // УФН., 2002,172,N3,336-348.

[3] Parr R.G.,Yang W. Density-functional theory of atoms and molecules // Oxford University Press, 1989, 333pp.

[4] Soler J.M. [et al.]. The Siesta method for ab initio order-N materials simulation // J. Phys.: Condens. Matter. 2002. V. 14, N. 11. P. 2745-2779.

[5] Perdew, J.P.,Burke K.,Ernzerhof M. Generalized gradient approximation made simple //Physical review letters.,1996,77138-165.

[6] Kleinman L., Bylander D.M. Efficacious Form for Model Pseudopotentials. // Phys. Rev. Lett., 1982. V. 48, N 20. P. 1425-

Влияние поляризации на диэлектрический отклик сегнетоэлектрических керамик

Таланов Михаил Валерьевич

Южный федеральный университет

Резниченко Лариса Андреевна, д.ф.-м.н.

tmikle-man@mail.ru

Исследование влияния постоянного поляризующего поля (E) на величину относительной диэлектрической проницаемости (ε/ε0) керамики позволяет судить о доменных процессах при поляризации [1]. Отличие ε/ε0 керамик до и после поляризации может быть также обусловлено и пьезоэлектрической реакцией [2]. Кроме того, на изменение ε/ε0 после воздействия E могут оказывать влияние преобразования фазовой картины [3] и дефектная подсистема материала [4]. Целью данной работы стало установление влияния

поляризации твёрдых растворов (ТР) многокомпонентной системы PbNb2/3Mg1/3O3(PMN) – PbNb2/3Ni1/3O3(PNN) – PbNb2/3Zn1/3O3(PZN) –PbTiO3(PT), легированной барием, на величину их диэлектрического отклика.

Система изучена тремя разрезами пересекающими прогнозируемую морфотропную область вдали от PZN (10%), содержание PT (x) в которых варьировалось в пределах(25 ÷ 40) мол. %. Наиболее детально был исследован I разрез (с максимальным содержанием PMN) как наиболее характеризующий общие закономерности. Все керамические образцы получены твердофазным синтезом с использованием элементов колумбитного метода и спечены по обычной керамической технологии при Тсп: 1160, 1180, 1200 и 12200С. Рентгенографические исследования образцов до и после воздействия Е осуществляли методом порошковой дифракции с помощью дифрактометров ДРОН-3 и АДП с использованием отфильтрованного CoKα-излучения (фокусировка по Брэггу-Брентано). Для исследования реверсивной нелинейности под воздействием высоких электрических полей использовали специально сконструированную в НИИ физики ЮФУ установку.

На рис.1. представлены зависимости ε/ε0 (E) керамик с содержанием PT = 0,300÷0,375, которые при комнатной температуре в отсутствии поля характеризуются наличием гетерофазной (тетрагональной (T) и псевдокубической (Пск) (фаза, симметрию которой в силу слабости и размытия рентгенографических максимумов не удалось идентифицировать)) структуры. Видно, что при повышении содержания PT, а, следовательно, и усилении сегнетожёсткости керамик, наряду с падением максимальных значений ε/ε0, наблюдается снижение различий ε/ε0 между поляризованным и неполяризованным состоянием (Δε). Оценка указанных различий проводилась по величине h [3], характеризующей степень изменения ε/ε0 при E = 0, до и после приложения электрического поля.

$$h=(\varepsilon_{st}-\varepsilon_{end})\varepsilon_{st}, \quad (1)$$

где $\varepsilon_{st} = \varepsilon/\varepsilon_0$ при E = 0 до начала реверсирования, а $\varepsilon_{end} = \varepsilon/\varepsilon_0$ при E = 0 после реверсирования.

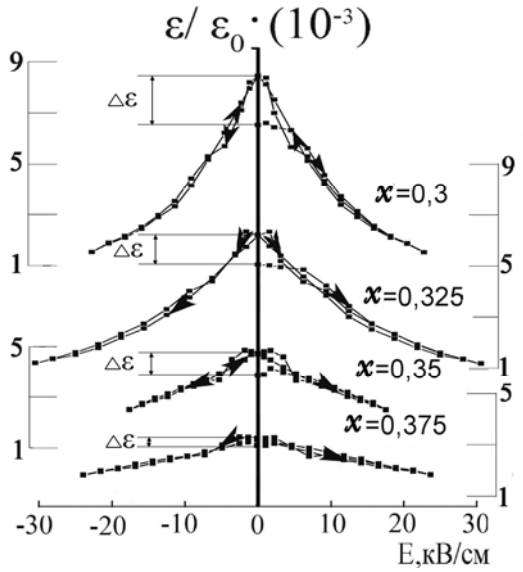


рис.1. Зависимости $\varepsilon/\varepsilon_0$ (E) керамик с содержанием PT = 0,3÷0,375 мол. %.

На рис.2. приведена зависимость параметра h от степени тетрагональности (c/a-1) элементарной ячейки керамик с разным содержанием PT. С увеличением x происходит закономерное возрастание значений (c/a-1), при этом на кривой отмечается три участка: I – с резким спадом h при малых x (<0,325), II – с формированием “плато” при средних значениях x (0,325÷0,350), III – с резким спадом h (но с меньшей скоростью, чем на участке I) при больших x. Резкий спад h на участке I может быть объяснён невысокими значениями (c/a-1) способствующими хорошей поляризуемости керамик данного состава. Возникновение инварного эффекта на участке II может быть следствием двух конкурирующих процессов: изменения фазовой картины (соотношения фаз, положения фазовых границ и пр.) и проявления эффектов доменного зажатия. Значительное изменение h на участке III, скорее всего, связано с последними (при повышении E) и последующим “освобождением”(при понижении E), весьма существенными в керамиках с большим содержанием классического сегнетоэлектрика PbTiO3. Меньший наклон прямой на участке III (по сравнению с участком I) связан с большими значениями (c/a-1), затрудняющими поляризацию данных керамик.

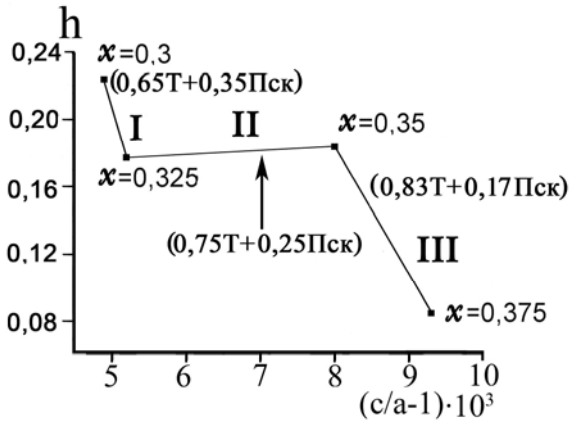


рис.2. Зависимость параметра h от степени тетрагональности (c/a-1)элементарной ячейки керамик с различным содержанием PT .

Таким образом, установлено, что поляризация исследуемых керамик приводит к неоднозначному “поведению” диэлектрического отклика. Причины этого различны: повышенная поляризуемость образцов с невысокой (c/a-1), изменение фазовой картины доменные эффекты в керамиках со средним содержанием PT.

Список публикаций:
[1] Е.Г. Фесенко, А.Я. Данцигери др., Поляризация пьезокерамики. Ростов-на-Дону.: Изд. Ростовского университета, 135. (1968).
[2] С..В. Богданов. // Изв. АН. СССР, серия физическая. Т.24. С. 1350-1353. (1960).
[3] А.И. Бурханов,А.В. А.В. Алпатов и др., ФТТ. Т.48. С. 1047-1048.(2006).
[4] Gerson R., J. Appl. Phys., A31, 188. (1960).

Изучение влияния условий роста на структурное качество слоев AlN методом рентгеновской дифракции

Тихонов Александр Владимирович
Малин Тимур Валерьевич, Журавлев Константин Сергеевич
Институт физики полупроводников СО РАН
Журавлев Константин Сергеевич, д.ф.-м.н.
tihonalex@mail.ru

Соединения AlGaN являются перспективными материалами для создания на их основе оптоэлектронных приборов, работающих в ультрафиолетовом диапазоне длин волн, таких как, ультрафиолетовые фотоприемники [1], в особенности солнечно-слепые фотоприемники [2], а также ультрафиолетовые светоизлучающие диоды с длиной волны излучения в диапазоне от 250 до 340 нм [3,4].

До сих пор получение слоев AlGaN высокого качества является проблемой, вследствие использования для их роста инородных подложек, таких как, сапфировые подложки, сильно отличающихся по параметру кристаллической решетки и коэффициенту температурного расширения. Это приводит к высокой плотности дислокаций в выращиваемых слоях AlGaN и, соответственно, к ухудшению электрофизических свойств получаемых структур. Снижения плотности дислокаций в слоях AlGaN можно добиться, осуществляя рост в оптимальных условиях, а также, используя различные конструкции буферных слоев [5]. В качестве буферного слоя часто используют слой AlN [6], поскольку AlN обладает оптической прозрачностью, что важно при создании ультра-фиолетовых светоизлучающих диодов и кроме этого он, в отличие от буферного слоя GaN, предотвращает растрескивание вышележащих слоев AlGaN. Однако рост буферных слоев AlN на сапфировых подложках, сопряжен с очень высокой плотностью прорастающих дислокаций [7], что в значительной степени снижает структурное качество получаемых слоев AlGaN. Целью данной работы было изучение влияния условий зарождения буферного слоя AlN на его структурное качество.

В работе исследовались слои AlN, выращенные методом аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии на сапфировых подложках Al_2O_3 (0001). Рост слоев AlN состоял из двух этапов: этапа зарождения, в ходе которого на поверхность сапфировой подложки высаживалось несколько монослоев металлического Al с последующей его нитридизацией (выдержке в аммиаке) и этапа роста слоя AlN. В ходе исследований варьировались следующие параметры на этапе зарождения: температура и время (количество монослоев) нанесения металлического Al. Толщина слоев составляла 300 нм. Структурное качество слоев оценивалось методом

рентгеновской дифракции, исходя их полуширины на полувысоте (ПШПВ) кривой качания от (0002) плоскостей.

Исследования показали, что зависимость ПШПВ кривой качания (а следовательно и структурного качества) слоев AlN от времени нанесения металлического Al имеет «U» – образную зависимость, достигая наименьшего значения при времени нанесения, равном 10 с, что соответствует толщине слоя Al в 1 монослой. На *рис.1* приведена полученная зависимость.

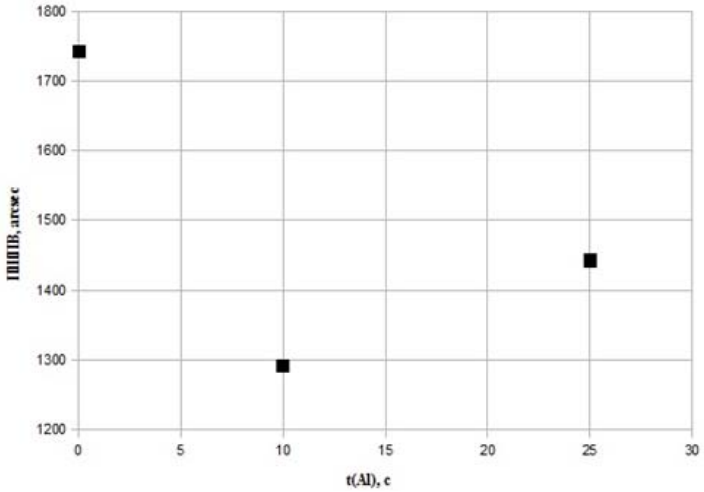


рис.1 Зависимость ПШПВ кривой качания слоев AlN от времени нанесения металлического Al при зарождении

Далее была получена зависимость ПШПВ от температуры нанесения Al при фиксированном времени нанесения, равном 10 с. Ниже на рис. 2 приведена полученная зависимость. Видно, что зависимость также имеет «U» - образную форму, причем понижение температуры до 900 ^{o}C приводит к резкому увеличению ПШПВ и, соответственно, к резкому ухудшению структурного качества слоев. Наименьшая ПШПВ слоев была получено при T=950 ^{o}C и составила 780 arcsec.

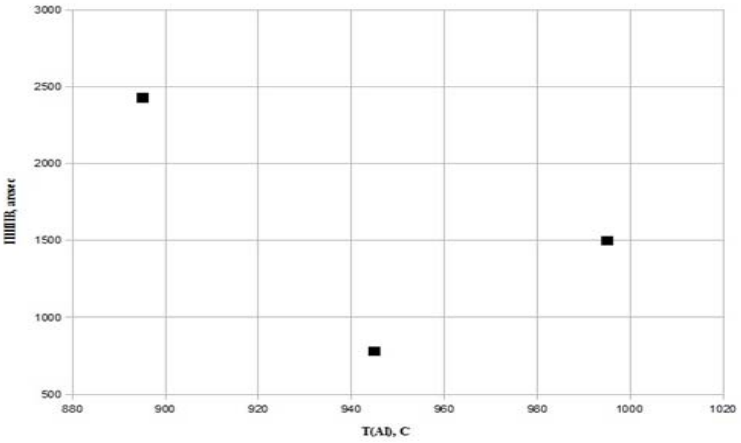


рис.2 Зависимость ПШПВ кривой качания слоев AlN от температуры нанесения металлического Al при зарождении.

В результате, были определены оптимальные условия зарождения буферного слоя AlN на сапфировой подложке. Наилучшее качество слоев было получено при температуре нанесения металлического слоя Al 950 ^{o}C и толщине нанесенного слоя в 1 монослой.

Список публикаций:

[1] E. Monroy, F. Callea, J.L. Pau, E. Munoz, F. Omnes, B. Beaumont, P. Gibart, J. Crystal Growth 230 (2001) 537.
[2] R. McClintock, K. Mayes, A. Yasan, D. Shiell, P. Kung, M. Razeghi, Appl. Phys. Lett. 86 (2005) 011117.
[3] X. Hu, J. Deng, J.P. Zhang, A. Lunev, Y. Bilenko, T. Katona, M.S. Shur, R. Gaska, M. Shatalov, A. Khan, Phys. Stat. Sol (a) 203 (2006) 1815.
[4] K. Mayes, A. Yasan, R. McClintock, D. Shiell, S.R. Darvish, P. Kung, M. Razeghi, Appl. Phys. Lett. 84 (2004) 1046.
[5] Kurimoto, T. Nakada, Y. Ishihara, M. Shibata, T. Takano, J. Yamamoto, T. Honda, H. Kawanishi, Phys. Status Solidi A 176 (1999) 665.
[6]Bilenko Y et al 2005 Japan. J. Appl. Phys. Part 2 ***44*** *L98.*
[7] Kuwano N, Tsuruda T, Kida Y, Miyake H, Hiramatsu K and Shibata T 2003 Phys. Status Solidi c 0 2444.

Исследование характеристик солнечных элементов на основе Si (100) с квантовыми точками Ge

Турапин Алексей Михайлович
Бармин Никита николаевич
Томский государственный университет
Коханенко Андрей Павлович, д.ф.-м.н.
alex22@sibmail.com

Прогресс технологий роста полупроводниковых структур сделал возможным создание материалов с наноразмерными включениями – квантовыми ямами, нитями, точками, характеризующиеся рядом новых явлений и свойств, представляющих интерес, как для фундаментальных исследований, так и для приборного применения.

Снятие запрета на оптические переходы поляризованные в плоскости роста структур с квантовыми точками (КТ) обеспечило возможность поглощения электромагнитного излучения при нормальном падении света в отличии от структур с квантовыми ямами и проволоками. Массив КТ характеризуется большим временем жизни неравновесных носителей заряда по сравнению с системами более высокой размерности вследствие снижения процесса рассеяния на фононах. За счёт нульмерной плотности распределения носителей заряда в КТ уменьшается скорость их термической генерации, что позволяет создавать приборы, работающие при комнатной температуре [1,2].

Структуры с КТ позиционируются как новый класс материала с промежуточной зоной, представляющий интерес для создания высокоэффективных солнечных элементов (СЭ). Для обеспечения высокой эффективности фотопреобразователей необходимо формирование однородного массива КТ предельно максимальной плотности (~1012 см-2). Весьма перспективной в этой области является система материалов Ge/Si, которая помимо выполнения выше перечисленных условий, является совместимой с высокоразвитой кремниевой технологией интегральных микросхем. По теоретическим подсчётам предельная эффективность преобразования солнечного элемента на основе Si с КТ Ge составляет 53 %.

В работе представлены результаты экспериментального исследования оптических и фотоэлектрических характеристик Ge/Si наногетероструктур и СЭ на их основе. Все образцы были получены методом МЛЭ в ИФП СО РАН г. Новосибирск. Основной задачей является фиксирование изменения оптических характеристик при внедрении массива КТ Ge в собственную область Si p-i-n-диода, для чего проводится сравнение со стандартным Si образцом (рис. 1). Измерения проводились с помощью спектрофотометра СФ–256 БИК.

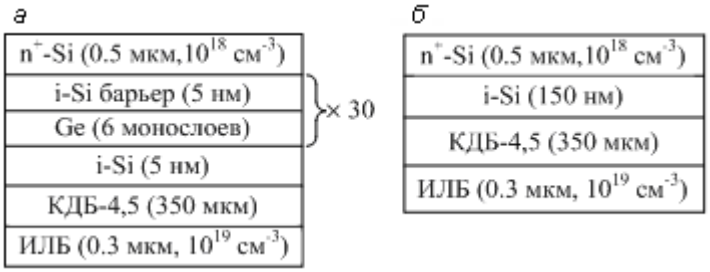


рис. 1. Структура исследуемых образцов: а)Si p-i-n диод с КТ Ge в i-области (№ 1); б) Si p-i-n диод (№ 2)

В пределах рассчитанной погрешности спектры пропускания не совпадают друг с другом, что свидетельствует о том, что при одинаковой толщине образец № 1 имеет отличные от образца № 2 оптические свойства (рис. 2. а). Из полученных спектров пропускания для обеих структур были рассчитаны коэффициенты поглощения. Образец с КТ обеспечивает поглощение фотонов с энергией ≤1,03 эВ, где Si образец (№2) является прозрачным (рис. 2. б). Полагая, что в области энергий 0,82-1,03 эВ поглощение идёт только за счёт многослойной структуры с КТ толщиной 150 нм, можно оценить коэффициент поглощения на КТ в этой области, который составил порядка (3 – 4)·103 см-1. Полученные результаты хорошо согласуются с данными по фотопроводимости Ge/Si наногетероструктур [3].

В работе проводилось исследование спектральной чувствительности солнечного элемента на основе Ge/Si наногетероструктуры с КТ. Фотопреобразователь в этом случае представляет собой стандартный Si p-i-n-диод, в собственную область которого внедрён массив КТ Ge (рис.3 а). Контакты выполнены из Al. Измерения проводились на базе монохроматора МДР-41, в качестве источника излучения использовалась галогенная лампа LSH-T250.

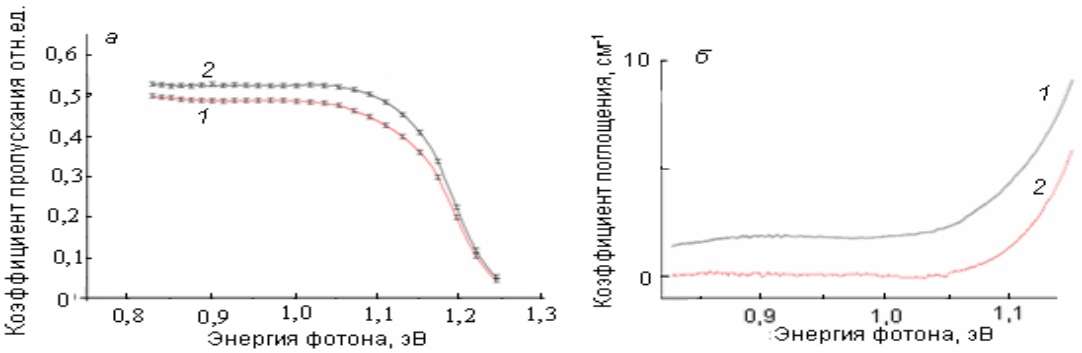


рис. 2. Экспериментальные результаты: а) сравнение спектров пропускания; б) сравнение спектров поглощения: 1 – образец №1 с КТ, 2 – образец №2 без КТ

Для образца СЭ на основе Si с КТ Ge зафиксировано продление отклика в ИК–область до длины волны 1300 нм, при этом фоточувствительность составляет 0,12 мА/Вт (рис. 3. б), в то время как красная граница для Si фотодиода находится вблизи длины волны 1,2 мкм.

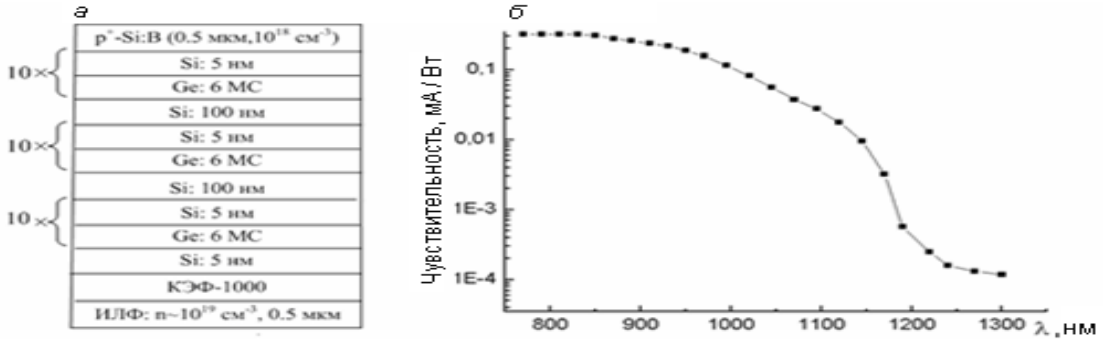


рис. 3. Исследование спектральной чувствительности СЭ: а) Структура исследуемого образца СЭ; б) спектр фотоотклика СЭ на основе Si с КТ Ge

Подобные измерения проводились в работе [4], где были продемонстрированы волноводные фотодетекторы с КТ системы материалов Ge/Si, со спектральной чувствительностью на λ=1,3 мкм 25 мА/Вт. Продление отклика для исследованного нами СЭ, лишь до λ=1,3 мкм объясняется, во – первых, слабым поглощением фотонов, соответствующих длинноволновому излучению, в результате малой толщины многослойной структуры с КТ и нормальной геометрии эксперимента. Во – вторых, согласно [5], толщина спейсерных слоёв в 5 нм является недостаточной. Высота зарытых наноостровков Ge превышает толщину разделительных Si слоев, что приводит к аккумулированию пластических деформаций и, как следствие, возникновению дислокаций. Дислокации являются эффективными центрами рекомбинации, а потому уменьшают время жизни носителей заряда, что, в конечном итоге, приводит к уменьшению квантовой эффективности СЭ.

Список публикаций:
[1] Двуреченский А.В., Якимов А.И // Известия РАН. Серия физическая. – 2009 – Т. 73, №1 – С. 71–75.
[2] Алфёров Ж.И., Андрев В.М., Румянцев В.Д. // ФТП. – 2004 – Т. 38, №8. – С. 938–948.
[3] Vakulenko O.V., Kondratenko S.V., Nikolenko A.S. et al. // Nanotechnology. – 2007. - № 18. – P. 1-5.
[4] Kurdi M.El., Boucaud P., Sauvage S. et al. // Physica E. – 2003. - № 16. – P. 523-527.
[5] Alguno A., Usami N., Ujihara T. et al. // Appl. Phys. Lett. – 2004. – Vol. 84. № 15. – P. 2802-28042006. № 4. С.35.

Синтез и исследование структуры наноразмерных структур на основе селенида цинка в матрицах пористого оксида алюминия

Хохряков Семен Владимирович
Удмуртский государственный университет
Валеев Ришат Галеевич
Dezik90@mail.ru

Современное материаловедение уделяет значительное внимание исследованию физико-химических, оптических, электронных свойств новых оптических материалов для различных областей технологии. При этом современные тенденции миниатюризации, особенно сильно проявляющиеся в уменьшении размеров элементов

электронных микросхем, становятся актуальны и в оптоэлектронике, поскольку все чаще для обмена информацией между отдельными элементами схем применяются оптические волноводы, а, следовательно, возникает необходимость в уменьшении размеров, как самих волноводов, так и устройств, приема-передачи информации [1, 2].

Наноструктуры на основе бинарных полупроводников имеют перспективы для их применения в оптико-электронных приборах, солнечных батареях, ИК датчиках и лазерах. Одним из наиболее интенсивно развивающихся направлений является разработка высокоэффективных твердотельных источников белого света с малым потреблением энергии, а также новых эффективных когерентных источников излучения, при этом уменьшение размеров (вплоть до десятков нанометров) отдельных источников может привести к значительному увеличению яркости при меньшем энергопотреблении.

В связи с этим, было предложено использовать в качестве рабочего материала полупроводниковых источников наноструктуры селенида цинка, полученные методом испарения материала на пористые пленки оксида алюминия. В данной работе проведена отработка лабораторных методик по получению наноструктур на основе ZnSe в пористых матрицах оксида алюминия, а так же исследована их структура. Получено, что наноструктуры селенида цинка, как и для случая германия, показывают репликацию структуры матрицы. При этом с увеличением диаметра пор, наблюдается рост наноструктур в виде «колец», что подтверждает предположение о заполнении пор от стенки к центру (см. рис.1.).

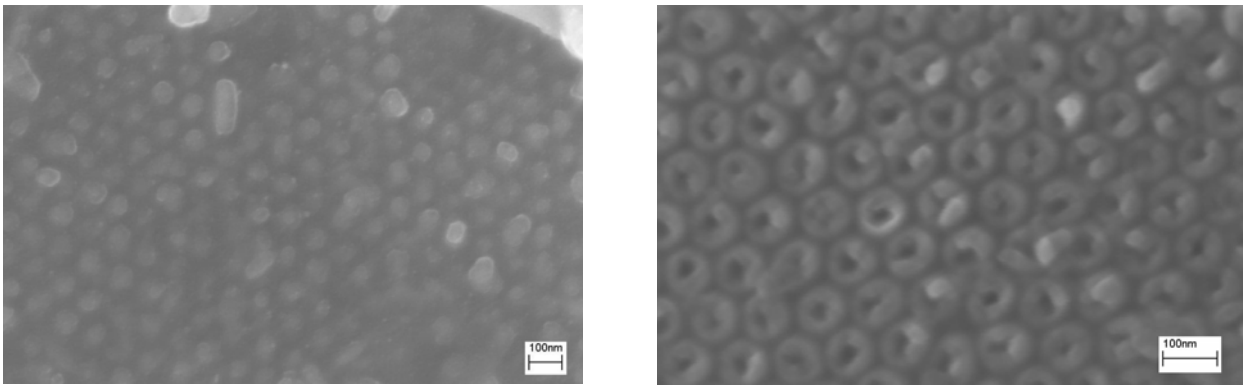


рис.1. СЭМ-изображения массивов наноточек и наноколец селенида цинка, полученных напылением на пористые пленки оксида алюминия: диаметр пор 50 нм (слева) и диаметр пор 130 нм (справа).

Работа выполнена в рамках проектов Программы Президиума РАН (09-П-2-1026), Госконтракта с Министерством образования и науки РФ № 02.740.11.0543 и гранта Президента РФ (№ 02.120.11.369-МК.

Список публикаций:

[1] Шегай О. А., Журавлев К. С., Марков В. А., Никифоров А. И., Пчеляков О. П., Фотосопротивление Si / Ge / Si - структур с квантовыми точками германия // ФТП. 2000. Т. 34. Выпуск 11 С. 1363.

[2] Гриняев С. В., Чалдышев В. А., Глубокие уровни кластеров из атомов галлия в GaAs // ФТП. 2001. Т. 35. Выпуск 1 С. 84.

Поглощение и излучение электромагнитной СВЧ энергии пьезокерамикой

Черкесов Сергей Владимирович

Шлома Александр Владимирович, Агаркова Диана Сергеевна

Южный федеральный университет

Сидоренко Евгений Никифорович, к.ф.-м.н.

alexander_shloma@mail.ru

Для всех поликристаллических сегнетоэлектриков характерно явление СВЧ дисперсии диэлектрической проницаемости, заключающееся в том, что в диапазоне частот 1-10 ГГц действительная часть ε' комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon' - i\,\varepsilon''$ с ростом частоты возрастает в несколько раз, а на частоте ν_o, соответствующей точке перегиба спектральной зависимости $\varepsilon'(\nu)$, в центре дисперсии имеется максимум на кривой $\varepsilon''(\nu)$. Значения мнимой составляющей диэлектрической проницаемости ε'' определяют потери энергии электромагнитного поля, расходуемой в процессе переполяризации сегнетоэлектриков. В работах Киттеля [1] и Санникова [2] потери энергии сегнетоэлектриках на СВЧ связывали с движением доменных границ и рассматривалось уравнение движения классического осциллятора, описывающее осциллирующую часть поляризации кристалла. Решение уравнения позволило оценить резонансную частоту ν_o, величина которой оказалась завышенной по сравнению с экспериментом.

В работе [3] исследовано влияние воздействия на диэлектрическую проницаемость одномерного механического напряжения σ в монокристаллах титаната бария и получены зависимости $\varepsilon'(\sigma)$, на которых имелись области σ с $\varepsilon'<0$. Отрицательные значения ε' и огромные значения ε'' свидетельствуют о том, что кристалл может не только поглощает энергию, но и излучает ее.

В данной работе поставлен эксперимент по обнаружению явления излучения сегнетоэлектриками электромагнитного поля. Для этой цели использовались панорамный измеритель Р2-61 и индикатор КСВН и ослабления Я2Р-67, со специально изготовленной в качестве измерительной ячейки миниатюрной широкополосной микрополосковой линией. Подложка микрополосковой линии, в которой распространяется волна, имеет диэлектрическую проницаемость $\varepsilon \approx 10$, а ширина центрального проводника ленточного типа равна 1 мм. К выходу микрополосковой линии подключалась 50-омная согласованная нагрузка, то есть линия работала в режиме бегущей волны. Исследуемые пьезоэлектрические образцы, изготовленные в форме таблеток с R = 5 мм и h = 0,8 мм, размещались на поверхности микрополосковой линии в окрестности центрального проводника. Исследуемые образцы не имели электродов

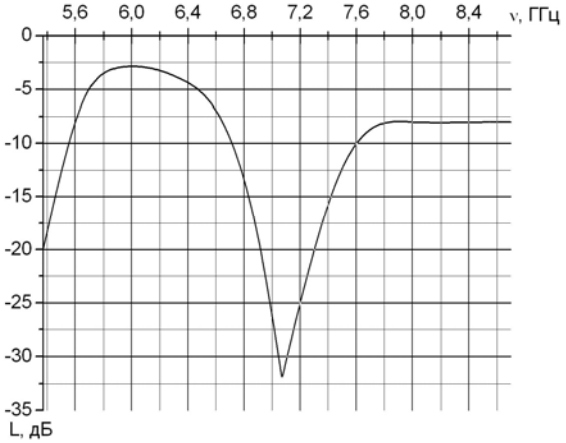


рис.1. Спектр поглощения энергии электромагнитного поля пьезокерамики ЦТС-36.

В качестве объектов исследования были выбраны сегнетоэлектрики: твердые растворы системы $(1-x)PbZrO_3 - xPbTiO_3$ цирконата-титаната свинца (ЦТС). Для твердых растворов из ромбоэдрической фазы (с небольшим содержанием x), имеющих доменную структуру с более подвижными доменными границами, характерно наличие в спектрах поглощения энергии больших максимумов резонансного характера [4]. Типичный спектр поглощения, полученный нами для ЦТС-36, приведен на рисунке 1.

Для исследования наличия поля излучения параллельно микрополосковой линии над образцом располагался полуволновый петлевой вибратор, к которому через СВЧ диод подключался цифровой вольтметр. Дрейф нуля вольтметра составлял около 20 мкВ.

Без образца над микрополосковой линией излучения не обнаружено. Основной тип волны в микрополосковой линии близок к Т типу (квази Т-волна), а ее электромагнитное поле сконцентрировано в основном в подложке. При наличии же на микрополосковой линии сегнетоэлектрического образца вольтметр фиксировал постоянную составляющую напряжения интегрального излучения электромагнитного поля полученной системы. Исследовано распределение напряжения электромагнитного поля в зависимости от высоты над образцом. Результаты представлены на рисунке 2.

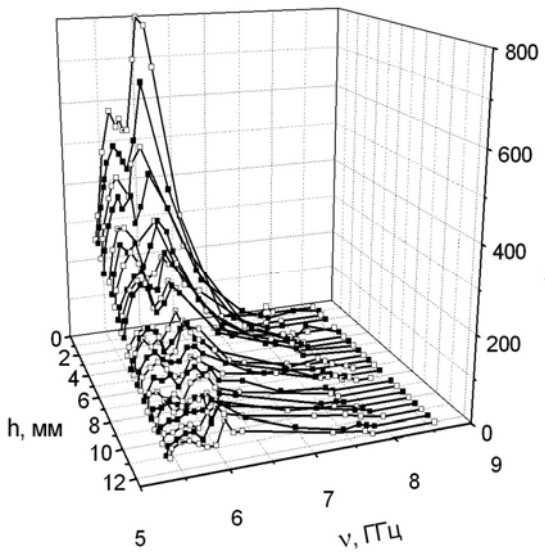


рис.2. Спектральное распределение напряжения интегрального поля излучения пьезоэлектрика ЦТС-36.

Выводы:

1. Сегнетоэлектрики, размещенные в СВЧ электромагнитном поле, в определенной области частот поглощают электромагнитную энергию, которая превращается не только в джоулево тепло в процессе переполяризации, но и в энергию поля излучения.

2. Частоты поглощения (≈7 ГГц) и излучения (≈ 6 ГГц) не совпадают. Сегнетоэлектрик не просто «вытягивает» электромагнитное поле из микрополосковой линии на частоте поглощения, а переизлучает ее на другой частоте.

3. Элементами поглощающими и излучающими СВЧ поле в сегнетоэлектрике могут быть а- и с– доменные клиновидные двойники. Толщина таких двойников составляет от долей до 1-2 мкм. Если их доменные стенки не закреплены стопорами, в качестве которых могут выступать различные дефекты кристаллической структуры, то наблюдается явление пьезоэффекта – двойники

могут совершать колебательные движения. Резонансная частота ν_0 пьезоэлектрических колебаний таких доменов попадает в исследуемый диапазон частот [5].

4. Аналогичные результаты получены для ЦТС и с другими концентрацией x.

Список публикаций:
[1] C. Kittel. Phys. Rev., 83, 458 (1951).
[2] Д. Г. Санников, ЖЭТФ, 41, 433 (1961).
[3] А. В. Турик, Е.Н. Сидоренко, Н.Б. Шевченко, В.Ф. Жестков, Б.Ф., Прокуряков, Изв. АН СССР, сер.физ., 39, 850, (1975).
[4] В.В. Гершенович, Е.Н.Сидоренко, Л.А.Резниченко, Р.К.Бабичев, Вестник южного научного центра. 2, №4,19 (2006).
[5] Е.Н. Сидоренко, В.Г. Гавриляченко, А.В. Турик, А.Ф. Семенчев, Чан Тхи Бить Нгок, М.Е.Агаркова , И.С. Андреев, трудов «ОМА- 2004» Фазовые превращения в твердых растворах и сплавах. 7-й Межд. Симп. г. Сочи. Россия. 279(2004).

Синтез и исследование структуры наноразмерных структур на основе германия в матрицах пористого оксида алюминия

Чукавин Андрей Игоревич
Удмуртский государственный университет
Валеев Ришат Галеевич
Superx2@mail.ru

Ge и соединения его изоэлектронного ряда (GaAs, ZnSe, ZnS и др.) традиционно используются в различных областях техники, а в последнее время все шире применяются и наноструктуры на их основе. В течение последних нескольких лет успешно развиваются методики, позволяющие получать различные нанообъекты. Наилучшим примером таких объектов являются квантовые точки германия на поверхности монокристаллических кремния, арсенида галлия и других полупроводниковых материалов [1,2].

Методы получения наноструктур с узким распределением по размерам можно условно разделить на физические и химические. Физические методы включают подходы, высокоэнергетические методы напыления и методы механического измельчения. Более доступной альтернативой являются химические методы, основанные на использовании пространственно-ограниченных систем, в том числе темплатных структур.

Для создания упорядоченных наноструктур германия использован метод репликации структуры пор анодного оксида алюминия, при этом темплатирование было проведено методом резистивного напыления порошка материала в условиях сверхвысокого вакуума.

Исследование структуры полученных образцов показало, что синтезируемые наноструктуры германия находятся в рентгеноаморфном состоянии и кристаллизуются после отжига в вакууме в течение 3,5 часов при температуре 450 °С. Исследования методом сканирующей электронной микроскопии указывают на то, что расположение наноструктур, а также их диаметр, аналогичны диаметру и расположению каналов в пленках пористого оксида алюминия. Это говорит о репликации германием структуры темплата (Рис.1.).

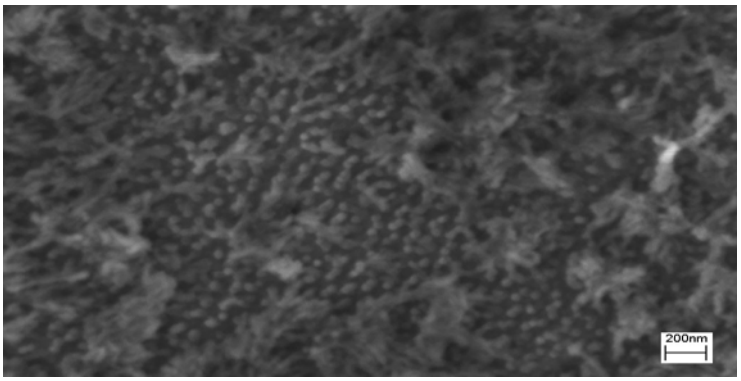


рис.1. СЭМ-изображение массива наноточек германия.

Работа выполнена в рамках проектов Программы Президиума РАН (09-П-2-1026), Госконтракта с Министерством образования и науки РФ № 02.740.11.0543 и гранта Президента РФ (№ 02.120.11.369-МК.

Список публикаций:
[1] Шегай О. А., Журавлев К. С., Марков В. А., Никифоров А. И., Пчеляков О. П., Фотосопротивление Si / Ge / Si - структур с квантовыми точками германия // ФТП. 2000. Т. 34. Выпуск 11 С. 1363.
[2] S.W. Lee, L.J. Chen, P.S. Chen, M.-J. Tsai, C.W. Liu, W.Y. Chen, T.M. Hsu Improved growth of Ge quantum dots in Ge/Si stacked layers by pre-intermixing treatments // Applied Surface Science, 224 (2004), 152–155.

Компьютерное исследование процессов, происходящих в канале GaAs ПТШ, полученном с помощью ионной имплантации, при изменении параметров его профиля легирования

Шестаков Александр Константинович
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова
Новосибирский государственный университет
Журавлев Константин Сергеевич
shestakov@thermo.isp.nsc.ru

Арсенид галлиевые полевые транзисторы с затвором Шоттки (ПТШ) широко используются в различных областях, таких как сотовая телефония, высокоскоростная оптоволоконная связь, беспроводная передача данных (Wi-Fi, WiMAX), спутниковая связь и радиолокация. Структуры для изготовления этих транзисторов производятся двумя способами: методом эпитаксиального наращивания активных слоев на полуизолирующей подложке и методом ионной имплантации в подложку. Транзисторы, изготовленные на основе эпитаксиальных структур, обладают лучшими характеристиками в области высоких частот, однако, транзисторы, изготовленные с помощью ионной имплантации в арсенид галлиевые подложки, дешевле и проще в производстве, а в диапазоне частот до 10 ГГц их параметры удовлетворяют требованиям для большинства применений [1]. Поэтому использование ионно-имплантированных транзисторов в областях, где не требуются слишком высокие частоты, экономически оправданно. В частности ионно-имплантированные транзисторы производятся фирмой M/A-Com и сравнимы по параметрам с транзисторами, изготовленными на эпитаксиальных структурах [2].

Характеристики ионно-имплантированного транзистора: ток насыщения, пороговое напряжение, напряжение пробоя и крутизна зависят от параметров подложки: концентраций глубоких и мелких примесей и от параметров профиля легирования: положения пика концентрации легирующей примеси, ширины профиля легирования, концентрации легирующей примеси в максимуме профиля, который формируется с помощью имплантации ионов кремния в подложку [3]. Зависимость статических характеристик транзистора от параметров подложки была исследована в следующих статьях [1, 4-6]. Профиль концентрации легирующей примеси может быть легко рассчитан в случае имплантации в подложку с непокрытой поверхностью. Но при изготовлении канала транзистора имплантация часто проводится через диэлектрическую маску (пленку SiO2 или Si3N4). Использование маски позволяет подавить проникновение имплантируемых ионов за счет эффекта каналирования вглубь подложки и получить более резкий профиль, что положительным образом сказывается на характеристиках транзистора [3, 5, 6]. В случае имплантации через диэлектрическую маску расчет формы профиля концентрации уже не является тривиальной задачей из-за влияния большого количества различных факторов: разного характера рассеяния в аморфном диэлектрике и кристаллическом полупроводнике, потери части имплантируемых ионов в диэлектрической маске, диффузии имплантированных ионов во время послеимплантационного отжига. Варьируя толщину, химический состав и атомную структуру диэлектрической пленки, а также подбирая режимы имплантации и послеимплантационного отжига структур, можно управлять профилем легирования, а следовательно и выходными характеристиками транзистора [3, 5, 6].

Наиболее восприимчивыми характеристиками транзистора к изменению профиля концентрации легирующей примеси являются ток насыщения — ток стока при выходе транзистора в режим насыщения и пороговое напряжение — напряжение на затворе при котором обедненный слой едва перекрывает канал у истока [4]. Эти характеристики определяют основные параметры транзистора, а именно: его выходную мощность, которая прямо пропорционально току насыщения, и коэффициент полезного действия (КПД), который связан с пороговым напряжением обратно пропорциональной зависимостью [3]. Повышение мощности и КПД транзистора является важной задачей при проектировании и изготовлении исходной полупроводниковой структуры. Для решения этой задачи необходимо найти зависимость характеристик транзистора от параметров профиля легирования, а затем найти такое соотношение этих параметров при которых характеристики транзистора будут наиболее оптимальными.

Профиль легирования ионно-имплантированного транзистора, получающийся после имплантации через диэлектрическую пленку и постимплантационного активационного отжига, предполагался гауссовым.

$$N(x) = \frac{K_{act} \cdot Q}{\sqrt{2\pi} \cdot \Delta\overline{R}_{\rho}} \cdot \exp\left[-\frac{\left(x - \overline{R}_{\rho}\right)^2}{2 \cdot \Delta\overline{R}_{\rho}^{2}} \right] \qquad (1)$$

где Rp — проекция среднего пробега имплантированных ионов в подложке, которая определяет положение положения пика концентрации легирующей примеси, $\Delta\overline{R}_{\rho}$ — среднеквадратичное отклонение

среднего пробега, задающее ширину профиля легирования, Q — доза имплантированных ионов и Kact - коэффициент активации примеси, а величина равная Kact·Q/$\sqrt{2\pi} \cdot \Delta\overline{R}_p$ дает концентрацию легирующей примеси в максимуме профиля. Коэффициент активации равен отношению концентрации ионизированных после отжига доноров к полной концентрации имплантированной примеси. Положение пика концентрации легирующей примеси определялось относительно поверхности транзистора, на которой расположены электроды истока, стока и затвора.

С помощью проведенных расчетов было установлено, что при смещении положения профиля вглубь подложки ток насыщения и пороговое напряжения возрастают линейно с глубиной за счет линейного повышения плотности заряда в канале. Скорость их роста определяется коэффициентом компенсации подложки (отношением концентрации фоновой примеси к концентрации компенсирующей примеси) и подвижностью носителей заряда, которая в свою очередь определяется распределением легирующей примеси и электрическим полем в канале транзистора.

В случае изменения ширины профиля при малых коэффициентах компенсации влияние на ток насыщения и пороговое напряжение в основном оказывает изменение плотности заряда в канале, подвижность электронов при этом почти не меняется. При больших коэффициентах компенсации помимо увеличения плотности заряда в канале так же начинает оказывать влияние ударная межзонная генерация носителей заряда, которая возникает у стоковой части затвора из-за повышения напряженности электрического поля в этой части канала при уменьшении ширины профиля и связанным с этим перераспределением примеси.

Список публикаций:
[1] Б. И. Селезнев, В. А. Дмитриев, А. П. Штейнгарт, "Исследование структур СВЧ полевых транзисторов с барьером Шотки на арсениде галлия", Вестник Новгородского Государственного Университета, №19, 2001
[2] http://www.macomtech.com
[3] Полевые транзисторы на арсениде галлия под ред. Д. В. Ди Лоренцо, Д. Д. Канделуола, М. «Радио и связь», 1988
[4] A. K. Shestakov, K. S. Zhuravlev, V. S. Arykov, V. A. Kagadei "Impurities and doping influence on characteristics of GaAs field effect transistor with Schottky barrier", Internano-2009, 2009 International School and Seminar on Modern Problems of Nanoelectronics, Micro- and Nanosystem Technologies Proceedings, pp. 53-55, Novosibirsk, Russia - October 28-31, 2009.
[5] B. L. Sharma "Ion implantation into GaAs", Def. Sci. J., Vol 39, No. 4, October 1989, pp 353-365
[6] R. Anholt et al., "Ion implantation into gallium arsenide", J. Appl. Phys., Vol. 64, No. 7, 1 October 1988, pp. 3429-3438

Механизмы роста и топология наноструктур соединений IV-VI, полученных из паровой фазы

Яворский Ярослав Святославович
Бачук Василий Василевич, Чав'як Иван Игоревич, Былина Иван Сергеевич, Крыницкий Александр Степанович
Прикарпатский национальный университет имени Василия Стефаника
Лоп'янко Михаил Антонович, к.ф.-м.н.
freik@pu.if.ua

Полупроводники IV-VI являются объектом изучения на протяжении длительного времени как с точки зрения интересных модельных объектов, так и их практического использования в качестве лазеров и термоэлектрических элементов инфракрасной области оптического спектра. Формирование их в наноразмерном масштабе значительно модифицируют свойства и расширяют области использования.

Сделан анализ парофазных методов – молекулярно-лучевой эпитаксии, горячей стенки, открытого испарения, газодинамического потока – получение наноструктур на основе халькогенидов свинца. Обращено внимание на механизмы зарождения, роста и особенностей процессов самоорганизации квантовых точек и квантовых кристаллов.

В этом смысле:

1. Показано, что парофазные методы, как новейшие (молекулярно-лучевой эпитаксии) так и давно известные (открытое испарение в вакууме, горячая стенка, газодинамический поток) имеют технологическую перспективу получения наноструктур полупроводниковых соединений IV-VI.

2. Метод молекулярно-лучевой эпитаксии при выборе химического состава наноструктур, температуры и времени осаждения обеспечивает самоорганизацию роста упорядоченных в вертикальном и латеральном направлениях квантовых точек и квантовых кристаллов.

3. Методы открытого испарения в вакууме, горячей стенки и газодинамического потока пара – перспективные в технологии нанограннулированых пленок и квантово размерных систем, однако вопросы

связанные с самоорганизацией упорядоченных ноль измеримых структур требуют дополнительных исследований.

4. Подчеркнуто целесообразность получения наноструктур на интерфейсе эпитаксиальных гетероструктур за счет регулярной сетки краевых дислокаций несоответствий.

Определим направления дальнейших технологических исследований, которые могут быть экономически выгодными для получения самоорганизованных упорядоченных квантовых точек и статистически распределенных, а также квантовых кристаллов с заранее заданной формой, составом, структурой и свойствами.

Робота выполняется по проекту НАН Украины (государственный регистрационный номер 0110U006281) и ГФФИ - Государственного комитета Украины по вопросам науки, инноваций и информатизации (государственный регистрационный номер 0110U007674).

Формирование регулярных нанодоменных структур в монокристаллах ниобата лития с помощью импульсного лазерного нагрева

Якунина Елена Михайловна

Шур Владимир Яковлевич, Кузнецов Дмитрий Константинович, Мингалиев Евгений Альбертович

Уральский государственный университет им. А.М. Горького

Шур Владимир Яковлевич, д.ф.-м.н.

eyakuninaart@gmail.com

Исследовалось формирование регулярных нанодоменных структур в монокристаллах ниобата лития ($LiNbO_3$) в результате воздействия импульсного лазерного нагрева без приложения внешнего электрического поля. Ниобат лития является одним из наиболее востребованных сегнетоэлектрических кристаллов, который широко используется для создания устройств нелинейной и интегральной оптики [1].

Импульсный нагрев полярных поверхностей монокристаллических пластин конгруэнтного (CLN) и легированного 5% MgO (MgO:LN) ниобата лития проводился импульсами лазерного излучения в ультрафиолетовом ($\lambda = 266$ нм, $\tau = 5$ нс, $f = 10$ Гц) и инфракрасном ($\lambda = 10.6$ мкм, $\tau = 0.12$-2 мс, $f = 1$-5 кГц) диапазонах. Визуализация нанодоменных структур производилась с помощью оптической и атомно-силовой микроскопии после химического травления, а также без травления с помощью силовой микроскопии пьезоэлектрического отклика.

Ранее было показано, что импульсное лазерное облучение поверхности монокристаллов ниобата лития приводит к формированию самоорганизованных нанодоменных структур [2]. При этом тип нанодоменных структур существенно зависит от плотности энергии лазерного излучения. Было установлено, что образование нанодоменных лучей начинается с формирования изолированных нанодоменов, преимущественно на краю облученной зоны, и роста нанодоменных лучей вдоль выделенных кристаллографических направлений. Индуцированные лазерным нагревом нанодоменные структуры можно разделить на три типа: изолированные нанодомены; самоорганизованные нанодоменные структуры; квазирегулярные структуры [3]. Наибольший интерес для практического применения представляют квазирегулярные структуры, которые образуются в результате роста нанодоменных лучей внутри облученной зоны вдоль выделенных Y направлений (Рис. 1).

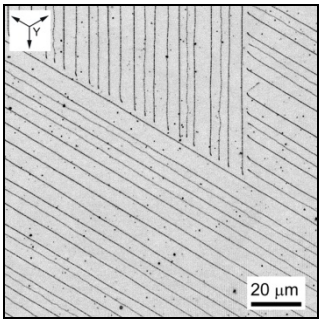


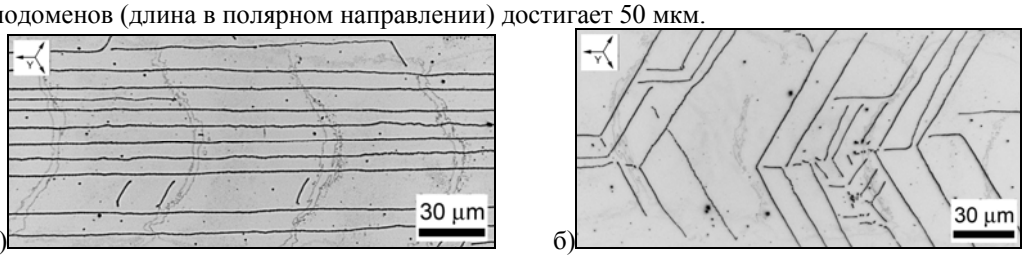
рис.1 Формирование квазирегулярных нанодоменных структур при импульсном облучении поверхности пластин монокристаллов MgO:LN.

Анализ изображений с квазипериодическими структурами показал, что в процессе роста нанодоменных лучей период доменной структуры остается неизменным, а дисперсия периода уменьшается, демонстрируя,

таким образом, процесс самоорганизации, который обусловлен электростатическим взаимодействием между доменами.

Разделение стадий образования изолированных доменов на краю облученной зоны и роста нанодоменных лучей внутри нее позволило создавать квазирегулярные нанодоменные структуры на больших площадях в результате облучения поверхности пластин монокристаллов серией последовательных импульсов с частичным перекрытием зоны облучения. Необходимо отметить, что образование квазирегулярных нанодоменных структур происходит только при сканировании лазерным лучом вдоль положительного направления Y кристаллографической оси монокристалла (Рис.2а). Сканирование вдоль отрицательного направления Y кристаллографической оси приводит к формированию доменной структуры, состоящей из отдельных нанодоменных лучей (Рис.2б).

Реализация импульсного лазерного нагрева в режиме сканирования позволила создавать регулярные нанодоменные структуры с средним периодом 4 мкм и длиной полосовых доменов до нескольких миллиметров. Глубина нанодоменов (длина в полярном направлении) достигает 50 мкм.



а) б)

рис.2 Рост нанодоменных лучей при сканировании ультрафиолетовым лазерным лучом по поверхности пластины MgO:LN: (а) сканирование вдоль положительного направления Y кристаллографической оси; (б) сканирование вдоль отрицательного направления Y кристаллографической оси.

Следует отметить, что наблюдаемый эффект может быть использован для создания самоорганизованных нанодоменных структур в монокристаллах ниобата лития для нелинейно-оптических применений.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гр. 10-02-96042-р-Урал-а, 10-02-00627-а); ФАО (ГК №П870 и №П1262), ФАНИ (ГК №02.74011.0171 и №02.552.11.7069), программы CRDF BRHE и Федерального агентства по образованию (гр. РНП 2.2.2.3.16019/ Y5-P-05-10)

Список публикаций:

[1] Byer R.L .// J. of Nonlinear Optic. Phys. & Mater, 1997.-V.6.-pp.549-555.

[2] Kuznetsov D.K., ShurV.Ya., Negashev S.A., Lobov A.I., Pelegov D.V., Shishkin E.I., Zelenovskiy P.S., Platonov V.V., Ivanov M.G., and Osipov V.V. // Ferroelectrics, 2008.-V.373.-pp.133-138.

[3] ShurV.Ya., Kuznetsov D.K., Lobov A.I., Nikolaeva E.V., Dolbilov M.A., Orlov A.N. and Osipov V.V.// Ferroelectrics, 2010.-V. 341.-pp.85-93.